

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXVIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА—1962

Редакционная коллегия:

Член-корр. АН СССР *А. Б. Северный* (ответственный редактор),
член-корр. АН СССР *Э. Р. Мустель*,
доктор физ.-мат. наук *В. Б. Пиконов*,
кандидат физ.-мат. наук *П. П. Добронравин*
(заместитель ответственного редактора),
кандидат физ.-мат. наук *Л. С. Галкин* (ответственный секретарь)

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ
АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВII. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУР И ТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ
В АТМОСФЕРАХ ДЕВЯТИ СВЕРХГИГАНТОВ
O9,5 — B5

О. П. Голландский, И. М. Копылов

Методом кривой роста на основе 50 спектрограмм с дисперсией 23,4 Å/мм изучены физические условия в атмосферах девяти сверхгигантов O9,5 — B5.

Скорости микротурбулентных движений (v_t), найденные по триплетным и синглетным линиям He I и по линиям прочих элементов, возрастают при переходе от звезд B5 к звездам B0, а затем снова уменьшаются в звездах O9,5.

В атмосфере каждой звезды наибольшие скорости получены из кривых роста для триплетов He I, наименьшие — из кривых роста для линий O II, N II, Si III и пр. Эти различия обусловлены, по-видимому, различной глубиной формирования линий He I и прочих элементов в атмосферах сверхгигантов.

Скорости v_t сопоставлены со скоростями макротурбулентных движений в атмосферах этих звезд (V_t), найденных по контурам спектральных линий. V_t близки к v_t , найденным по триплетам He I.

Проведено сопоставление температур возбуждения (T_n), найденных в основном по линиям O II, с температурами ионизации (T_{ii}), найденными из комбинации формул Саха и Гольцмана, примененной к линиям ряда атомов в двух соседних стадиях ионизации.

Обнаружена зависимость полученных T_n от потенциалов ионизации и возбуждения тех атомов, линии которых использовались для определения T_n . Зависимость интерпретируется нами как следствие зависимости глубины залегания эффективных слоев образования линий в атмосферах звезды от потенциалов ионизации и возбуждения для этих линий. Этот вывод полностью подтверждается результатами анализа теоретических моделей атмосфер горячих звезд.

Многозначность получаемых температур должна приводить к большим ошибкам в относительном химическом составе звездных атмосфер, определяемом методом кривых роста.

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF ATMOSPHERES OF HOT SUPERGIANTS.
II. A DETERMINATION OF TEMPERATURES AND TURBULENT VELOCITIES
IN ATMOSPHERES OF NINE O9,5 — B5 SUPERGIANTS, by O. P. Hollandsky and
I. M. Kopylov. — The physical conditions in the atmospheres of nine O9,5 — B5 supergiants have been studied by the curve of growth method, 50 spectrograms with dispersion 24.3 Å/mm at H_γ being used.

The turbulent velocities (v_t), obtained from the curves of growth for the He I lines and those of other elements increase from B5 to B0 stars, and then decrease for O9.5 stars.

The curves of growth for the triplets of He I yield the largest velocity in the atmosphere of a star, those for the O II, N II, Si III and other lines the smallest. These differences are probably due to different depths of formation of the lines of He I and other elements in the atmospheres of supergiants.

The velocities v_t were compared with large scale velocities (V_t) obtained from line profiles. The values of V_t are close to those of v_t found for the He I triplets.

The excitation temperatures (T_n) determined mainly from O II lines were compared with the ionization temperatures (T_{ii}) derived from the combination of the Saha

and Boltzmann formulas, applied to lines of several atoms in two successive ionization states.

A dependence of T_{H} on the ionization and excitation potentials was found for atoms, the lines of which were used for computing T_{H} . This dependence is interpreted as the consequence of a connection between the depths of the effective layers of line formation and the ionization and excitation potentials of these lines. This conclusion is confirmed by the results of analysis of theoretical models of atmospheres of hot stars.

The uncertainty in the temperatures will lead to large errors in the relative chemical composition of stellar atmospheres obtained by the curve of growth method.

Вводные замечания

На основании спектроскопического материала, полученного в 1958—1960 гг. на спектрографе 1220-мм телескопа Крымской обсерватории, начата работа по исследованию физических условий и химического состава атмосфер горячих сверхгигантов в спектральном интервале O9 — F2.

В первой статье, посвященной изучению восьми сверхгигантов B8 — A0 [1], были указаны наиболее важные современные вопросы исследования атмосфер горячих сверхгигантских звезд.

1. Характер турбулентных движений в атмосферах этих звезд. Совершенно неясным до сих пор остается вопрос о происхождении турбулентных движений, о характере изменения скорости этих движений с высотой в атмосфере и о степени влияния турбулентности на условия переноса энергии в атмосферах звезд.

2. Уклонения от локального термодинамического равновесия. Хотя изучение этого вопроса имеет большое значение при исследовании атмосфер всех типов звезд, однако наибольший интерес он представляет для атмосфер сверхгигантов, обладающих большой протяженностью и не находящихся, по-видимому, в гидростатическом равновесии.

Метод кривых роста, из-за его сравнительной простоты наиболее часто употребляемый для определения физических характеристик атмосфер звезд, приводит обычно к различным значениям температуры возбуждения ($T_{\text{в}}$) и температуры ионизации ($T_{\text{и}}$) для атмосфер одной и той же звезды (см., например, сводку М. Хак [2]).

Для звезд поздних спектральных классов, где имеется и обычно используется возможность определений обеих температур, $T_{\text{в}}$ оказывается, как правило, ниже $T_{\text{и}}$ на 5—20% в зависимости от спектрального класса и светимости звезды (и в зависимости от метода определения температур).

Для звезд спектральных классов O9 — B5, в том числе и для сверхгигантов, определяется обычно только одна температура, чаще всего ионизационная. Вследствие этого изучение характера уклонения условий в атмосферах звезд от термодинамического и гидростатического равновесия в значительной мере затруднено. Большие дополнительные осложнения вводятся благодаря наличию в атмосферах сверхгигантов турбулентных движений с большими скоростями.

Мы сочли целесообразным для иллюстрации сказанного выше кратко обрисовать современное состояние вопроса об изучении физических условий и химического состава атмосфер отдельных сверхгигантов спектральных классов O9 — B5.

Всего в этом спектральном интервале различными авторами с применением часто очень сильно отличающейся методики изучено 8—10 сверхгигантов.

Дж. Годоли [3] изучил в 1954 г. сверхгигант α Cam (O9,5 Ia) по семи спектрограммам с дисперсией 40 Å/мм. Из анализа водородного спектра была определена двумя методами электронная плотность ($\lg n_e = 14,02$), электронное давление ($\lg P_e = 2,59$, принято, что $T = T_{\text{eff}}$ по шкале

эффективных температур) и эффективное ускорение силы тяжести ($\lg g_{\text{eff}} = 4,14$). Было найдено отношение полного числа атомов водорода и гелия в атмосфере ($\lg \frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} = -0,52$). Линии остальных химических элементов не использовались.

Сверхгигант HD 188209 (O9,5 I) был изучен М. Хак [4] по спектрограммам с дисперсией 35 Å/мм. Электронное давление было найдено двумя методами по водородному спектру ($\lg P_e = 2,51$). Найдено, что $\lg g_{\text{eff}} = 3,76 \pm 0,30$. Применяя формулу Саха к линиям He I и He II при $\lg P_e = 2,51$, М. Хак нашла, что $T_{\text{H}} = 29\,000^\circ$. По кривой роста, построенной для линий Si IV, C III, Si III, O III, Mg II и O II, найдена скорость мелкомасштабных турбулентных движений $v_t = 40$ км/сек. Найдено также относительное обилие семи легких элементов, включая H и He.

Сверхгигант κ Cas (B1 Ia), переменность спектра которого неоднократно отмечалась (см., например, [5]), изучался в 1952 г. Дж. Маннино [6], а в 1953—1954 гг. был изучен более детально А. А. Боярчуком [7].

Дж. Маннино использовал спектрограммы с дисперсией 40 Å/мм. По кривой роста для линий O II он нашел, что $v_t = 35$ км/сек. По методу Унзоляда и по формуле Инглиса — Теллера определено электронное давление ($\lg P_e = 2,20$, при этом принято, что $\lg T = 4,40$). Найдено, что $\lg g_{\text{eff}} = 3,16$. Определено отношение числа атомов гелия к числу атомов водорода.

А. А. Боярчук [7] использовал спектрограммы κ Cas с дисперсией 23,4 Å/мм, полученные им в 1953—1954 гг., а также провел анализ материала наблюдений κ Cas из работы Дж. Маннино [6]. По формуле Инглиса — Теллера $\lg P_e = 1,84$. Найдены $\lg g_{\text{eff}}$ (3,35), турбулентная скорость по кривой роста (28—44 км/сек) и по контурам линий O II и Mg II (77—92 км/сек), температуры ионизации (21 700 — 22 100°) и возбуждения (18 000—19 800°). Эффективная температура (23 000°) принята по шкале эффективных температур звезд [8].

Р. Карлем [9] было проведено детальное спектрофотометрическое и теоретическое исследование атмосферы сверхгиганта ζ Per (B1 Ib). В его работе использовано 13 спектрограмм ζ Per с дисперсией от 2,8 до 39 Å/мм. Исследование проведено в основном методом сравнения наблюдаемых спектральных характеристик этой звезды с характеристиками, вычисленными по серии моделей атмосферы горячего сверхгиганта. Определены T_{eff} , $\lg P_e$ (при $\tau = 0,213$), $\lg g$, яркостная температура и температура в атмосфере звезды при $\tau = 0,213$. Из кривой роста для линий O II (мультиплеты № 1, 2, 5 и 6) получена $v_t = 14,2$ км/сек.

Л. Аллер [10] в написанном около десяти лет назад обзоре работ по химическому составу звезд приводит некоторые результаты количественного анализа атмосфер 11 звезд В, в том числе трех сверхгигантов, а именно — ϵ CMa, γ^2 Ori и 55 Cyg. Приведены T_{eff} (найжены по шкале эффективных температур), электронные давления $\lg P_e$ и обилия C, N, Ne, Mg, Al, Si и S по отношению к O. $T_{\text{eff}} = 23\,000^\circ$, $20\,400^\circ$, $20\,400^\circ$ и $\lg P_e = 2,80$, $1,34$, $1,36$ для ϵ CMa, γ^2 Ori и 55 Cyg соответственно.

В дальнейшем Л. Аллер провел более надежный анализ атмосфер сверхгигантов ϵ CMa и 55 Cyg, привлекая для этого методы кривых роста и моделей атмосфер [11, 12].

Последние две работы преследовали, однако, скорее методическую цель (сравнение и совместное применение различных методов анализа атмосфер горячих звезд). Здесь уместно сослаться на два весьма важных вывода, сделанных в работе Л. Аллера [11]. Во-первых, различные типы кривых роста, примененные к анализу атмосфер конкретной звезды, приводят к некоторым различиям в относительном обилии химических элементов, доходящим до $\pm 0,20$ в $\lg N$. Во-вторых, использование различных характеристик звездных спектров для определения параметров звездных

атмосфер приводит к различным (и иногда очень сильно различающимся) значениям T , $\lg P_e$ и v_t .

Необходимо отметить обширную работу Г.-Г. Фойгта [13] по количественному анализу атмосферы сверхгиганта 55 Cyg (B3 Ia). Исследование атмосферы этой звезды проведено классическим методом «грубого анализа» на основе обширного спектрофотометрического материала. По водородному спектру двумя методами (метод Унзо́льда и формула Инглиса — Теллера) получено $\lg n_e = 13,20 \pm 0,30$ и $\lg P_e = 1,55 \pm 0,30$. $T_H = 16\,250^\circ$ вычислена по формуле Саха, примененной к Si II и Si III с таким расчетом, чтобы величина $\lg P_e$, полученная из этой формулы, совпадала с $\lg P_e$ по линиям водорода. Найдено эффективное ускорение силы тяжести в тех слоях атмосферы звезды, где возникают водородные линии ($\lg g_{\text{eff}} = 2,87$) и где возникает излучение с $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ ($\lg g_{\text{eff}} = 2,23$). Оба эти значения $\lg g_{\text{eff}}$ меньше находимого с учетом зависимости масса — светимость ($\lg g = 3,4$). Из анализа кривой роста для линий N II и Si III и интенсивностей линий He I оценены скорости микротурбулентных движений в атмосфере 55 Cyg. Среднее значение v_t равно 30 км/сек, однако значения v_t , полученные по различным линиям, колеблются в очень больших пределах — от 15 до 65 км/сек. По контурам 19 линий O, N, Mg, Al и Si найдено, что скорость макротурбулентных движений (V_t) равна 36 ± 3 км/сек. Г.-Г. Фойгтом определено также относительное обилие химических элементов в атмосфере 55 Cyg.

Для полноты обзора необходимо упомянуть работы по определению скоростей макро- и микротурбулентных движений в атмосферах ряда горячих сверхгигантов.

Свыше 20 лет назад Л. Гольдберг [14] из анализа кривых роста для линий He I, O II и N II определил скорости микротурбулентных движений в атмосферах 25 горячих сверхгигантов, которые в настоящее время по классификации в системе МК относятся к классам светимости II—Ia. Скорости оказались заключенными в пределах от 0 до 35 км/сек (в зависимости от спектрального класса звезды и в меньшей степени от ее класса светимости).

В 1954 г. М. Хак [15] также определила скорости микротурбулентных движений в атмосферах 20 звезд O и B, в том числе 10 сверхгигантов.

В работе, посвященной изучению механизма расширения линий в спектрах звезд O и ранних B, А. Слеттебак [16] определил скорости вращения для 150 звезд O и B, в том числе для 60 сверхгигантов классов светимости II—Ia. В этой же работе Слеттебак показал, что наблюдаемые контуры спектральных линий можно интерпретировать как расширенные осевым вращением ($v_e \sin i$) или макротурбулентными движениями (V_t), причем определяемые по одному и тому же контуру величины $v_e \sin i$ и V_t связаны соотношением $v_e \sin i = 1,3 V_t$. Кроме того, Слеттебак приводит ряд свидетельств в пользу того, что в спектрах сверхгигантов классов светимости Ib—Ia и, возможно, II расширение спектральных линий обусловлено крупномасштабными турбулентными движениями газовых потоков в атмосферах, но не осевым вращением звезды. Исходя из этого, найденные Слеттебаком по спектрам сверхгигантов величины $v_e \sin i/1,3$ следует рассматривать как скорости макротурбулентных движений в атмосферах этих звезд.

Детальное ознакомление с перечисленными выше работами по изучению физических характеристик и химического состава атмосфер сверхгигантов позволяет сделать вывод, что в настоящее время мы не имеем достаточно однородных и сопоставимых результатов количественного анализа атмосфер горячих сверхгигантов различных спектральных подклассов (впрочем, это замечание не менее справедливо и применительно к горячим звездам главной последовательности).

Особенно разнородные результаты получаются при определении характеристик атмосфер сверхгигантов из анализа кривых роста.

Хотя электронные плотности в атмосферах горячих звезд, определяемые в настоящее время преимущественно по различным характеристикам водородного спектра, и могут систематически отличаться от электронных плотностей в эффективных слоях образования большинства спектральных линий в атмосферах звезд, но относительные величины их и ход зависимости $\lg n_e$ от спектрального класса и светимости определяются сравнительно надежно. Более того, данные наблюдений позволили определить (по линиям водорода) двумя-тремя методами электронные плотности в атмосферах по крайней мере 300 звезд О и В различных классов светимости [17].

Метод кривых роста позволяет в принципе определять для атмосферы звезды два типа температур — температуру возбуждения (T_v), определенную при помощи формулы Больцмана по числам атомов какого-либо элемента $(\lg \frac{N_i}{g_i})$, находящимся на различных возбужденных уровнях, и температуру ионизации (T_{ii}), определяемую по числу атомов какого-либо элемента в двух соседних стадиях ионизации при известной величине $\lg n_e$ или $\lg P_e$.

Однако из перечисленных выше работ только в одной, а именно в работе А. А. Боярчука [7], определены для сверхгиганта α Cas оба типа температур (а также T_{eff} , как обычно, по спектральному классу). Для этой звезды, как и для звезд более поздних спектральных классов, выполняется неравенство $T_v < T_{ii} < T_{eff}$ (см. в связи с этим сводки определений T_v , T_{ii} и T_{eff} для звезд различных спектральных классов [2, 18]).

Учитывая наличие этого неравенства, можно подвергнуть сомнению надежность параметров атмосфер звезд ранних спектральных классов, определяемых методом «грубого анализа» с использованием, как это чаще всего делается, какой-либо одной из температур, найденных из кривой роста. Со значительными ошибками будет определяться и относительный химический состав атмосфер.

Мы полагаем в связи с этим, что при изучении атмосфер звезд ранних спектральных классов, в том числе и ранних сверхгигантов, задачей первоочередной важности является определение турбулентных скоростей и температур в атмосферах этих звезд, причем особое значение следует придавать при этом сравнению величин этих параметров, найденных различными методами с использованием линий различных химических элементов.

Наша работа проводится с целью изучения физических характеристик атмосфер девяти сверхгигантов спектральных классов О9,5 — В5, в первую очередь с целью определения и анализа температур и турбулентных скоростей в атмосферах горячих сверхгигантов, ибо без учета отклонений от гидростатического и термодинамического равновесия и без учета неоднородности обрабатываемого слоя (в отношении T , $\lg P_e$ и v_t) получаемый химический состав атмосфер будет обременен значительными ошибками.

§ 1. Материал наблюдений и его обработка

В нашем распоряжении имелось около 60 спектрограмм для десяти сверхгигантов О9,5—В5. Спектрограммы были получены в основном в 1958—1959 гг. с однопризмным спектрографом 122-см рефлектора Крымской обсерватории, с дисперсией 23,4 Å/мм у H_γ .

Список наблюдавшихся звезд приведен в табл. 1. Первые четыре столбца таблицы пояснений не требуют. В столбцах 5 и 6 приведены спектральные классы и абсолютные величины этих звезд, определенные методом количественной спектральной классификации в [19]. Для звезды

Таблица 1

Номер звезды по HD	Звезда	m_v	Sp (MK)	Sp	M_v	Дата получения спектрограмм и продолжительность экспозиций
30 614	α Cam	$4,4^m$	O9,5 Ia	O9,45	$-6,75^m$	22.III 1959; $43^m, 47^m, 50^m$
37 742	ζ Ori	1,79	O9,5 Ib	O9,70	-5,58	9.XI 1958; $3^m, 4^m, 2^m, 5^m, 2^m, 5^m$
37 128	ε Ori	1,70	B0 Ia	O9,90	-6,00	9.XI 1958; $10^m, 2^m, 2^m, 2^m, 3^m, 3^m, 3^m, 4^m, 5^m$
2 905	κ Cas	4,15	B1 Ia	B0,35	-6,85	24.VIII 1958; 1^{h05m}
91 316	ρ Leo	3,85	B1 Ib	B0,95	-5,92	12.X 1958; $30^m, 35^m, 30^m, 25^m$
						14.V 1958; 2^{h30m}
						21.III 1959; $25^m, 25^m, 35^m$
						13.IV 1960; $1^{h15m}, 55^m, 35^m$
24 398	ζ Per	2,85	B1 Ib	B1,20	-5,88	24.XII 1959; $10^m, 8^m, 15^m$
						27.XII 1959; $20^m, 10^m, 15^m, 20^m, 10^m, 7^m$
193 237	P Cyg	4,83	B1 p	B1,20	-8,2	13.IX 1958; $1^{h05m}, 25^m, 55^m, 1^{h15m}$
						19.IX 1958; $1^{h35m}, 50^m, 55^m, 1^{h05m}$
41 117	χ^2 Ori (1) χ^2 Ori (2)	4,63	B2 Ia	B1,75	-7,36	30.III 1959; $60^m, 55^m$
						13.X 1955; $1^{h10m}, 30^m, 1^{h05m}, 1^{h20m}$
198 478	55 Cyg	4,82	B3 Ia	B3,40	-7,38	5.IX 1959; $1^{h30m}, 52^m, 47^m$
164 353	67 Oph	3,92	B5 Ib	B3,55	-5,62	14.V 1958; 2^{h45m}
						19.VII 1958; $40^m, 50^m$
						24.VIII 1958; $40^m, 50^m$

χ^2 Ori пять спектрограмм было получено Р. Н. Кумайгородской в 1955 г. с другой камерой этого же спектрографа (дисперсия $36 \text{ \AA/мм}$ у H_γ).

Все спектрограммы были получены на фотопластинках Кодак 103А—О, за исключением спектрограмм ρ Leo и 67 Oph от 14 мая 1958 г., полученных на пластинках Кодак 0а—О, и спектрограммы χ^2 Ori (2), полученных Р. Н. Кумайгородской 13 октября 1955 г. на пластинках Илфорд Зенит.

Регистрограммы спектров были получены при помощи регистрирующего микрофотометра Молля с увеличением в 25 раз. Затем обычным способом были получены эквивалентные ширины спектральных линий (W_λ).

Регистрограммы звезды P Cyg были обработаны по методике, принятой в Эдинбургской обсерватории [20] с целью обнаружения очень слабых абсорбционных и эмиссионных линий и полос. Анализ спектра P Cyg будет посвящена отдельная работа.

В табл. 2 дается общий список линий (за исключением водородных), для которых определены W_λ .

Обозначения столбцов очевидны. Сделаем лишь ряд замечаний к таблице. В круглых скобках во втором столбце указан химический элемент, линия которого блендируется с данной. Фигурными скобками в столбцах 1 и 5—14 охвачены частично перекрывающиеся линии и общие для них эквивалентные ширины. Приводимые в четвертом столбце значения $\lg g/f_\lambda$ для линий всех элементов, кроме He I, взяты из сводок [13] и [21]. Для линий He I значения f взяты из работы Э. Треффтц и др. [22].

Двоеточие при величинах $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ в столбцах 5—14 означает меньшую точность определения W_λ либо вследствие блендирования данной линии

Таблица 2

λ	Химический элемент	Номер мульт. по таблицам Мур	$\lg g/\lambda$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\zeta_{\text{Ori}} \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\kappa_{\text{Cas}} \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$p_{\text{Leo}} \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\zeta_{\text{Per}} \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\chi^2_{\text{Ori}} (1)$	$\chi^2_{\text{Ori}} (2)$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W\lambda} \cdot 10^6$
5015,7	He I	6	-5,08															
4921,9	He I	48	-4,72															
4906,9	O II	28		2,05 3	1,91 4	1,87 2	1,92 2	1,72: 1	1,97 5	2,27 2	2,41: 1	2,18 4	2,21 3	2,13: 2				
4828,9	Si III	9		1,43 2		2,21 5	2,18 4	2,30 5	2,18 4					2,24 4				
4819,7	Si III	9					1,46 5		1,41 3									
4713,4	He I	12					1,37 4	1,61 4	1,39 4	1,61 2			1,30 1					
4705,3	O II	25	-5,56	1,83 3	1,66 4	1,73 4	1,44 4	1,62 3	1,43 3	2,06 2	1,93 3		1,88 2	1,81 5				
4701,5	O II	58	-3,64				1,76 4	1,99 6	1,83 5				1,66 1					
4699,2	O II	25	-4,12				1,56 4	1,73 4	1,58 5	1,61 2								
4696,4	O II	1	-3,83			0,90 3	1,18 3	1,60 3	1,48 4									
4676,2	O II	1	-5,45							1,68 2	1,68 4		1,38 2					
4673,4	O II (C III)	1	-4,55				1,83 4	1,66 5	1,24 5	1,83 2								
4661,6	O II	1	-5,25				1,18: 2	1,24 2		1,56: 1								
4649,2	O II (C III)	1	-4,42				1,79 4	1,68 5	1,70 5	1,84 2			1,42: 1					
4641,8	O II (N III)	1	-3,78	2,32: 3	2,20: 4	2,40: 5	2,36: 4	2,22 5	2,25 5	2,26: 2			1,80 3	1,29 3				
4638,8	O II	1	-4,11			1,70: 5	1,92 4	2,10: 5	1,95 5	2,31 2	2,19 4		1,82 3	1,23 4				
4634,2	N III	1	-4,50			1,24 5	1,75 4	1,51 4	1,69 5	1,62: 2			1,65 1					
4630,9	N II (Si IV)	2	-4,41			0,87 4							1,32 1					
4621,4	N II	5	-4,24			1,17 7	1,47 4	1,81 5	1,64 5	2,12: 2	2,07 4		1,89 3	1,23 4				
4613,8	N II	5	-4,83							1,73 2	1,71 4							
4609,4	O II (N II)	5	-4,96							1,45 2	1,77 4		1,49 3					
4607,2	N II	93	-3,66				1,21 4	1,38: 2	1,33: 5	1,85: 2			1,73 2					
4601,8	N II, O II	5,93	-4,83				1,03: 2	1,41 4	1,42 5				1,55 2					
4596,2	O II	15	-4,73, -3,82					1,47: 4	1,49 5				1,89 4					
4591,0	O II	15	-4,01			1,02 4	1,57 4	1,50 5	1,59 5	1,56 2	1,30 4		1,36 2					
			-3,85			1,27 6	1,67 4	1,65 5	1,72 5	1,68 2	1,68 4		1,42 2					

Таблица 2 (продолжение)

λ	Химический элемент	Номер мульт. по таблицам Мур	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\chi^2_{\text{Ori}} (1)$ $\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\chi^2_{\text{Ori}} (2)$ $\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$
4327,5	O II	44	-4,08						1,37: 1						
4325,8	O II (C II, C III)	2	-5,31						1,49 2						
4319,6	O II	2	-4,59						1,82: 2						
4317,1	O II (C II)	2	-4,62						1,69: 2						
4303,8	O II	54	-4,72						1,69: 2						
4285,0	S III	4	-3,27						1,55 2						
4276,7	O II (O II)	67 (54)	-3,76						1,55 2						
4267,2	C II	6	-3,40						1,50 2						
4253,8	O II (C III)	101	-3,21						1,75 2						
4241,8	N II, N II	48, 47							1,73 5						
4236,9	N II	48							1,30 5						
4227,8	N II	33	-4,57						1,35 2						
4189,8	O II (S II)	36	-3,58						1,45 1						
4187,0	C III	48	-3,40						1,56 4						
4176,2	N II	42	-3,27						1,22 2						
4169,1	He I (O II)	52	-6,73						1,15 4						
4156,5	O II (C III)	19	-5,41						1,39 5						
4153,2	O II (S II)	19	-4,24						1,24 3						
4143,8	He I	53	-5,58						1,47 5						
4132,8	O II	19	-4,39						1,64 1						
4130,9	Si II	3	-3,61						2,06 1						
4128,1	Si II	3	-3,78						1,60 1						
4121,5	O II	19	-5,23						1,60 1						
4120,9	He I (O II)	16	-6,01						1,89 2						
4119,2	O II	20	-3,84						1,49 1						

Таблица 2 (окончание)

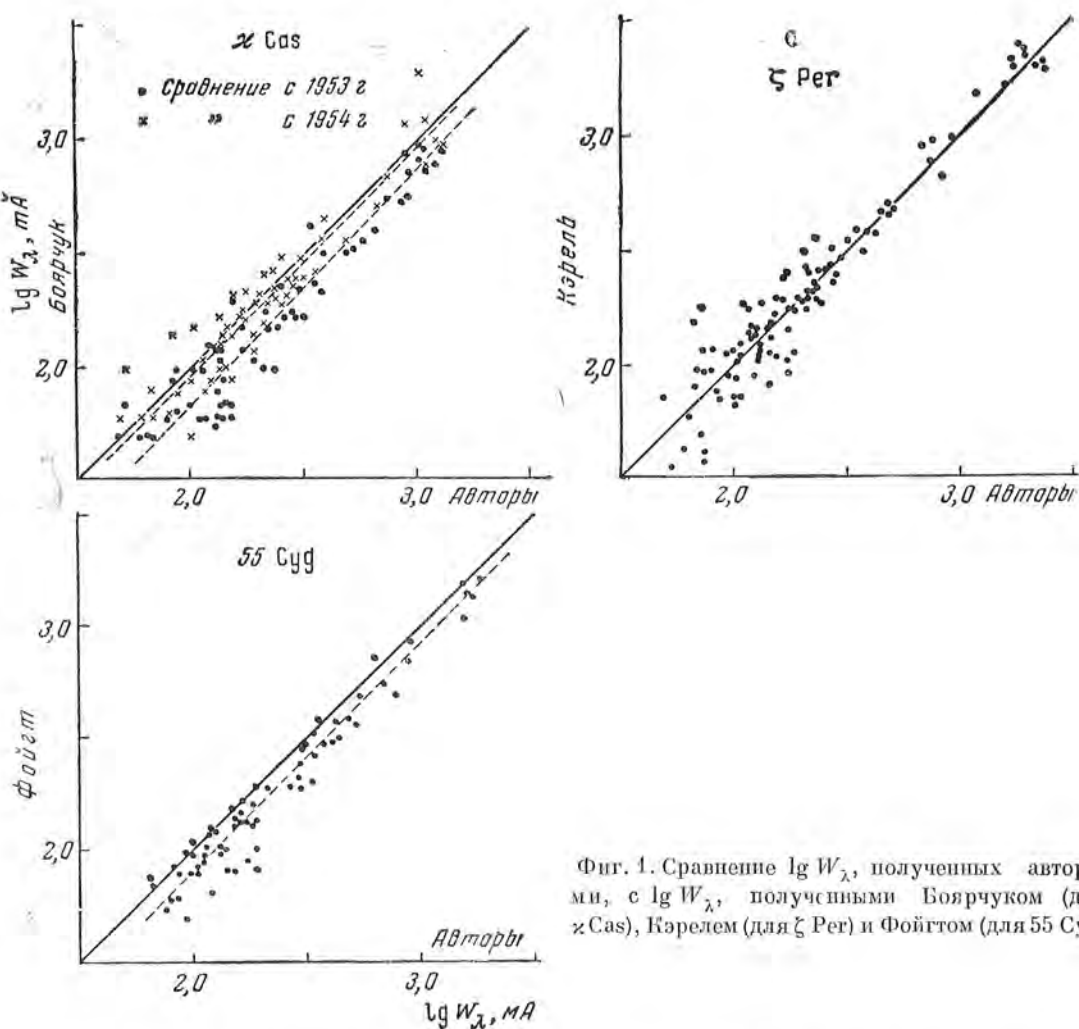
λ	Химический элемент	Номер муз. по таблицам Мур	$\lg gf \lambda$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\zeta_{\text{Ori}} \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\% \text{ Cas}$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$P_{\text{Leo}} \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\zeta_{\text{Per}} \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\chi^2_{\text{Ori}} (1)$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\chi^2_{\text{Ori}} (2)$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$	$\lg \frac{\lambda}{W \lambda} \cdot 10^6$
3955,8	N II	6		1,01	3	0,88:	2	1,30:	3	1,21	4	1,60	2	1,79	3	1,90	1
3954,4	O II	6	-4,67	1,18	4	1,59	5	1,50	3	1,44	6			1,44	2	1,67	1
3945,0	O II	6	-5,06	1,06	5	1,40	5			1,41	6					1,84	2
3928,5	S III					1,12:	4	1,61:	2	1,66	5						
3926,5	He I	58	-6,06	1,36:	5	1,49:	5	4,45:	2	1,31	4			1,26:	1	1,84:	1
3924,4	Si III			1,12	4	1,23	4	1,73	3	1,49:	5			1,58:	3	1,61:	1
3920,7	C II	4	-4,67	1,18	3	1,52	4			1,64:	5						
3919,0	C II, N II, O II 4, 17, 17	17, 17	-4,98, -4,79, -4,53														
3912,0	O II	17	-3,93	1,44	5	1,55	4	1,54	4	1,57	5						
3882,3	O II	12	-4,36	1,23	4	1,54	5	1,56:	1	1,57	5					1,47	1
3878,2	He I	59	-7,37	0,94	3	1,18	2									1,47	1
3876,5	C II	33	-3,11	1,00	3	1,21	5			1,41	3					1,49	1
3871,8	He I	60	-6,24	1,07	4	1,48	5	1,72:	1	1,53	5						
3867,6	He I	20	-6,41	1,09	5	1,46	4	1,45:	1	1,59	5					1,95	1
3864,5	O II	12	-4,68			1,35	3	1,31:	1	1,43	5					1,86	1
3862,6	Si II	1	-3,89													1,30	1
3856,1	Si II, O II, N II 1, 12, 30	1, 12, 30														1,33	1
3853,7	Si II	1														1,66	1
3851,3	O II	12	-4,84														
3838,4	S III, N II, He I 5, 30, 61	5, 30, 61	-5,52, -7,54			1,58:	3	1,24:	1	1,80:	3						
3819,7	He I	22	-5,35	2,02	6	2,18	3	2,35:	1	2,26	3						
3806,6	Si III (He I)	5	-3,72			1,56:	2	1,95:	1	1,78:	3						
3759,9	O III	2	-4,23	1,77	3												
3754,6	N III, O III	4, 2		1,57	3												

Таблица 3

Линия	α Cam n	ζ Ori n	ε Ori n	κ Cas n	ρ Leo n	ζ Per n	χ^2 Ori (1) n	χ^2 Ori (2) n	55 Cyg n	67 Ori n
H β	1,35 0,32	4,86 0,31	1,99 0,30	0,88 0,31	2,24 0,43	2,46 0,38	1,82 0,33	0,89 0,23	1,58 0,31	3,16 0,51
H γ	4,00 0,34	4,35 0,29	4,26 0,31	4,03 0,33	4,78 0,47	2,46 0,43	1,78 0,49	1,43 0,35	1,58 0,46	3,24 0,56
H δ	4,38 0,44	4,30 0,31	4,32 0,31	4,19 0,38	4,82 0,51	1,94 0,43	1,55 0,53	1,07 0,41	1,62 0,51	2,89 0,60
H ε	4,12 0,42	4,18 0,30	4,10 0,30	4,28 0,38	4,62 0,49	1,71 0,44	1,33 0,42	1,33 0,42	1,86 0,53	2,69 0,63
H ζ	1,00: 0,40	1,20 0,29	4,26 0,32	4,11 0,35	4,91: 0,48	1,73 0,44	0,66 0,28	0,66 0,28	1,70 0,46	0,60 0,63
H η		0,98: 0,24	4,00 0,29	4,05 0,36	1,70 0,44	1,98 0,43				
H θ			0,95 0,28	0,93 0,31	4,62: 0,40	1,88 0,40				
H ι			0,98 0,26	0,91: 0,30	1,20: 0,32	2,36 0,44				
H κ			0,83 0,25	0,87: 0,28		1,65 0,43				
H λ			0,74 0,22	0,55: 0,20		1,20: 0,31				
H λ			0,42 0,16	0,34: 0,19						
H λ			0,33 0,14							
R $_c$	0,44	0,31	0,32	0,38	0,50	0,44	0,53	0,42	0,52	0,63

более сильными линиями, либо из-за малого числа отдельных определений W_λ , вошедших в среднее значение, либо из-за положения линий в области некоторой недодержки или передержки, либо, наконец, просто из-за слабости линий.

Около каждого значения $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ указано число спектрограмм n , по которым определялась W_λ данной линии.



Фиг. 1. Сравнение $\lg W_\lambda$, полученных авторами, с $\lg W_\lambda$, полученными Боярчуком (для χ Cas), Кэрелем (для ζ Per) и Фойгтом (для 55 Cyg).

В табл. 3 дан список эквивалентных ширин W_λ (первая строка для каждой линии) и центральных глубин R_0 (вторая строка) водородных линий и наибольшая глубина линий в спектре каждой звезды R_c (последняя строка таблицы).

W_λ из табл. 2 и 3 сравнивались с W_λ , полученными А. А. Боярчуком [7] для χ Cas, Г.-Г. Фойгтом [13] для 55 Cyg и Р. Кэрелем [9] для ζ Per. Это сравнение представлено на фиг. 1.

Согласие наших определений W_λ для этих трех звезд с определениями W_λ , выполненными другими авторами, оказывается довольно хорошим.

Для определения относительных ошибок измерения эквивалентных ширин спектральных линий нами были выбраны пять групп линий

в интервале $\lambda\lambda$ 4300—4500 Å по 50 линий в группе. Каждая из групп содержала линии с W_λ в пределах $< 0,1$; $0,1-0,2$; $0,2-0,5$; $0,5-0,9$ и $0,9-1,8$ Å.

Таблица 4

Звезда	Пределы W_λ , Å				
	$< 0,1$	$0,1-0,2$	$0,2-0,5$	$0,5-0,9$	$0,9-1,8$
α Cam	45	40	7	5	5
ξ Ori	43	9	7	5	4
ε Ori	42	8	6	4	4
κ Cas	43	9	6	4	4
ρ Leo	42	8	6	4	4
ζ Per	42	8	6	4	4
χ^2 Ori	20	13	9	7	6
55 Cyg	47	42	9	6	5
67 Oph	43	9	7	5	5

Внутри каждой группы вычислялась вероятная ошибка одного измерения W_λ , затем делением на $\bar{W}_\lambda$ вычислялась средняя относительная ошибка одного измерения. Далее вычислялись относительные ошибки W_λ , приводимых в табл. 2 и 3. Результаты этих вычислений (в %) сведены в табл. 4.

Для большинства линий относительные ошибки W_λ не превосходят 10% и лишь для самых слабых линий с $W_\lambda < 0,1$ Å достигают в среднем 15%.

§ 2. Водород

Анализ водородных линий был проведен общепринятым способом. При этом были использованы такие характеристики водородных линий, как эквивалентные ширины (W_λ), центральные глубины R_c и номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии в спектре каждой звезды (n_m).

В [17] для всех изучаемых здесь звезд дается сводка величин D , R_c , n_m , а также значений $\lg (N_{0,2} \text{ H})$, определенных двумя независимыми методами, и $\lg n_e$, определенных по формуле Инглиса — Теллера и по формулам, описывающим эффект Штарка.

Сравнение для наших звезд величин $\lg (N_{0,2} \text{ H})_m$ и R_c , определенных в [17] и в данной работе, не показывает систематических различий между ними. Учитывая это обстоятельство, а также большую точность определения $\lg (N_{0,2} \text{ H})_m$ и R_c для этих звезд в [17], все дальнейшие вычисления, основанные на использовании характеристик водородных линий, проведены с данными, взятыми из [17].

В табл. 5 приводится сводка величин, использованных при определении $\lg n_e$ и $\lg P_e$ по характеристикам водородного спектра.

Здесь в столбцах 2—15 последовательно приводятся: во втором — номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии, в третьем — бальмеровский скачок, в четвертом и пятом — R'_c и R_c — максимальные глубины линий в спектре звезды по определениям в данной работе и [17], в шестом и седьмом — числа атомов водорода во втором состоянии по определениям в данной работе и [17], в восьмом — число атомов водорода во втором состоянии, найденное по бальмеровскому скачку, в девятом и десятом — электронные плотности, найденные из формулы, описывающей эффект Штарка с применением $\lg (N_{0,2} \text{ H})_m$ и $\lg (N_{0,2} \text{ H})_D$, в одиннадцатом —

Таблица 5

Звезда	n_m	D	R'_c	R_c	$\lg(N_{0,2}H)'_m$	$\lg(N_{0,2}H)_m$	$\lg(N_{0,2}H)_D$	$\lg n_e^m$	$\lg n_e^D$	$\lg n_e(n_m)$	$\lg N_{0,2}H$	$\lg n_e$	$\lg T$	$\lg P_e$
α Cam	22,0	0,038	0,44	0,46	15,78	15,75	16,05	13,66	13,36	13,19	15,90	13,42	4,42	1,98
ζ Ori	20,3	0,039	0,31	0,40	15,7	15,75	16,05	14,03	13,73	13,46	15,90	13,74	4,41	2,29
ϵ Ori	22,7	0,050	0,32	0,45	15,70	15,67	15,91	13,94	13,70	13,10	15,79	13,52	4,40	2,06
κ Cas	24,2	0,052	0,38	0,45	15,68	15,58	15,75	13,66	13,49	13,32	15,66	13,49	4,38	2,01
ρ Leo	20,9	0,070	0,50	0,49	15,90	15,90	16,37	13,84	13,37	13,36	16,13	13,60	4,35	2,09
ζ Per	24,2	0,077	0,44	0,47	16,00	15,85	16,26	13,97	13,56	13,31	16,05	13,64	4,34	2,12
χ^2 Ori	24,4	0,056	0,53	0,45	16,0	15,90	16,38	13,33	12,85	12,86	16,14	13,10	4,32	1,56
55 Cyg	24,9	0,096	0,52	0,46	16,1	15,95	16,58	13,51	12,88	12,79	16,26	13,15	4,23	1,52
67 Oph	22,9	0,170	0,63	0,58	15,9	16,03	16,88	14,11	13,26	13,05	16,45	13,58	4,22	1,94

Таблица 6

Звезда	$\lg(N_{2,2}H)_m$	$\lg(N_{2,1}H)_m$	$\lg(N_{2,2}P)H$	$\lg(N_{2,1}P)H$	$\lg v_D(2^3P)$	$\lg v_D(2^1P)$	$v_l(2^3P), \text{ км/сек}$	$v_l(2^1P), \text{ км/сек}$
α Cam	14,60:	14,22	14,54	14,26	1,63	1,33	42	19
ζ Ori	14,15	13,70	14,16	13,70	1,92	1,59	83	37
ϵ Ori	14,45	14,00	14,34	13,98	1,85	1,87	70	73
κ Cas	14,77	14,56	14,76	14,61	1,66	1,48	45	27
ρ Leo	14,75	14,58	14,75	14,59	1,72	1,60	51	39
ζ Per	14,80	14,61	14,89	14,71	1,64	1,44	42	26
χ^2 Ori	14,90	14,80	14,73	14,72	1,70	1,49	49	29
55 Cyg	15,22	15,10	15,24	15,19	1,46	1,34	28	20
67 Oph	14,85	14,80	14,65	14,75	1,42	1,35	25	21

электронная плотность, найденная по формуле Инглиса — Теллера, в двенадцатом и тринадцатом — средние значения $\lg N_{0,2}H$ и $\lg n_e$, взятые из столбцов 7,8 и 9,11 соответственно. В столбце 14 $\lg T$ дается по шкале эффективных температур. В столбце 15 приводится значение $\lg P_e$, полученное из $\lg n_e$ и $\lg T$ в двух предыдущих столбцах.

Найденные $\lg P_e$ будут использованы в § 4 для определения температур ионизации в атмосферах изучаемых звезд.

§ 3. Гелий

Число атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P мы определили двумя методами.

Откладывая по оси абсцисс величины $\lg f$, а по оси ординат $\lg (N_{2^3P}H)$ и $\lg (N_{2^1P}H)$, вычисленные для триплетов и синглетов по формулам для оптически тонкого слоя, мы искали те предельные значения $\lg (N_{2^3P}H)_m$ и $\lg (N_{2^1P}H)_m$, которые должны действительно соответствовать случаю оптически тонкого слоя. Это — общепринятый метод определения числа атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P при «грубом анализе» звездных атмосфер. Полученные этим методом значения $\lg (N_{2^3P}H)_m$ и $\lg (N_{2^1P}H)_m$ приведены в столбцах 2 и 3 табл. 6.

Кроме этого, мы предприняли попытку определить число атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P по кривой роста и определить при этом скорости турбулентных движений в атмосферах.

Обычно для анализа линий гелия в спектрах горячих звезд метод кривых роста не применяется. Это обуславливается в основном тем обстоятельством, что основным механизмом расширения линий гелия в спектрах звезд главной последовательности является затухание вследствие столкновений, причем постоянные затухания оказываются довольно значительными и зависящими от номера линии и от плотности в атмосфере. Более того, для большинства линий гелия в фотографической области спектра эти постоянные затухания, определяемые обычно лабораторным путем, неизвестны.

Можно было надеяться, однако, что расширение линий гелия вследствие столкновений может оказаться существенно меньше в атмосферах сверхгигантов, во-первых, благодаря значительно меньшей плотности их атмосфер и, во-вторых, вследствие большего влияния турбулентных движений на расширение линий.

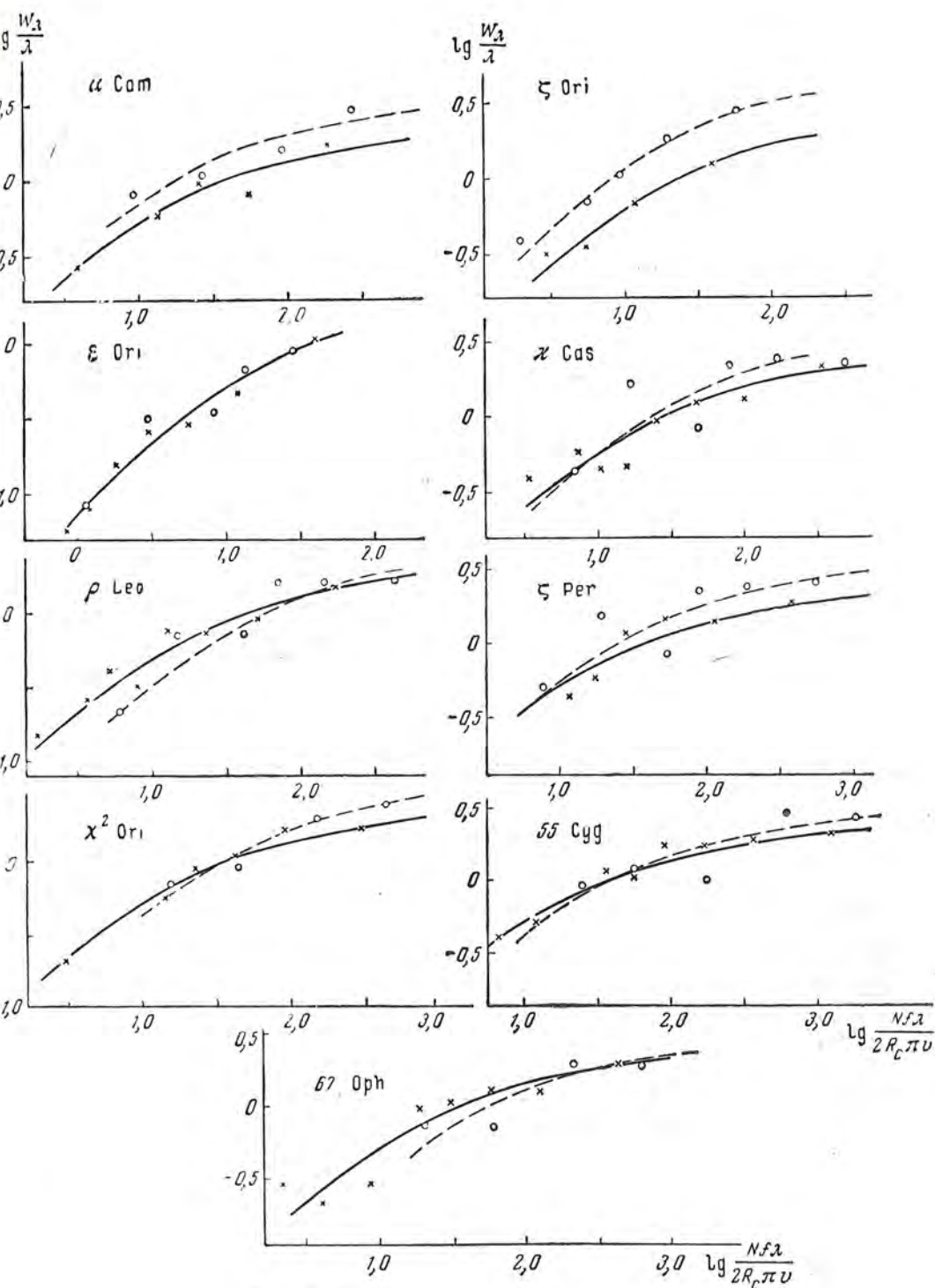
Оценки роли столкновений в расширении линий гелия в спектрах сверхгигантов были выполнены следующим путем. Известно (см., например, [21]), что постоянная затухания вследствие столкновений с электронами, выраженная в единицах доплеровской ширины, имеет вид

$$a = \frac{\Gamma}{4\pi\Delta\nu_D} = \frac{38,8 C_{ст}^{2/3} \bar{v}^{1/3} n_e}{4\pi\Delta\nu_D}, \quad (1)$$

где Γ — постоянная величина затухания вследствие столкновений, $\bar{v}$ — средняя относительная скорость электронов и атомов гелия, n_e — электронная плотность среды, $\Delta\nu_D$ — доплеровская ширина линии и $C_{ст}$ — постоянная столкновений.

В формуле (1) величина n_e нам известна (см. § 2). Величина $\Delta\nu_D$ должна включать, естественно, как тепловую скорость атомов гелия (для звезд O9 — B5 эта скорость составляет в среднем 10 км/сек), так и скорость турбулентных движений в атмосферах [для сверхгигантов O9—B5 эти скорости по определениям ряда авторов (см. введение) составляют 15—40 км/сек].

Наиболее неопределенными величинами в формуле (1) оказываются постоянные столкновений $C_{ст}$. Эти постоянные известны лишь для ограниченного числа линий нейтрального гелия. Доступные в настоящее время

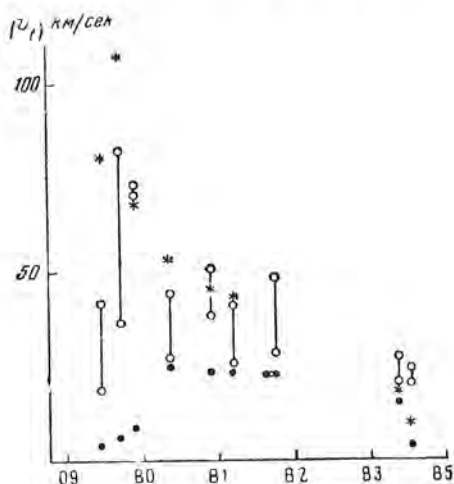


Фиг. 2. Кривые роста по линиям гелия

Крестики и сплошные линии соответствуют синглетам. Кружки и штриховые линии соответствуют триплетам

сведения относительно величин $C_{ст}$ для линий гелия основаны на сводке А. Унзольда [23] и более поздней экспериментальной работе Г. Вульфа [24].

Методом графического экстраполирования и интерполирования нами были оценены $C_{ст}$ для остальных линий гелия в фотографической области спектра. Для линий переходов $2^3P - n^3S$ и $2^1P - n^1S$ в найденных таким образом величинах $\lg C_{ст}$ можно ожидать формальной ошибки порядка 0,4, для линий переходов $2^3P - n^3D$ и $2^1P - n^1D$ — порядка 0,2—0,3 или немного более.



Фиг. 3. Зависимость турбулентных скоростей от спектрального класса

Звездочки — по контурам линий (макротурбулентность), светлые кружки, верхние — по кривым роста для триплетов He I, нижние — по кривым роста для синглетов He I, черные кружки — по кривым роста для O II и прочих линий

В данном случае для нас важно знать порядок величин $C_{ст}$ для различных линий гелия и характер изменения $C_{ст}$ с номером линии в спектральной серии, так как большинство линий гелия ложатся на доплеровскую и начало пологой части кривой роста. Вследствие этого и вследствие больших турбулентных скоростей в атмосферах сверхгигантов влияние ошибок в $C_{ст}$ и, следовательно, в a будет мало сказываться на результатах.

Далее мы имеем возможность для всех звезд, зная $\lg n_e$, $\bar{v}$ и Δv_D (в последней величине v_t бралась приближенно), определить постоянную a для каждой линии гелия.

Эмпирические кривые роста, построенные для триплетов и синглетов обычным способом, совмещались с семейством теоретических кривых роста по Унзольду, рассчитанным для набора величин a (см. фиг. 2). На фиг. 2 теоретическая кривая (сплошная линия) приведена лишь для $\lg a = -\infty$.

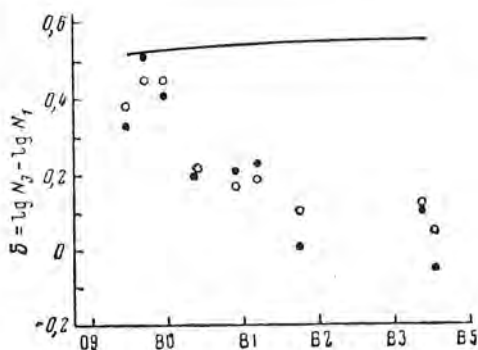
Такое совмещение давало нам возможность определить полное число атомов гелия на уровнях 2^3P и 2^1P и турбулентные скорости в атмосферах. Сводка полученных результатов приведена в табл. 6. В столбцах 4 и 5 приведены значения $\lg (N_{2^3P} H)$ и $\lg (N_{2^1P} H)$, в столбцах 6 и 7 — логарифмы полных доплеровских скоростей, найденных по кривым роста для триплетов и синглетов, соответственно, и в столбцах 8 и 9 — турбулентные скорости.

Зависимость турбулентных скоростей, найденных по линиям гелия, от спектрального класса, представлена на фиг. 3 (светлые кружки, соединенные линиями).

На этой же фигуре нанесены v_t , найденные по кривым роста для линий O II, N II, Si III и т. д. (черные кружки), и скорости макротурбулентных движений, найденные по контурам спектральных линий (звездочки).

Фиг. 3 будет подробно проанализирована в § 5, здесь же мы отметим две важные закономерности, касающиеся v_t , найденные по линиям гелия.

1. $v_t(2^3P)$ для всех звезд (за исключением ϵ Ori) больше, чем $v_t(2^1P)$, причем отношение $v_t(2^3P)/v_t(2^1P)$ растет с переходом от звезд В5 к звездам О от 1,30 до 1,80.



Фиг. 4. Зависимость от спектрального класса полученной из наблюдений разности логарифмов чисел атомов He I для триплетов (N_3) и для синглетов (N_1) по данным из столбцов 2,3 и 4,5 табл. 6

Линией обозначен теоретический ход этой же разности

2. Как $v_t(2^3P)$, так и $v_t(2^1P)$ увеличиваются в 2,5—3,0 раза при переходе от звезд В5 к звездам О. Намечающееся уменьшение v_t при переходе от звезд О9,9 к α Cam (О9,4) является, по всей видимости, реальным, так как аналогичный ход v_t со спектральным классом обнаруживается и для линий прочих элементов (черные кружки).

Анализ данных из столбцов 2—5 в табл. 6 позволяет установить где чрезвычайно важные особенности, касающиеся относительных населенностей уровней 2^3P и 2^1P .

1. Из сравнения столбцов 2-го с 4-м и 3-го с 5-м легко видеть, что числа атомов гелия, определяемые по методу Унзоляда и из кривой роста, практически совпадают. В самом деле, разности $\delta = \lg(N_{2^3P}H)_m - \lg(N_{2^3P}H)$ заключены в пределах от +0,20 до -0,08, и средняя разность равна +0,02. Разности $\lg(N_{2^1P}H)_m - \lg(N_{2^1P}H)$ заключены в пределах от -0,10 до +0,05, а средняя разность равна -0,03.

Более простой метод Унзоляда дает населенности уровней 2^3P и 2^1P , достаточно близкие к получаемым более сложным методом кривой роста.

2. Относительная населенность уровня 2^1P оказывается значительно выше населенности уровня 2^3P .

В самом деле, согласно формуле Больцмана,

$$\lg \frac{N_3}{g_3} - \lg \frac{N_1}{g_1} = \theta_n (\epsilon_1 - \epsilon_3),$$

где индексы 3 и 1 относятся к уровням 2^3P и 2^1P , соответственно. Отсюда при $g_3 = 9$, $g_1 = 3$ и при $\epsilon_3 = 20,88$ эв и $\epsilon_1 = 21,12$ эв получаем

$$\lg N_3 - \lg N_1 = 0,48 + 0,25 \theta_n.$$

Так как для наших звезд θ_v меняется от 0,30 (звезды В3,5) до 0,15 (звезды О9,5), разность $\lg N_3 - \lg N_1$ должна изменяться от 0,56 для звезд В3,5 до 0,52 для звезд О9,5. В то же время, согласно табл. 5, эта разность изменяется от 0,05 для звезд В3,5 до 0,45 для звезд О9,5.

Иными словами, из анализа наблюдательных данных следует, что населенность уровня гелия 2^3P относительно ниже населенности уровня 2^1P и уменьшается при переходе от звезд О к звездам В3, в то время как здесь следует ожидать даже некоторого роста.

На фиг. 4 представлена зависимость от спектрального класса разности $\lg N_3 - \lg N_1$, полученной из наблюдений и теоретической.

Отмеченные особенности турбулентных скоростей и населенностей уровней 2^3P и 2^1P будут обсуждены более подробно в § 5.

§ 4. Прочие элементы

Метод кривых роста был применен к анализу линий и остальных химических элементов.

В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая по А. Унзольду, взятая из таблиц К. Хунгера [25].

Л. Аллером [12] и К. Хунгером [25] было показано, что различия между этой кривой и другими кривыми роста, вычисленными для различных однородных моделей звездных атмосфер и различных видов взаимодействия вещества и излучения, не особенно велики. С учетом тех ошибок, с которыми получены нами эквивалентные ширины линий, этими различиями можно пренебречь.

Следует указать, что кривая роста, вычисленная сколь угодно точно для любой абстрактной модели атмосферы, теряет свои преимущества перед простой кривой роста, предложенной Унзольдом, поскольку такая модель может весьма существенно отличаться от атмосферы реального сверхгиганта. Детальных же моделей атмосфер сверхгигантов пока не существует: их непосредственно (и довольно приблизительно) вычисляют применительно к конкретной звезде и к полученному для нее материалу наблюдений, как это, например, сделал Р. Кэрель [9] для ζ Per. И даже такая простейшая полуэмпирическая модель требует громоздких вычислений с применением электронных счетных машин.

Теоретическая кривая роста по Унзольду строилась в координатах

$$\lg \frac{1}{2R_c} \cdot \frac{N_i H / \lambda}{\pi v_D} \quad \text{и} \quad \lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot \frac{c}{2R_c v_D}.$$

где $N_i H$ — полное число атомов в столбе атмосферы единичного сечения (в котором образуется спектральная линия), v_D — полная доплеровская скорость в атмосфере звезды и R_c — максимальная глубина линии в спектре данной звезды.

Эмпирические кривые роста $\left(\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6, \lg gf\lambda \right)$ строились обычным образом.

Для каждой звезды строилось, как правило, по две кривых роста: одна для линий О II, наиболее многочисленных в изучавшихся нами спектрах, вторая — для линий прочих элементов — обычно это Si II, Si III, Si IV, C II, C III, Mg II, N II, N III, S II, S III, O III. Лишь для α Cam и ζ Ori из-за слабости и малочисленности линий мы строили одну эмпирическую кривую роста по всем элементам.

Полученные кривые роста представлены на фиг. 5, а и б, где всюду сплошной линией нанесена теоретическая кривая роста, наилучшим образом совпадающая с эмпирической.

Сделаем некоторые замечания к кривым роста, построенным для отдельных звезд.

В случае α Cam и ζ Ori эмпирические кривые роста определялись неуверенно, так как в спектрах этих звезд большинство мультиплетов содержит не более трех измеримых линий.

У ϵ Ori и χ^2 Ori при построении кривой роста по линиям элементов Si II, Si III и т. д. мультиплеты последних совмещались с кривой роста для линий O II (из-за недостаточного количества измеренных линий в мультиплетах Si II, Si III и т. д.).

Для κ Cas, ρ Leo и ζ Per построение эмпирических кривых роста не представляло особых трудностей благодаря наличию большого количества линий в некоторых мультиплетах. Однако у звезды ζ Per и особенно у 55 Cyg кривая роста для O II по мультиплетам № 1, 2 (с меньшим потенциалом возбуждения нижнего уровня) оказывается более крутой, чем кривая роста по мультиплетам № 10—12 (с большим потенциалом возбуждения). Это обстоятельство связано, по-видимому, с различной глубиной возникновения линий мультиплетов (1,2) и (10—12) в атмосферах звезд и с различной величиной v_t . Однако мы полагаем, что наш спектрофотометрический материал недостаточно точен для более детального изучения этого эффекта. Отметим, что в кривой роста для χ^2 Ori, построенной по линиям O II, намечается, как будто, обратное соотношение между наклонами кривых по мультиплетам (1,2) и (10—12).

Кривые роста для 67 Oph строятся менее уверенно, чем для 55 Cyg, из-за малого числа достаточно сильных линий в спектре.

По разности ординат эмпирической и теоретической кривых роста — величине $\lg \frac{2R_c v_D}{c}$, находим с учетом R_c , даваемого в столбце 5 табл. 5, v_D .

По очевидному соотношению $v_t = \sqrt{v_D^2 - v_{\text{теп}}^2}$ определялась скорость мелкомасштабных турбулентных движений v_t . В столбцах 2 и 3 табл. 7

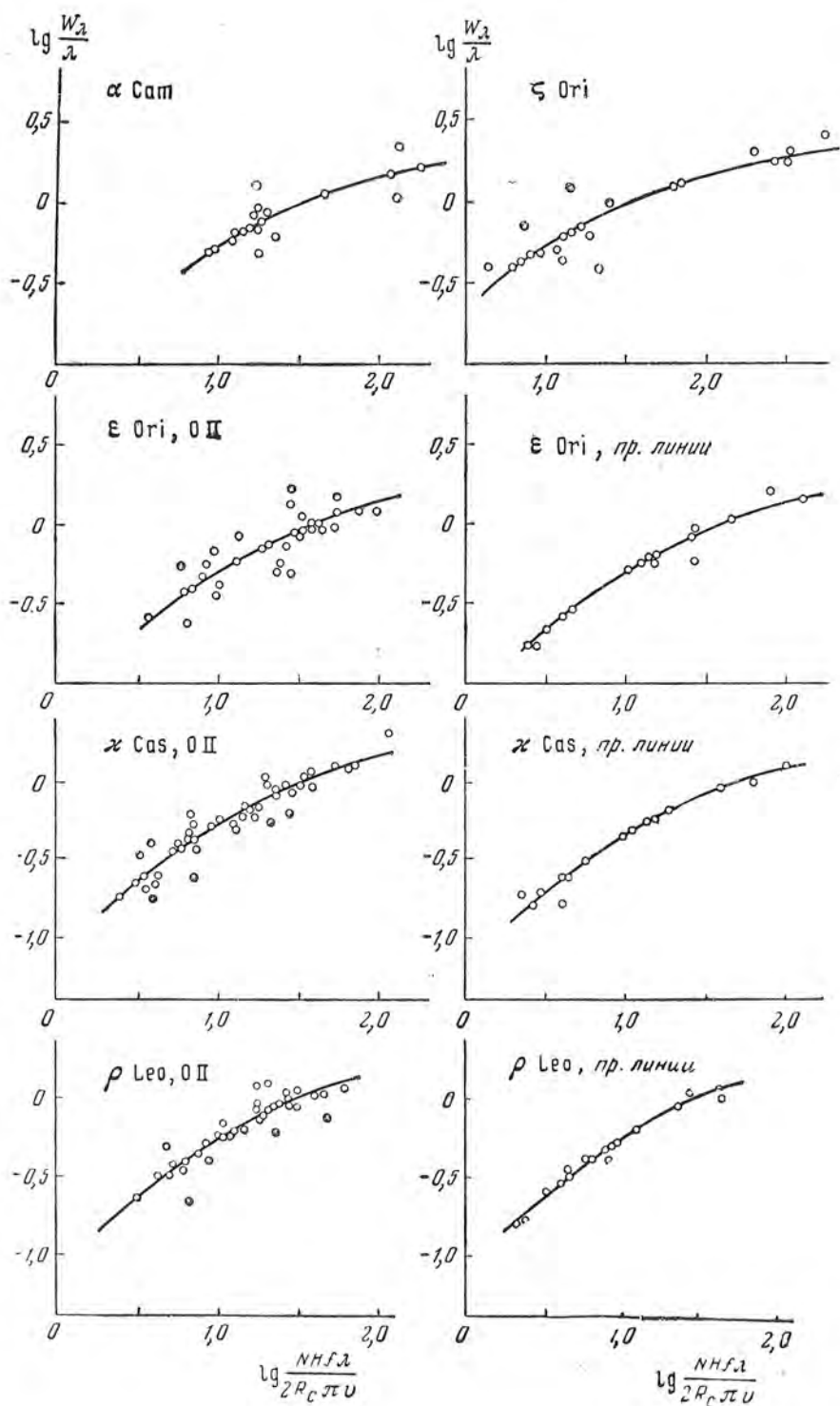
Таблица 7

Звезда	v_t (OII), км/сек	v_t (NII, SiIII), км/сек	$\bar{v}_t$, км/сек	V_t , км/сек
α Cam	4,5	—	4,5	81
ζ Ori	6,5	—	6,5	108
ϵ Ori	8,7	—	8,7	69
κ Cas	27	23	25	54
ρ Leo	16	32	24	46
ζ Per	23	25	24	44
χ^2 Ori	19	33	23	23
55 Cyg	16,5	—	16,5	19,3
67 Oph	≤ 4	—	≤ 4	11,5

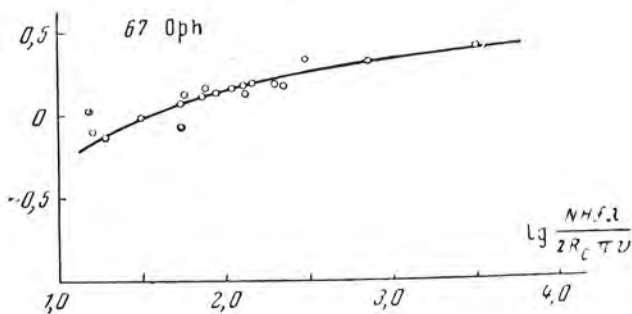
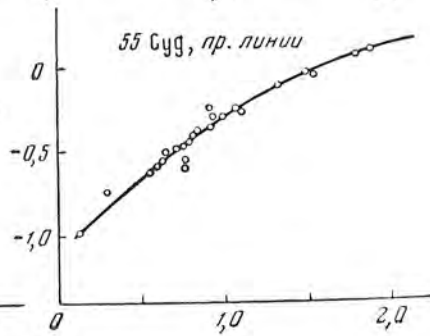
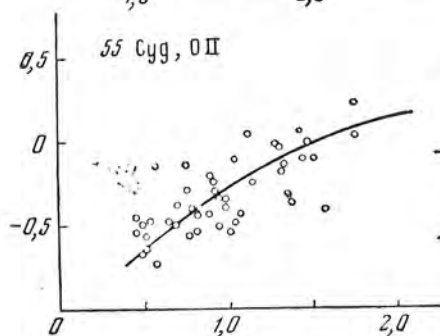
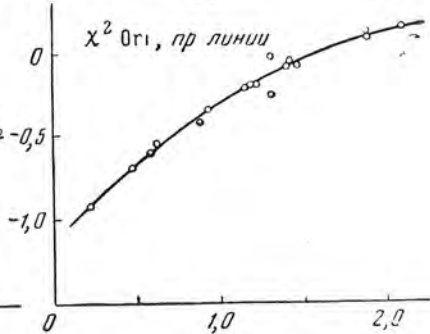
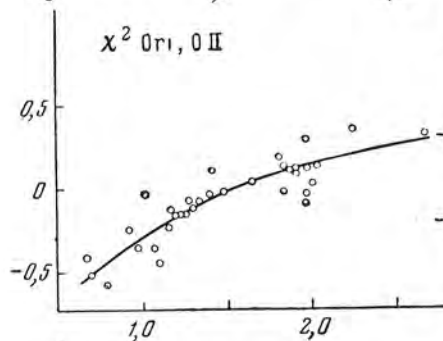
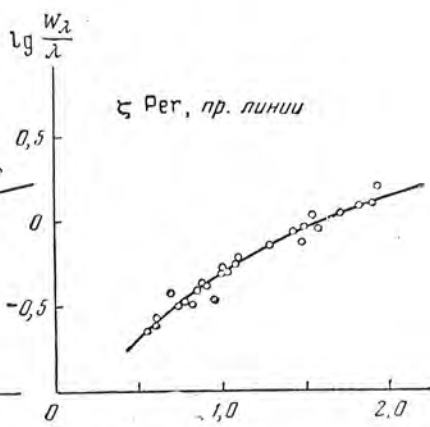
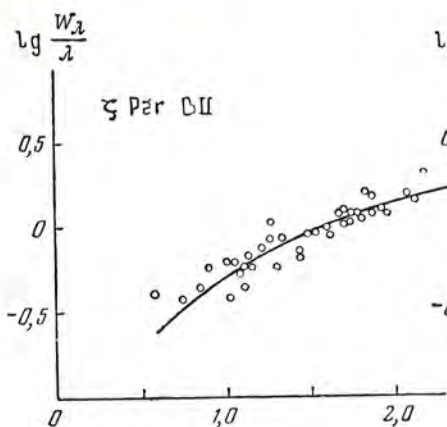
дана сводка v_t , полученных по кривым роста для O II и для N II, Si III и пр. элементов, в столбце 4 — среднее значение v_t . В последнем столбце приведены скорости макротурбулентных движений в атмосферах этих звезд, найденные по соотношению $V_t = \frac{v_e \sin i}{1,3}$, в котором $v_e \sin i$ взяты из компилятивного каталога скоростей вращения звезд, составленного в Крымской обсерватории (см. о нем в [26]).

Далее определялись T_n и T_n .

Из кривой роста для каждой спектральной линии по известной величине $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ находились $\lg \frac{N_i H / \lambda}{2\pi R_c v_D}$, а затем и $\lg \frac{N_i H}{g_i}$.



Фиг. 5. Кривые роста



для прочих элементов

Температуры возбуждения (T_v) были определены графическим путем. Для элементов O II, N II, C II и Si III строилась зависимость величин $\lg \frac{N_{iH}}{g_i}$ от потенциала возбуждения ε_i ; эта зависимость, как следует из формулы Больцмана, должна быть линейной с угловым коэффициентом $\theta_v = \frac{5040}{T_v}$.

Сводка определений T_v приведена в табл. 8. В столбце 4 приводится средний потенциал возбуждения нижнего уровня тех линий, по которым определялась T_v . В столбце 6 приведено средневзвешенное (с учетом данных столбца 3) значение температуры возбуждения в атмосфере каждой звезды.

Таблица 8

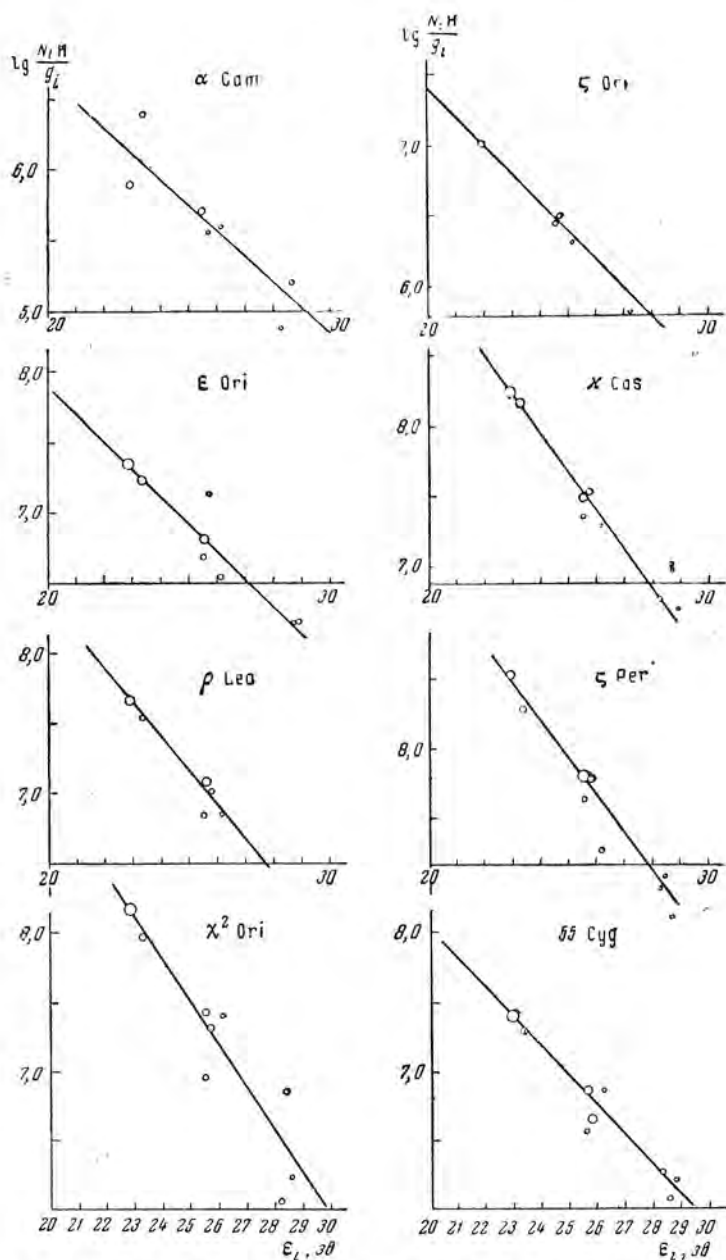
Звезда	Элемент	Число линий	$\bar{\varepsilon}_i, \text{эВ}$	T_v	$\bar{T}_v$
α Cam	O II	13	25,8	28 500°	28 500°
ζ Ori	O II	11	24,5	24 000	24 000
ε Ori	O II	31	26,0	26 000	25 500
	N II	4	19,4	21 700:	
κ Cas	N II	6	20,7	20 400	18 600
	O II	39	25,7	18 300	
	Si III	4	20,3	18 700	
ρ Leo	O II	29	24,5	20 500	20 900
	N II	9	20,7	20 900	
	Si III	4	20,3	23 900:	
ζ Per	O II	42	25,8	18 700	18 000
	N II	10	20,8	14 900	
	Si III	4	20,3	16 000:	
	C II	3	20,4	21 200:	
χ^2 Ori	O II	33,48	25,7	17 000	17 400
	N II	5,6	20,7	19 400	
55 Cyg	O II	40	25,8	23 200	23 200
67 Oph	N II	4	19,2	22 300:	22 300:

Зависимости $\left(\lg \frac{N_{iH}}{g_i}, \varepsilon_i \right)$, построенные для наших звезд по линиям O II, представлены на фиг. 6 (для 67 Oph такая зависимость могла быть построена только по линиям N II).

Температура ионизации была вычислена по комбинации формул Саха и Больцмана, примененной к возбужденным уровням одного и того же элемента в двух соседних стадиях ионизации:

$$T_{ii} = \frac{3360 (\chi + \varepsilon_k - \varepsilon_i)}{\frac{2}{3} \lg \left(\frac{N_i'}{n_e N_k^{r+1}} \cdot \frac{g_k}{g_i} \right) + 10,43 + \lg T_{ii}}, \quad (2)$$

где индексы r и $r+1$ означают степень ионизации, индекс k относится к возбужденному уровню атома в $(r+1)$ -й стадии ионизации, индекс i — к возбужденному уровню атома в r -й стадии ионизации, χ — потенциал ионизации атома в r -й стадии.



Фиг. 6. Графическое определение температуры возбуждения T_{II} на основании формулы Больцмана

Наибольший кружок соответствует 12 линиям, наименьший — одной

В табл. 9 приводятся результаты определения T_{II} по формуле (2). Во втором и шестом столбцах в круглых скобках указаны номера мультиплетов, по линиям которых определялись T_{II} . В десятом столбце указано число линий в каждом из этих мультиплетов.

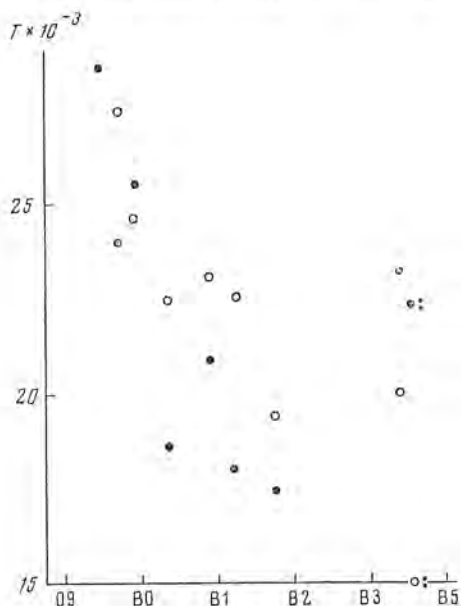
В последнем столбце в скобках заключены значения средних температур ионизации для тех звезд, у которых по различным атомам получены сильно различающиеся значения T_{II} в столбце 9.

Таблица 9

Звезда	Элемент (мультиплет)	$\lg \frac{N_i}{S_i}$	ε_i, ae	χ, ae	Элемент (мультиплет)	$\lg \frac{N_k}{g_k}$	ε_k, ae	T_{II}	n_i, n_k	$\overline{T_{\text{II}}}$
ζ Ori	C II (6) C II	5,81 5,81	17,97 17,97	24,28 24,28	C III (18) C III (16)	5,99 5,55	39,84 39,74	28 000° 26 700	1,2 1,2	27 400°
ε Ori	N II (5,12) N II (15) N II (42) N II (42) C II (6)	6,06 5,64 4,55 5,59	18,40 20,32 23,40 17,97	29,49 29,49 29,49 24,28	N III (2) N III (2) N III (2) C III (18)	5,84 5,84 5,84 5,32	30,33 30,33 30,33 39,84	24 100 24 100 25 800 26 500	4,1 4,1 4,1 4,1	24 700
κ Cas	Si III (2) Si III (5)	7,81 6,62	18,92 21,63	33,32 33,32	Si IV (1) Si IV (1)	7,55 7,55	23,95 23,95	22 100 23 600	3,1 1,1	22 500
ρ Leo	Si III (2) Si III (5) C II (6)	7,68 7,11 6,31	18,92 21,61 17,97	33,32 33,32 24,28	Si IV (1) Si IV (1) C III (24)	6,82 6,82 6,31	23,95 23,95 40,02	20 500 20 200 26 700	3,1 1,1 1,1	(23 100)
ζ Per	Si II (3) Si II (3) Si II (2) Si III (5) N II (5,12) N II (15) N II (33) N II (39,42) C II (4) C II (16) C II (33) C II (39)	6,04 6,04 8,07 7,20 7,62 6,92 6,98 5,72 7,89 16,26 6,78 5,79 6,12	9,80 9,80 18,92 21,63 18,40 20,32 21,51 23,06 17,97 24,17 24,50	16,27 16,27 33,32 33,32 29,49 29,49 29,49 24,28 24,28 24,28	Si III (2) Si III (5) Si IV (1) Si IV (1) N III (2) N III (2) N III (2) N III (2) C III (24) C III (24) C III (24) C III (24)	8,07 7,20 6,95 6,95 6,94 6,94 6,94 6,22 6,22 6,22 6,22	18,92 21,63 23,95 23,95 30,33 30,33 30,33 40,02 40,02 40,02 40,02	20 200 19 700 20 300 20 300 22 800 24 000 22 700 25 200 24 800 25 700 25 000 23 900	2,3 2,1 3,1 1,1 5,1 1,1 1,1 1,1 1,1 1,1 1,1	(22 600)
χ^2 Ori	Si II (3)	6,99	9,80	16,27	Si III (2)	8,51	18,92	19 400	1,2	19 400
55 Cyg	Si II (3) Si III (2) N II (5,12) N II (15) N II (33) N II (39,42) C II (6) C II (33) Si II (3)	6,65 7,51 7,89 7,27 7,24 6,25 7,14 5,83	9,80 18,92 18,40 20,32 21,51 23,06 17,97 24,17	16,27 33,32 29,49 29,49 29,49 24,28 24,28	Si III (2) Si III (2) N III (1) N III (2) N III (2) C III (18) C III (24) Si III (2)	7,51 6,85 6,91 6,91 6,91 5,94 6,01	18,92 23,95 30,33 30,33 30,33 39,84 40,02	16 200 20 200 20 200 21 200 21 400 20 800 22 200 22 700 22 800	2,3 3,1 4,1 1,1 1,1 1,1 1,1 1,1	(20 000)
67 Oph	Si II (3)	7,18	9,80	16,27	Si III (2)	6,82	18,92	14 900	2,3	14 900

Фиг. 7 представляет собой зависимости T_v и T_{ii} от спектрального класса для наших звезд.

Из сравнения последних столбцов табл. 8 и 9 и из фиг. 7 видно, что вопреки существующему мнению (см., например, [18]), температура ионизации в атмосфере звезды не всегда выше температуры возбуждения. В частности, для звезд 55 Cyg и 67 Ori определенно обнаруживается, что $\bar{T}_v > \bar{T}_{ii}$. Более того, расхождения между температурами, найденными для



Фиг. 7. Зависимость средних температур ионизации T_{ii} (светлые кружки) и возбуждения T_v (темные кружки) от спектрального класса

одной и той же звезды по различным элементам и разными методами, настолько велики, что трудно объяснить ошибки их определения.

Для выяснения причин этих расхождений мы провели детальный анализ табл. 8 и 9.

§ 5. Обсуждение результатов

Что касается расхождений между T_v , полученными для одной и той же звезды по линиям различных элементов, то анализ всех графиков типа, представленных на фиг. 6, показывает, что основной причиной этих расхождений являются, по-видимому, сравнительно большие ошибки определения T_v по всем элементам, за исключением O II.

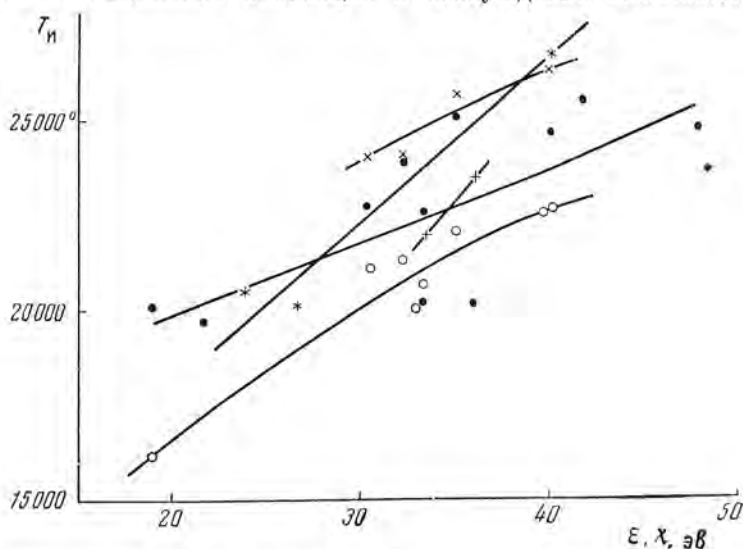
При рассмотрении расхождений между T_{ii} , найденными для одной и той же звезды по различным комбинациям линий, сразу бросается в глаза определенная закономерность. Для данной звезды T_{ii} оказывается в среднем тем выше, чем больше потенциал ионизации (или возбуждения) линий, по которым эта T_{ii} определялась.

Для пяти звезд, у которых в табл. 9 имеется более двух определений T_{ii} по различным комбинациям линий, мы построили следующие зависимости (фиг. 8). По оси абсцисс откладывали величину наибольшего потенциала [из входящих в формулу (2)] — обычно это χ или ϵ_k . Если же для определения T_{ii} использовалось несколько комбинаций линий с одним и тем же χ , но с различными ϵ_k , то учитывалось и возрастание значений ϵ_k

от наименьшего из них — $\epsilon_k^{\text{мин}}$ и по оси абсцисс в этом случае откладывались величины $\chi + (\epsilon_k - \epsilon_k^{\text{мин}})$.

Для всех звезд на фиг. 8 обнаруживается возрастание величины $T_{\text{и}}$ с потенциалом ионизации и (или) возбуждения, причем изменение $T_{\text{и}}$ достигает нескольких тысяч градусов.

Подмеченная закономерность свидетельствует о том, что линии с более высокими потенциалами ионизации и возбуждения возникают в более



Фиг. 8. Зависимость температуры ионизации ($T_{\text{и}}$) от потенциала ионизации и возбуждения

светлые кружки — 55 Cyg, темные — ζ Per, звездочки — ρ Leo, крестики — ϵ Ori, плюсы — χ Cas

глубоких слоях атмосферы или в атмосфере звезды существуют заметные отклонения от условий локального термодинамического равновесия.

К сожалению, наш материал и метод не позволяют получить по этим же группам линий другие характеристики атмосфер, например турбулентную скорость, электронное давление и т. п., которые позволили бы судить о глубине залегания слоев, ответственных за возникновение тех или иных спектральных линий. Для этого необходимы спектры звезд с высокой дисперсией, позволяющие получить надежные контуры и эквивалентные ширины линий и построение моделей атмосфер горячих сверхгигантов.

Однако из анализа табл. 8 и 9 можно заключить, что в случае сверхгигантов имеет смысл говорить не о температуре ионизации или возбуждения вообще в атмосфере данной звезды, а о температурах, полученных только для определенных химических элементов в определенной стадии ионизации и состоянии возбуждения.

Заключение это тем более справедливо для звезд поздних спектральных классов, где два типа температур определяются к тому же совершенно различными методами.

Другими словами, обнаруживаемое из наблюдений различие между $T_{\text{и}}$ и $T_{\text{и}}$ для одной и той же звезды, по-видимому, не является свойством, присущим атмосферам звезд, а есть следствие различной методики определения этих температур. Каждый метод определения T , в зависимости от его физической сущности и в зависимости от того, к каким характеристикам звездного спектра он применяется, будет давать различные значения T .

Рассмотрим это заключение на примере нескольких изученных нами звезд.

Для двух звезд 55 Cyg и 67 Oph T_v получаются слишком высокими, порядка 22—23 тыс. градусов, и близкими к T_v для звезд спектрального класса В0. По спектральным классам этих звезд (В3,4 и В3,5) следовало ожидать $T_v \approx 15\,000$ — $16\,000^\circ \text{K}$.

Для 67 Oph из-за слабости и малочисленности линий в ее спектре определения T_v и T_{ii} имеют сравнительно невысокую точность, однако ошибки в T_v не настолько велики, чтобы завесить полученное нами значение T_v , по сравнению с ожидаемым, на 6—8 тыс. градусов.

Качество спектроскопического материала для 55 Cyg исключает возможность таких больших ошибок, которые приводили бы к завышению T_v на 7—8 тыс. градусов.

Отсюда мы делаем вывод, что по крайней мере для двух сверхгигантов 55 Cyg и 67 Oph температуры возбуждения, найденные методом «грубого анализа» при помощи кривой роста, оказываются существенно выше принимаемых для этих звезд температур и выше температур ионизации.

Подтверждением этого служит работа Г.-Г. Фойгта по изучению атмосферы 55 Cyg [13].

По формуле Саха, примененной к линиям Si II и Si III, Г.-Г. Фойгт нашел $T_{ii} = 16\,250^\circ$ — значение, совпадающее с нашим определением T_{ii} по линиям Si II и Si III ($16\,200^\circ$, см. табл. 9). Заметим, что ϵ_i линий Si II равен 9,77 эв, $\chi_{ii} = 16,27$ эв и ϵ_k для линий Si III равен 20,2 эв.

Фойгт не проводил определения T_v , однако данные из его табл. 17 позволяют найти T_v по нескольким элементам. Для элементов N II, C II, Al III и Si III с $\bar{\epsilon}_i = 20,5$ эв (пределы $\bar{\epsilon}_i$ от 20,2 до 20,5 эв) получаем в среднем $T_v = 17\,800^\circ$ (пределы от 15 800 до 20 500°). В то же время для O II ($\bar{\epsilon}_i = 25,7$ эв) по таблице Фойгта получается $T_v = 22\,500^\circ$. Мы получили для этой звезды $T_v = 23\,200^\circ$ (см. табл. 8).

Отсюда мы делаем следующий вывод.

Температура звезды, определяемая методами «грубого анализа» на основе кривых роста для линий различных химических элементов (независимо от того, определяется ли она в конечном итоге по формуле Саха T_{ii} или при помощи формулы Больцмана T_v), зависит от среднего потенциала возбуждения и ионизации тех линий, по которым определяется эта температура.

Это связано с тем обстоятельством, что для возникновения спектральных линий с более высокими потенциалами ионизации и возбуждения требуется более высокая температура и, следовательно, эффективные слои формирования таких линий должны залегать в атмосфере звезды на большей оптической глубине.

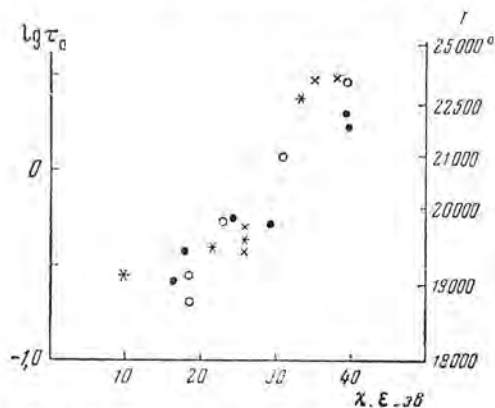
Здесь уместно сослаться на оценки оптических глубин образования линий поглощения с различными потенциалами возбуждения и ионизации, проведенные С. де Ягером и А. Невеном [27]. По материалам этой работы для звезд сверхгигантов с $\lg g = 3,0$ и $T_0 = 18\,000^\circ$ (что примерно соответствует сверхгиганту В1,5 Ia [17]) была построена зависимость средней оптической глубины образования линий и соответствующей этой глубине температуры от потенциалов возбуждения и ионизации этих линий (фиг. 9).

Зависимости, построенные для $\lg g = 3,0$ и $T_0 = 14\,000^\circ$ и $T_0 = 25\,000^\circ$ (что соответствует границам спектрального интервала, в котором заключены исследованные нами сверхгиганты В3,5 и О9,3; см. об этом также в [17]), подобны зависимости на фиг. 9, и поэтому не приводятся здесь.

Из фиг. 9 видно существование весьма тесной корреляции между оптической глубиной формирования данной линии в атмосфере звезды и соответствующим потенциалом ионизации (возбуждения), причем изменение

температуры с ростом потенциала на фиг. 9 носит такой же характер, что и на фиг. 8.

В качестве другого примера сопоставления эффективной глубины образования определенных спектральных линий с энергетическими характеристиками атомов, образующих эти линии, можно указать на подсчеты Л. Аллера и Дж. Джугаку [21]. Подсчеты проведены для γ Peg — звезды главной последовательности. Показано, что линия $\lambda 4089$ Si IV ($\varepsilon_i = 23,95$ эв, χ (Si III) = 33,32 эв) возникает на эффективной оптической



Фиг. 9. Теоретическая зависимость оптической глубины (τ_0) и температуры (T) от потенциала ионизации и возбуждения линий

Темные кружки — по линиям C II и C III, светлые — по линиям N II и N III, крестики — по линиям O II и O III, звездочки — по линиям Si II, Si III, Si IV

глубине $\tau \approx 0,40$ ($T = 18\,600^\circ$), линия $\lambda 4552$ Si III ($\varepsilon_i = 18,92$ эв, χ (Si II) = 16,27 эв) — на $\tau \approx 0,10$ — $0,15$ ($T = 16\,800^\circ$), линия $\lambda 4130$ Si II ($\varepsilon_i = 9,80$ эв) — на $\tau \approx 0,024$ ($T = 14\,200^\circ$).

Правда, линия $\lambda 4552$ Si III имеет, помимо эффективного слоя с $\tau \approx 0,10$ — $0,15$, еще дополнительный, более высокий слой формирования с $\tau \approx 0,001$ — $0,01$. Наличие этого дополнительного слоя (столь же эффективного, что и первый) связано, возможно, с «хромосферными» эффектами для таких сильных линий, как линия $\lambda 4552$ Si III [21].

Укажем здесь, что рост температуры с ε_i (и, следовательно, с τ), полученный из этих расчетов, довольно близок к обнаруженному нами для горячих сверхгигантов.

Намечающееся для звездных атмосфер соотношение $T_n : T_{ii} \approx 0,90$ (как полученное для всех до сих пор изученных звезд в среднем [18], так и для шести изученных нами сверхгигантов в интервале O9,7—B1,7) обусловлено следующим. Во всех этих случаях средний потенциал возбуждения линий, использованных для определения T_n , несколько меньше среднего потенциала ионизации χ_r между двумя соседними стадиями ионизации r и $r + 1$ тех атомов, линии которых использованы для определения T_{ii} (или потенциала возбуждения линий в стадии $r + 1$, если этот потенциал ε_{r+1}^i больше, чем χ_r).

К примеру, для сверхгиганта κ Cas, для которого, согласно определениям А. А. Боярчука [7] и нашим, $T_{ii} = 22\,200^\circ$ и $T_n = 18\,700^\circ$, потенциал ионизации для Si III равен 33,32 эв (T_{ii} определялось по линиям Si III и Si IV), а для линий O II в среднем $\bar{\varepsilon}_i = 25,0$ (T_n в обоих случаях определялась по линиям O II).

Для звезд 55 Cyg и 67 Ori соотношение $T_v : T_n \approx 0,90$ не выполняется, и $T_v > T_n$, поскольку T_v для этих звезд определялось по линиям, имеющим большие потенциалы возбуждения, чем те линии, по которым наиболее надежно определялась T_n .

В связи с изложенным выше становится очевидным, что данные о химическом составе атмосфер горячих звезд, получаемые обычно методом кривой роста, могут оказаться довольно заметно различающимися, в зависимости от того, какие температуры будут использованы при определении полных чисел атомов в атмосферах звезд. Степень этого различия будет зависеть также и от энергетических характеристик атома, т. е. от величин потенциалов ионизации и возбуждения.

Другими словами, эффективные слои образования линий различных элементов в атмосфере звезды могут заметно различаться и характеризоваться разными значениями T и $\lg P_e$.

Вследствие этого получаемые относительные содержания атомов различных элементов будут относиться к разным слоям в атмосфере звезды и, следовательно, будут не сопоставимы.

Существенную дополнительную неопределенность в относительный химический состав, находимый методом кривой роста, может внести изменение скорости турбулентных движений с глубиной в атмосфере звезды. В самом деле, фиг. 9 свидетельствует о том, что триплетные и синглетные линии гелия, имеющие $\bar{\epsilon}_i = 21,0$ против $\bar{\epsilon}_i = 25,0$ эв для линий O II, должны возникать на меньшей оптической глубине, чем линии O II (и прочих однажды, дважды и трижды ионизованных элементов в среднем). Тогда из сопоставления табл. 6 и 7 и из фиг. 3 следует, что в более верхних слоях атмосферы (где возникают линии гелия) турбулентная скорость значительно (в 1,5—1,9 и более раз) выше, чем в более глубоких слоях, где возникают линии O II, N II, Si III, Si IV и т. д. Для звезд O турбулентные скорости, найденные по линиям гелия (особенно по триплетам), в несколько раз больше скоростей, найденных по линиям O II, Si III, Si IV и т. д.

Отсюда мы делаем вывод, что в атмосферах сверхгигантов O9 — B5 турбулентные скорости заметно уменьшаются с глубиной, причем это уменьшение более значительно для самых ранних (O9 — B0) сверхгигантов.

Однако при «грубом анализе» атмосфер горячих звезд чаще всего ограничиваются построением одной кривой роста и определением одной турбулентной скорости, общей для всех химических элементов.

Учитывая полученные нами результаты относительно температур и турбулентных скоростей в атмосферах горячих сверхгигантов, мы сочли целесообразным на основе нашего спектрофотометрического материала определять химический состав атмосфер этих звезд методом «грубого анализа» при помощи кривых роста.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Э. А. Витриченко, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 241, 1962.
2. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., 30, 3, 1959.
3. G. Godoli. Contr. Oss. Astrophys. Asiago, № 45, 1954.
4. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., 27, 547, 1956.
5. O. Struve. Astrophys. J., 70, 135, 1929.
6. G. Mannino. Contr. Oss. Astr. Asiago, № 36, 1953.
7. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 54, 1959.
8. R. Keenan, W. W. Morgan. Astrophysics. New-York, London, 1951.
9. R. Kaye. Suppl. aux Ann. d'Ap., № 6, 1958.
10. L. H. Aller. Astrophysics, 1951, p. 76.

11. L. H. A l l e r. Astrophys. J., 123, 117, 1956.
12. L. H. A l l e r. Astrophys. J., 123, 133, 1956.
13. H.-H. V o i g t. Z. Astrophys., 31, 48, 1952.
14. L. G o l d b e r g. Astrophys. J., 89, 623, 1939.
15. M. H a c k. Mem. Soc. Astron. Ital., 25, 17, 1954.
16. A. S l e t t e b a k. Astrophys. J., 124, 173, 1956.
17. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 232, 1961.
18. Э. Р. М у с т е л ь. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960, стр. 363.
19. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 156, 1958.
20. W. H. G r e a v e s, E. A. B a k e r a. R. W i l s o n. Publ. Edinburgh Observ., 1, N 2, 1949.
21. L. H. A l l e r, J. J u g a k u. Astrophys. J. Suppl., 4, N 38, 109, 1959.
22. E. T r e f f t z, A. S c h l ü t e r, K.-H. D e t t m a r, U. K. J ö r g e n s. Z. Astrophys., 44, 1, 1957.
23. A. U n s ö l d. Z. Astrophys., 23, 75, 1944.
24. H. W u l f. Z. Phys., 150, 614, 1958.
25. K. H u n g e r. Z. Astrophys., 39, 1, 1956.
26. И. М. К о п ы л о в, А. А. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 40, 1959.
27. C. d e J a g e r, L. N e v e n. Rech. Astron. Observ. Utrecht, 13, N 4, 1957.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ
АТМОСФЕР ГОРЯЧИХ СВЕРХГИГАНТОВ

III. СВЕРХГИГАНТЫ A2 — F2

Т. С. Галкина, И. М. Копылов

Методом кривой роста проведен анализ физических характеристик и химического состава атмосфер восьми сверхгигантов A2 — F2 классов светимости Ia (семь звезд) и II (одна звезда).

Использовано 35 спектрограмм этих звезд, полученных на 1220-мм рефлекторе Крымской обсерватории в 1958—1959 гг. Дисперсия 23,4 Å/мм в области H γ . Определены эквивалентные ширины для всех линий в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3750—5020. Изучены зависимости турбулентной скорости и температуры возбуждения, полученных на основе кривой роста, от потенциала возбуждения. Установлен рост турбулентной скорости и ход изменения температуры возбуждения с высотой в атмосферах сверхгигантов.

Определены средние электронные плотности и температуры ионизации для исследуемых звезд.

Отмечено различие между электронными плотностями в атмосферах изучаемых звезд, определяемыми по водородным линиям и линиям металлов.

Сравнение относительного химического состава атмосфер изученных сверхгигантов со «стандартным» химическим составом звезд не выявило никаких аномалий, выходящих за пределы обычных ошибок определения химического состава звездных атмосфер методом кривой роста.

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF ATMOSPHERES OF HOT SUPERGIANTS. III. A2 — F2 SUPERGIANTS, by T. S. Galkina and I. M. Kopylov.— The physical characteristics and chemical composition of the atmospheres of 8 A2 — F2 supergiants have been analyzed by the curve of growth method. Seven stars are of luminosity class Ia and one is of luminosity class II. Altogether 35 spectrograms with dispersion 23.4 Å/mm at H γ , obtained with the 1220 mm reflector of the Crimean Observatory, were used. The equivalent widths were determined for all the lines within the interval $\lambda\lambda$ 3750—5020 Å. The dependences of the turbulent velocity and the excitation temperature, obtained from the curves of growth, on the excitation potential were studied. An increase in turbulent velocity and variation of excitation temperature with height in supergiant atmospheres was found.

The mean electron densities and ionization temperatures of the studied stars were determined.

A difference in the electron densities, derived from the hydrogen and metallic lines, is noted.

A comparison of the relative chemical abundance of the atmospheres of the studied supergiants with the «standard» stellar abundance did not reveal any anomalies, which are beyond the limits of the usual errors of determination of the chemical abundance of stellar atmospheres by the curve of growth procedure.

§ 1. Наблюдения, обработка материала

Спектры восьми звезд, входящих в настоящее исследование, фотографировались в 1958—1959 гг. при помощи однопризменного спектрографа с дисперсией 23,4 Å/мм у H γ на 1220-мм рефлекторе Крымской обсерватории.

Таблица 1

HD	Название звезды	Sp (MK)	Sp (K)	Sp (KГ)	M_v (K)
197 345	α Cyg	A2 Ia	A1,8	A1,9	$-7,67^m$
207 260	ν Cep	A2 Ia	A2,4	A2,4	$-7,02$
14 489	9i Per	A2 Ia	A2,1	A1,1:	$-7,68$
223 385	6 Cas A	A3 Ia		A2,5	
7 927	ϕ Cas	F0 Ia	A5:	F1,5	$-7,6$
31 964	ε Aur	F0 Ia	F0	F0,4	$-7,1:$
163 506	89 Her	F2 Ia	F2	F0,7	$-7,1$
164 136	ν Her	F2 II		F2	

Получено 35 спектрограмм с расширением в 0,8—1,0 мм на пластинках Kodak 103a — O.

Общие сведения об исследуемых звездах приведены в табл. 1. В первом столбце дается номер по каталогу HD, во втором — название звезды, в третьем — спектральный класс и класс светимости в системе МК, в четвертом и шестом — спектральный класс и абсолютная визуальная величина по оценкам одного из авторов [1], в пятом столбце — спектральный класс по оценкам авторов, полученный на основании материала настоящей работы. Данные последних трех столбцов табл. 1 получены методом количественной спектральной классификации.

Таблица 2

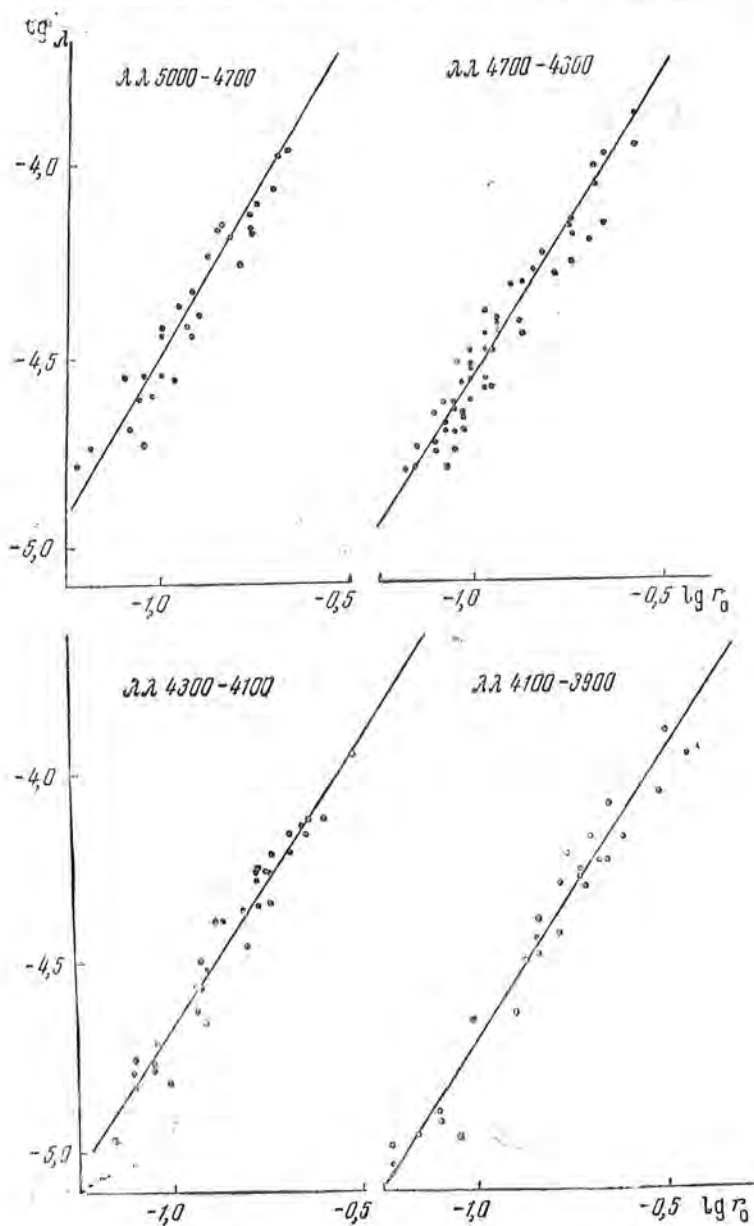
Звезда	m_v	n	Номер спектрограммы	Дата	Экспозиция
α Cyg	$1,33^m$	6	58.32,1—6	2.IX 1958 г.	$2^m, 2^m, 4^m, 7^m, 10^m, 15^m$
		3	58.33,1—3	2.IX 1958	$1^m, 1^m, 2^m$
ν Cep	4,46	2	58.33,4—5	2.IX 1958	$55^m, 60^m$
		3	58.34,1—3	7.IX 1958	$50^m, 55^m, 60^m$
9i Per	5,17	1	59.121,1	5.IX 1959	1^{h25^m}
6 Cas A	5,61	2	58.44,1—2	19.IX 1958	$2^{h25^m}, 2^{h05^m}$
		2	58.55,3—4	6.X 1958	$1^{h35^m}, 2^{h10^m}$
ϕ Cas	4,95	3	58.34,4—6	7.IX 1958	$50^m, 60^m, 1^{h10^m}$
ε Aur	Var	4	58.56,1—4	12.X 1958	$8^m, 9^m, 8^m, 10^m$
89 Her	5,46	2	58.55,1—2	6.X 1958	$1^{h40^m}, 1^{h30^m}$
		2	59.101,1—2	27.VI 1959	$1^{h40^m}, 2^h$
ν Her	4,5	5	58.53,1—5	12.X 1958	$1^{h05^m}, 60^m, 40^m, 25^m, 30^m$

В табл. 2 дается сводка полученного материала наблюдений. В первом столбце приводится название звезды, далее в столбцах последовательно даются: видимая величина звезды (столбец 2), число спектрограмм, полученных и обработанных для каждой звезды (столбец 3), номера спектрограмм (столбец 4), даты наблюдений (столбец 5) и продолжительность экспозиций (столбец 6).

Для фотометрической обработки спектрограммы были измерены на регистрирующем микрофотометре Молля с увеличением в 50 раз. По полученным спектрограммам обычным способом были найдены эквивалентные ширины W_λ всех доступных для измерений линий.

В спектрах изучаемых звезд при дисперсии 23,4 Å/мм многие линии оказываются блендированными. Из-за сравнительно небольшой диспер-

сии контуры линий металлов имеют в основном инструментальное происхождение, и для определения эквивалентных ширин мы представляем их в виде треугольников. Но из-за блендирования они бывают часто сильно

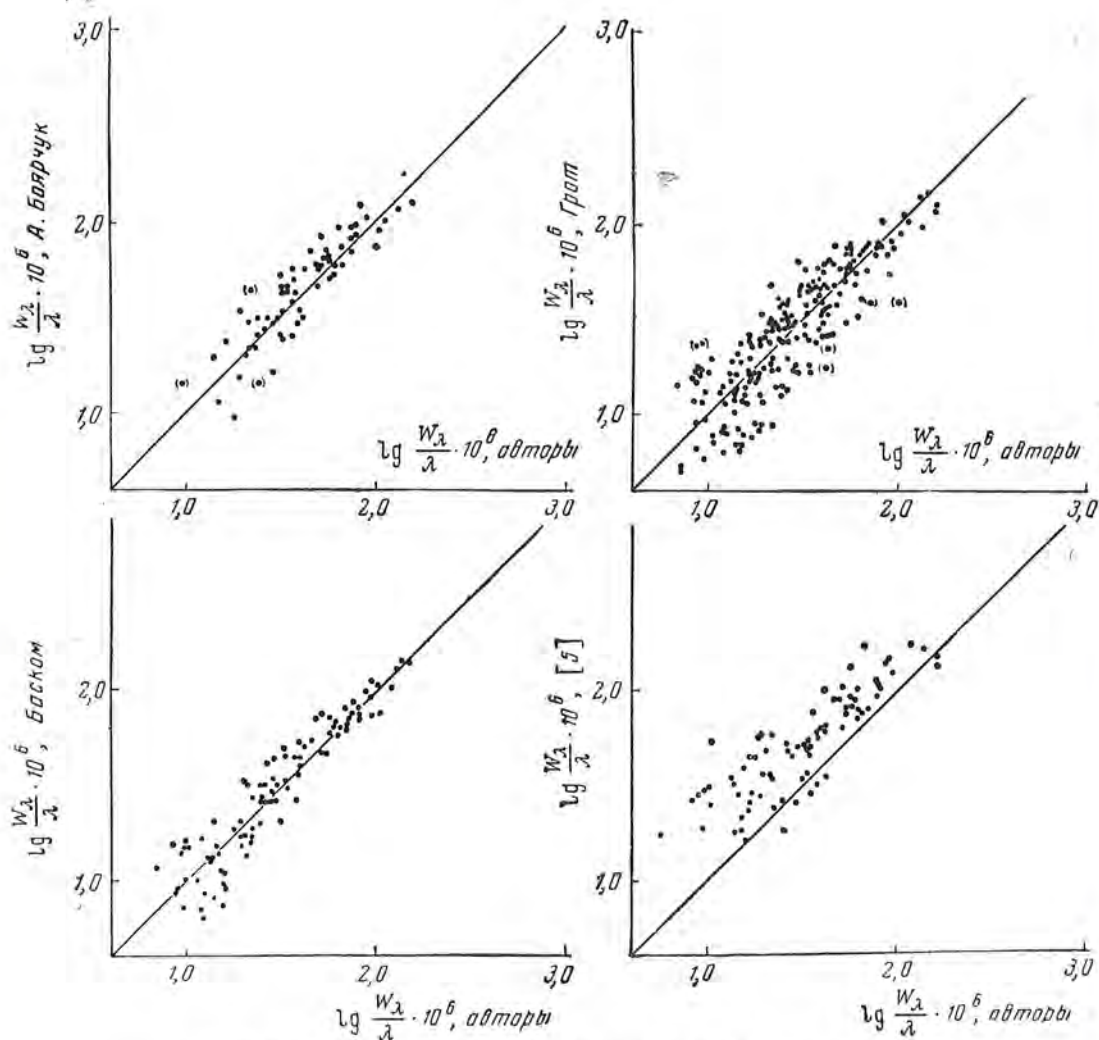


Фиг. 1. Зависимость между $\lg r_0$ и $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ для ν Her

искажены. Для линий, у которых остаточные интенсивности не искажены, но блендируются крылья, эквивалентную ширину обычным образом определить нельзя, так как для них невозможно построить весь контур. В этих случаях для нахождения W_λ мы использовали зависимость глубины линии от эквивалентной ширины.

Весь спектр разбивался на четыре или пять интервалов по 200—300 Å. В каждом интервале выбирались линии, совершенно свободные от бленд,

измерялись глубины этих линий (r_0) и строились зависимости $\lg r_0$ от $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ для определенного интервала. Фиг. 1 показывает вид этих зависимостей для одной из исследуемых звезд — ν Her. По такого рода зависимостям для каждой звезды удалось дополнительно найти эквивалентные ширины для довольно большого числа линий металлов. На фиг. 2 приведены сравнения эквивалентных ширин линий звезды α Cyg, определенных авторами,



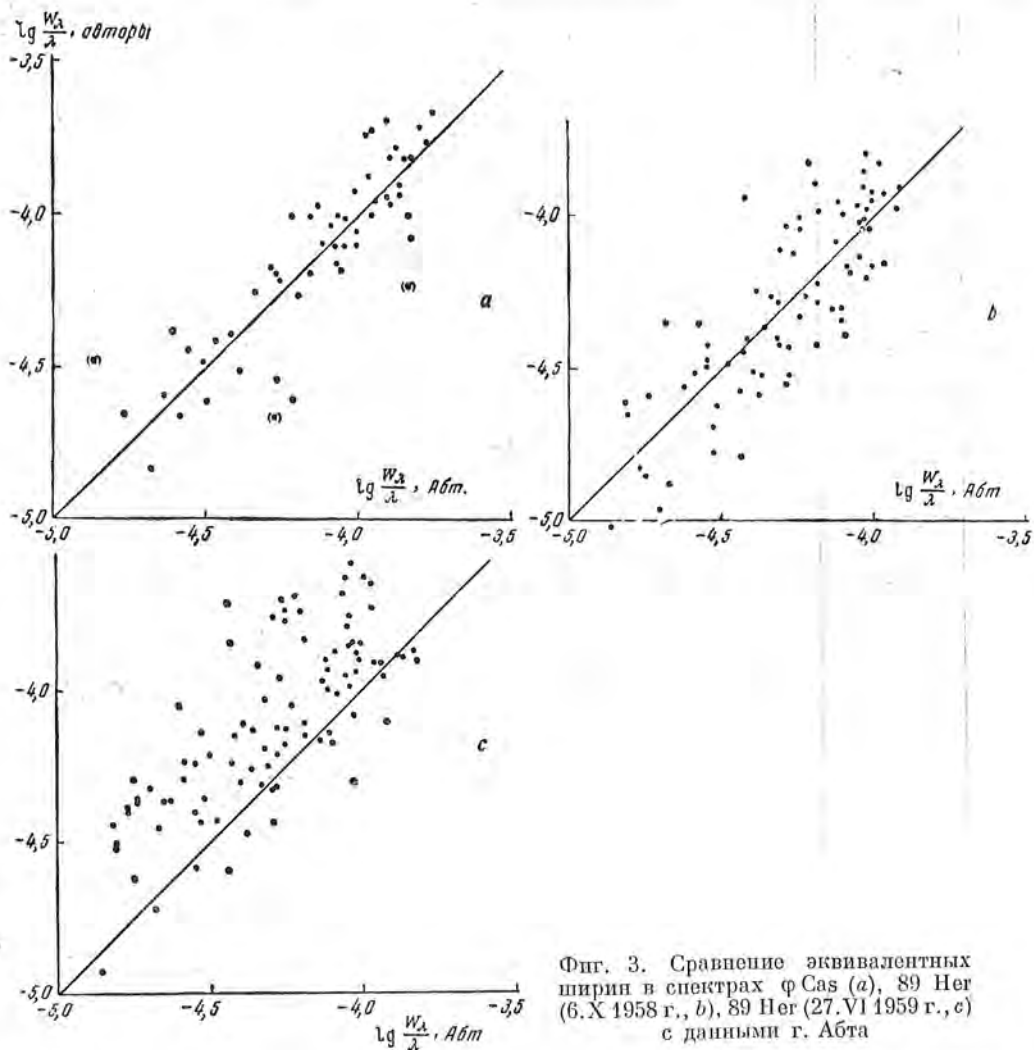
Фиг. 2. Сравнение эквивалентных ширин линий в спектре α Cyg

с определениями А. Боярчука [2], Г.-Г. Грота [3], У. Баскома [4]. Можно сделать заключение, что точность этого метода вполне достаточна, чтобы использовать определенные таким образом эквивалентные ширины для дальнейшего анализа. Используя этот метод, мы увеличили для каждой звезды число линий с найденным W_λ примерно на 30%. Сравнение с данными Э. Мустеля и М. Боярчук [5] (см. фиг. 2) показало, что определенные ими эквивалентные ширины для α Cyg систематически завышены в логарифме на 0,2.

Мы провели сравнение W_λ еще для звезд 89 Her и ϕ Cas [6]. Поскольку известно, что 89 Her — переменная звезда, о ней будет сказано ниже.

Сравнение для ϕ Cas, приведенное на фиг. 3, *a*, показывает хорошее согласие двух рядов W_λ .

Результаты определения эквивалентных ширины приведены в табл. 3, в столбцах которой последовательно даны: 1) элемент и номер мультиплета, 2) длина волны, 3) $\lg gf\lambda$ из работы А. Боярчука и М. Боярчук [7], 4) потенциал возбуждения нижнего уровня и в столбцах 5—15 — величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$ и условные веса, характеризующие точность определения



Фиг. 3. Сравнение эквивалентных ширины в спектрах ϕ Cas (*a*), 89 Her (6.X.1958 г., *b*), 89 Her (27.VI.1959 г., *c*) с данными г. Абта

W_λ , для сверхгигантов, названия которых приведены в соответствующих столбцах. В последнем, 16, столбце даются примечания.

Для некоторых линий Fe I, Ti I, для которых не имеется сил осцилляторов в списке [7], мы воспользовались лабораторными силами осцилляторов из работ Л. А. Митрофановой [8] и Р. Кинга [9], приведя их к выбранной нами системе [7]. Эти последние силы осцилляторов в табл. 3 заключены в скобки.

Относительно трех звезд, изучаемых в этой работе, γ Ser, δ Cas A и 89 Her, известно, что они являются переменными с периодами в несколько десятков дней. Поэтому каждая из этих звезд наблюдалась в две разные

Таблица 3

[illegible]

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эв	α Cyg	ν Cep 7.1X 1958 r.	ν Cep 2.1X 1958 r.	! Per	6 Cas 19.1X 1958 r.	6 Cas 6.X 1958 r.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 r.	89 Her 27.VI 1959 r.	ν Her	Примечания	
15	4314,05	2,05	0,62	1,64	2	1,55	1,60	1,61	2	2,42	2	2,20	2	1,94	2	Ti II
15	4294,76	0,97	0,60			1,27	1,44	1,59	2	2,12	1	1,76	2	1,85	1	Fe I
7	4246,82	2,10	0,31	1,47	3	1,51	1,31	1,33	2	2,13	2	2,00	3	1,98	2	Fe I
1	3843,00		0,01	1,17	2	1,23	1			1,74	2	1,92	3			Fe I, Zr II
Ti I																
5	5039,96	-1,26	0,02							1,75	1	1,84	1	1,84	2	
38	5016,17	-0,55	0,84							1,30	1	1,44	1			
38	4981,73	0,67	0,84							1,62	2	2,09	2	2,02	1	
201	4848,49		2,17			1,42	1,45	1,58	2	1,86	3	1,87	2			
42	4533,24	0,65	0,84			1,39	1,66	1,86	2	1,68	2			1,96	1	
42	4512,73	-0,44	0,83				1,15	1	3	1,07	1			1,99	3	Mg II, Ti II
146	4471,24	(-0,05)	1,73	1,32	2		4,33	1,31	2	1,83	1	1,83	3	1,33	3	
143, 161	4434,00	1,42	1,87	1,45	2			1,46	1	1,79	1	1,07	1	1,47	2	Ti II
220	4188,69	(0,12)	2,23					1,18	2	1,37	1	0,82	1	1,28	2	Mg II
12	4008,93	-1,15	0,02				1,11	1,23	2	1,34	2	1,32	2	1,57	1	
12	3998,63	0,20	0,05					1,75	1	1,63	2	1,41	2	1,30	2	
13	3958,21	(-1,50)	0,05	1,61	1	1,17	1,15	1,41	2	1,73	3	1,68	2	1,89	2	Zr II
15	3914,33	(-0,80)	0,05			1,76	1,18	1,41	1	2,27	1	1,70	3	1,75	2	Fe I, Fe II, V II
										2,09	1					Cr II
176	3911,36		2,03	0,86	2			1,05	2	1,34	1					
189	3828,18		2,13													
173	4973,05	0,50	1,99										1,51	1		
157	4913,62	0,41	1,87							1,32	1		1,01	1		
231	4870,13	0,61	2,24				1,38						1,62	1		
42	4518,03	-0,26	0,82					1,60	2	1,60	1		1,42	1	1,29	2
44	4287,40	-0,40	0,83										1,52	2	1,25	2
										1,97	3	1,58	2			Ti II

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульт.	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	$E. P.$ (никель), $\text{\AA e}$	α Cys	ν Cep 7.IX 1938 г.	ν Cep 2.IX 1938 г.	I Per	6 Cas 10.IX 1938 г.	6 Cas 6.X 1938 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1938 г.	89 Her 27.VI 1939 г.	ν Her	Примечания
Ti II															
113	5010,22	1,12	3,08				1,45 1	1,66 2	1,90 3	1,88 3	1,54 3	1,86 1	1,75 2		
114	4911,16	1,43	3,11				1,37 1	1,24 2	1,79 1	1,59 3	1,46 3	1,81 3	1,59 3		
114	4874,02	1,68	3,08					1,43 3	2,09 2	2,02 3	1,65 3	1,75 3	1,90 2		
92	4805,10	1,40	2,05					1,10 2	1,53 2	1,45 3	1,44 3	1,75 3	1,67 2		
17	4798,53		1,08				1,19 1	1,38 2	1,68 3	1,87 2	1,51 2	1,42 2	1,45 2		
92	4780,00	0,59	2,04	1,09 1				1,37 2	1,48 1	1,75 2	1,50 2	1,71 2	1,56 2		
48	4764,53		1,23					1,46 2	1,87 1	1,73 2	1,62 2	1,90 2	1,67 2		
48	4763,84		1,22						1,75 3	1,76 2	1,35 1	1,64 2	1,45 2		
49	4708,66	-0,49	1,23						1,18 2	1,81 2	1,40 2	1,88 2	1,56 2		Fe II
59	4657,21	-1,06?	1,24	1,42 2	1,37 1	1,57: 1	1,56 1	1,25 2	1,85 2	1,96 2	1,15 2	1,54 1	1,36 2		
38	4636,34		1,16						1,30 1				1,40 2		
39	4609,26		1,18						2,08 2				1,41 2		
50	4589,96	0,34	1,23				1,24 1	1,38 2	2,11 2	1,95 3	1,43 2	1,71 2	1,41 2		Cr II
82	4571,99	1,79	1,56	1,79 2	1,56: 1		1,68 1	1,69 2	1,59 1	2,26 2	1,80 2	1,92 2	1,87 2		
60	4568,31	-0,71:	1,22					1,26 2	1,35 3			1,49 2	1,33 2		
50	4563,76	1,32?	1,22	1,33 2	1,56: 1		1,20 1	1,42 2	1,52 3	2,18 2	2,21 3	2,10 2	1,70 3		
30	4552,25		1,11						1,34 2						
82	4549,62	(1,95)	1,58		2,45 1		2,01 1	2,43 3	2,05 3	2,21 2	2,31 3	2,14 3	2,02 3		Fe II
30	4545,14	-0,36	1,13				1,43 1		1,75 2	1,61 3	1,00: 1	1,16 1	1,46 2		
60	4544,01	-0,51:	1,24		1,23 1				1,82 2	1,56 2	1,00: 1	1,30: 1			
50	4533,97	1,78	1,23	1,67 3	1,90: 1		1,66 1	1,86 2	2,15 2	2,25 2	1,95 3	2,10 3	1,99 3		Mg II
82	4529,45	0,61	1,56	1,18 2			1,28 1	1,31 2	2,03 1	1,93 3	1,76 3	1,89 2	1,74 1		
31	4501,27	1,23	1,11	1,71 3			1,60 1	1,68 3	2,24 3	2,25 3	1,92 3	2,03 3	1,81 3		
18	4493,53	0,08	1,08					1,24 1	1,70 2	1,58 2	1,35 2	1,48 2	1,53 2		
115	4488,32	1,99?	3,11	1,70: 1			1,19 1	1,26 2	2,32 2	2,09 2	1,71 2	1,97 2	1,64 2		

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	I_g gfl	$E. P.$ (никий), эв	α Cys	ν Cep 7.1X 1938 r.	ν Cep 2.1X 1938 r.	λ Per	6 Cas 19.1X 1938 r.	6 Cas 0.X 1938 r.	ϵ Aur	89 Her 6.X 1938 r.	89 Her 27.VI 1939 r.	ν Her	Примечания
40	4470,86	0,22	1,16	1,32 2			1,58 1	1,27 2	1,26 2	1,32 2	1,72 1	1,76 2	1,58 2	Ti I
31	4458,49	1,25	1,13	1,70 3	1,77 1		1,32 1	1,68 3	1,48 3	2,33 3	1,98 3	2,22 2	1,92 3	
19	4450,49	0,68	1,08	1,24 1	1,43 1			1,32 2	1,08 2	2,16 2	1,82 2	1,96 2	1,59 3	
31	4444,56	1,17	1,11	1,79 2	0,84: 1			1,67 1	1,52 1	2,30 1	2,11 2	2,29 2	1,96 2	
19	4443,80	1,21	1,08	1,78 2	1,61 1		1,44 1	1,49 1	1,75 2	2,45 1	2,08 2	2,23 1	1,99 2	Fe I
40	4441,72	0,00	1,18	1,23 2			1,23 1			1,60 2		1,84 1	1,66 1	
51	4432,08							1,50 2	1,50 2			1,17 1		
93	4422,00	0,64	2,05	1,03 1				1,41 3	1,41 2	2,00 3	1,78 2	1,95 3	1,66 3	
51	4418,34	0,33	1,23		1,28 1			1,51 2	1,68 2	2,44 2	2,09 2	1,74 2	1,77 2	Ti II, Fe II
40	4417,72	0,85	1,16	1,40 1	1,99 1			2,00 2	1,95 2		2,18 2	2,31 2	1,84 2	
61	4411,94	-0,21	1,22	1,03 1					0,65 1	1,80 2	1,15 1	1,38 2	1,17 1	
115	4411,08	1,80?	3,08	1,39 3			1,28 1	1,19 2	0,99 1	1,90 2	1,52 2		1,19 2	
61	4409,48	0,19	1,23	1,19 1	1,13 1									
61	4409,22		1,23	1,19 2									1,33 1	Fe I
51	4407,68	-0,03	1,22							1,76 2	1,15 1	1,45 2		
51	4399,78		1,23	1,41 3						1,49 3	1,37 1	1,72 2	1,50 2	Fe I
61	4395,85	0,15:	1,24	1,37 2	1,53 1		1,16 1	1,28 2	1,35 2	2,36 2	2,30 3	2,32 2	1,96 2	Sc II
19	4395,03	1,42	1,08	1,75 2	1,72 1			1,18 2	1,58 2	2,40 2	2,34 2	2,16 2	1,97 2	
51	4394,06	0,51	1,22	1,23 1	1,98 1		1,57 1	1,83 2	1,75 2	2,51 2	2,35 2	2,35 2	1,97 2	
104	4386,86	1,44	2,59	1,26 1	1,24 1		1,04 1	1,31 1	1,12 3	2,40: 1	1,74 2	2,08 2		
104	4367,66	1,49	2,58	1,33 2						1,70 3	1,54 3	1,80 3	1,39 2	
94	4350,83		2,05					1,18 1	1,13 3	1,91 2	1,79 3	1,91 2	1,69 3	
20	4337,92		1,08					1,23 2	1,23 2	2,18 2	1,49 1	1,71 2	1,71 2	Fe II
41	4330,71	0,52?	1,18					1,54 2	1,63 2	2,50: 1	2,31 3	2,00 2	1,90 2	Fe I
94	4330,26	1,60?	2,04						0,67 1	2,10 2	1,82 2	1,99 2	1,84 2	
41	4320,96		1,16	1,19 2			1,10 1	1,41 2	1,08 1	2,07 2	1,88 2	1,89 2	1,87 2	
										2,19 2	1,85 3	2,03 3	1,81 3	Sc II

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульт- линии	λ , Å	$\lg gf/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cyg	ν Cep 7.1X 1958 p.	ν Cep 2.1X 1958 p.	! Per	6 Cas 19. IX 1958 p.	6 Cas 6. X 1958 p.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 p.	89 Her 27. VI 1959 p.	ν Her	Примечания					
94	4316,80	0,52	2,04			1,65	1,02	1		1,79	2	1,81	3	1,52	2	4,57	2	1,23	3	
41	4314,98		1,16	1,67	2	1,46	1,39	1	1,61	2	2,48	2	2,33	1	2,43	2	2,41	2	2,06	3
41	4312,86	1,00	1,18	1,38	1	1,73	1,34	1	1,45	2	2,26	2	2,41	3	1,80	2	2,00	2	1,80	3
41	4307,90	(1,00)	1,16			1,36	1,36	1	1,75	2	2,20	2	2,19	3	2,00	3	2,41	2	1,97	3
41	4301,93	0,90	1,16	1,73	2	1,59	1,49	1	1,45	2	2,35	1	2,18	3	2,07	3	2,15	2	2,01	2
41	4300,05	1,55	1,18	1,80	3	1,64	1,28	1	1,80	3	1,81	1	2,24	2	2,10	3	2,24	3	2,00	2
20	4294,12	0,82	1,08	1,53	3	1,57	1,14	1	1,19	1	2,27	1	2,00	2	2,00	2	1,89	2	1,86	1
41	4290,23	1,24	1,16	1,57	3	1,27	1,44	1	1,59	2	2,24	2	2,19	1	2,08	3	2,31	2	2,15	2
20	4287,89	0,51	1,08	1,39	2	1,27	1,44	1	1,42	1	1,96	1	1,97	1	1,67	3	1,76	3	1,68	1
96	4200,40		2,05				1,21	1	0,93	2	0,93	2	1,18	1	1,18	2	1,65	2		
21	4184,33		1,08							1,96	3	1,70	2	1,75	3	1,88	3	1,71	2	
105	4174,09	1,35	2,59				1,17	1	0,92	2			2,11	2	2,30	1				
105	4171,90	2,00	2,59	1,63	2	1,83	1,22	1	1,44	1	1,30	1	2,18	1	2,01	2	1,97	2	1,94	2
105	4163,64	2,06	2,58	1,44	3	1,33	1,29	1	1,48	2	2,04	1	2,04	1	2,09	2	1,80	3	1,54	3
21	4161,52		1,08				1,29	1	1,29	2	1,23	2	1,23	2	2,02	3	1,83	3	2,06	3
106	4064,40	0,90	2,59			1,10	1,29	1	1,29	1	1,84	2	1,84	2	2,02	3	1,49	2	2,02	2
11	4056,21	-0,94	0,60								1,39	2	1,39	2	1,29	3	0,98	2	1,63	1
87	4053,83	1,51	1,88	1,25	2	1,36	1,28	2	1,28	2	2,00	2	2,00	2	2,10	3	2,00	1	1,82	2
87	4028,33	1,38	1,88	1,57	3	1,56	1,23	2	1,23	2	2,05	3	2,05	3	1,67	3	1,87	2	1,59	2
11	4025,14	0,17	0,60	1,49	2	1,68	1,31	1	1,13	2	2,07	1	2,07	1	2,11	3	1,80	3	2,12	2
11	4012,37	(0,58)	0,57			1,64	1,26	1	1,47	2	2,16	2	2,16	2	2,12	3	1,84	3	2,04	3
11	3982,00		0,57	1,22	3	1,35	1,09	1	1,12	2	1,31	1	1,99	2	2,08	3	2,00	2	2,08	1
34	3932,02	0,99	1,13						1,48	2	1,65	2								
34	3913,46	(1,58)	1,11	1,89	2	1,89	1,48	1	1,67	2	1,82	2			2,29	1	2,11	1		
97	3912,32		2,04	0,96	1				1,35	1	1,37	2			2,29	1	1,12	1		
34	3900,55	1,75	1,13	1,84	1	1,92	2,03	3	1,68	2	2,42	2	2,42	2	2,27	1	2,17	2		

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мультиплета	λ , Å	I_g g/Å	$E. P.$ (иониз.), эВ	α_{Cys}	ν_{Cep} 1958 г.	ν_{Cep} 1958 г.	! Per	6 Cas 19. IX 1958 г.	6 Cas 6. X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 г.	89 Her 27. VI 1959 г.	ν Her	Примечания	
12	3814,60		0,57	1,63	2	1,88	3	1,63	1	2,27	1	2,17	1	2,12	1	Cr I
12	3813,39	0,25	0,60			1,56	2							2,28	1	
12	3786,33		0,60	1,09	3	1,32	1			2,08	1					
72	3776,06		1,57	1,17	3	1,29	3			2,18	1					
13	3761,32	(1,42)	0,57	2,11	3	1,91	3									V II
V I																
27	4128,10	-0,28	0,27	1,75	3	1,96	2	1,89	1	1,91	1	2,08	3	2,06	2	Mn II, Si II
43	3896,16		1,08	1,19	3	1,48	3			2,46	2	2,07	3	2,14	2	V II
7	3847,32		0,02					0,75	1	1,15	1	1,48	2	1,85	2	V II
44	3844,89		1,05	1,46	3	1,49	2	1,64	1	1,66	1					Fe I
44	3840,44		1,08	1,47	1	1,73	1			1,89	1	2,10	2	1,47	1	Fe I
28	3807,50		0,26									2,06	1			
V II																
29	4903,0		1,80							1,55	2	1,42	1	1,43	1	Fe I
56	4600,19		2,26							1,61	1	1,14	1	1,43	1	Cr I
212	4538,64		3,79					1,04	2	1,20	3	1,25	1	0,86	2	
199	4453,35	3,05	3,74	1,06	1					1,10	1					
36	4334,77		2,02							1,30	2	1,33	2	1,44	1	
37	4205,08		2,03							1,80	2	1,57	2	1,79	3	
25	4202,35		1,70	1,16	1			1,09	2	1,62	1	1,77	2	2,01	1	Fe I
37	4183,44	2,17	2,04	0,98	1			0,92	2	1,61	3	1,67	2	1,60	2	
9	4036,78	1,40	1,47	0,97	3			0,92	2	1,53	2	1,20	3	1,22	2	
32	4035,63	2,40	1,79							1,86	2	1,75	3	1,78	2	Mn I
32	4023,39	2,45	1,80	1,22	2	1,34	1	1,13	1	1,24	2	1,76	3	1,65	3	
32	4005,71	2,79	1,81	1,09	2	1,20	2	1,19	2	1,99	2	2,12	3	2,04	2	Fe I
9	4002,94	1,73	1,42	1,34	2	1,42	1	1,29	1	1,88	2	1,90	3	1,70	2	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf/\lambda$	E_p (никий), эв	α Cya	ν Cep 7. IX 1958 г.	ν Cep 2. IX 1958 г.	I Per	6 Cas 19. IX 1958 г.	6 Cas 6. X 1958 г.	φ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 г.	89 Her 27. VI 1959 г.	ν Her	Примечания
10	3977,75		1,47	1,30 2	4,49 2	4,43 2	4,32 4	1,22 3	1,27 4	1,67 3	1,57 3	1,89 3			Fe I
165	3945,27							4,35 4		1,84 2	1,93 3	1,94 4			Fe I, Cr II, Fe II
9	3997,42		1,47	1,09 3	1,16 1	1,15 1	1,14 1	1,11 2		1,82 3	1,82 3	1,88 2			
10	3951,97	2,21	1,47	0,99 3	1,12 1	1,05 1	1,23 4	1,27 2		1,97 2	1,72 2	1,71 2	1,99 2	4,72 2	
10	3929,73	1,63	1,42											1,90 4	
10	3916,42	2,28	1,42	1,06 4	1,35 2		0,99 4	1,02 1	1,35 1	1,75 2	1,80 2	1,93 2			
33	3914,33		1,79	1,61 1	1,66 3	1,76 2	1,18 1	1,41 1	1,45 2	2,27 1	2,45 1	2,09 1			
11	3903,27		1,47	1,26 1	1,26 1	1,16 2		1,03 1	1,22 1	1,96 2		1,83 2			Fe I, Fe II
33	3899,44		1,80	1,37 4					1,13 1	1,70 2	1,88 2	2,15 2			Fe I
10	3896,46		1,39	1,19 3	1,48 3	1,32 2		0,75 4	1,15 1	2,16 2	2,07 3	2,14 2			Fe I
33	3878,71		1,81	1,51 3	1,51 3	1,36 2		1,23 2	1,28 2	2,01 2	2,18 3	1,97 1			
20	3875,65		1,68	1,13 3											
11	3866,74		1,42					1,26 2			1,69 2	1,81 2			
156	3847,32		2,75								1,48 2	1,85 2			
166	3815,38		2,89	1,33 2	1,48 3					1,66 1	2,12 1	1,69 1			Fe I He I
100	3787,24		2,51	1,41 3	0,53 4					2,13 1					
21	3778,36		1,67							4,92 4					
129	3761,20		2,53		1,91 3					1,75 1					
Cr I															
259	4934,9		3,83							1,58 2	1,65 2				La II
186	4664,79		3,41							1,48 1					Fe II
245	4614,63		3,83	1,41 2											Ni I
21	4616,13	0,30	0,98				1,36 4			4,70 4	4,71 3	1,40 3	1,56 3	4,38 : 4	Cr II
21	4600,76	0,53	1,00							1,18 1	1,05 1		1,49 1	4,60 : 1	
246	4579,59							1,34 1	0,70 : 1			1,35 2	1,68 2	4,49 2	
22	4301,75	(0,00)	1,00						1,04 2	1,72 2			0,81 2		Fe II

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер атома	λ , Å	$\lg gf$	E_p (иониз.), эВ	α Cys	ν Cep 7. IX 1958 г.	ν Cep 2. IX 1958 г.	I Per	6 Cas 10. IX 1958 г.	6 Cas 6. X 1958 г.	φ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 г.	89 Her 27. VI 1959 г.	ν Her	Примечания	
22	4359,63	(0,31)	0,98					4,81	2	1,48	2	1,66	2	1,46	3	Ni I
22	4344,51	(0,90)	1,00					1,54	4	2,25	2	2,03	2	2,06	3	Ti II
1	4289,72	0,77:	0,00		1,27	1		1,34	2	1,35	2	1,77	2	1,79	3	
1	4274,80	0,96	0,00					1,08	1	1,71	3	1,42	2	1,45	2	
1	4254,35	1,21	0,00					1,15	2	1,61	2	1,61	2	1,53	3	
35	4190,66	(0,75)	2,53		1,27	1		0,89	2	1,05	2	1,25	1	0,98	1	Fe II
65	4119,44		2,70					1,07	3	1,62	1	1,62	1	1,61	2	
260	4093,1		3,83					0,99	1	1,26	1	1,26	1	1,07	3	Ni I
66	4075,92	(1,40)	2,70							1,54	1	1,54	1	1,44	1	
67	3993,97	(2,35)	2,53													
38	3976,66	2,78	2,53	1,18	2	1,16	1									
38	3963,69		2,53													
361, 278	4175,04		3,83													
35	4126,52	1,16	2,53													
38	3991,12	1,91	2,53	1,24	3	1,34	1	1,40	2	1,65	2	1,65	2	1,69	3	Zr II
144	4810,7		3,07													Fe II
Cr II																
36	4891,55		3,87													Fe I
30	4884,57	2,25	3,84	1,43	3			0,98	1	1,37	2	1,86	3	1,74	2	
30	4876,48		3,85					1,42	1	1,37	2	1,75	2	1,83	2	
30	4876,41	2,83	3,84	1,48	3	1,47	2	1,53	2	1,89	3	1,89	3	1,72	2	
30	4864,34		3,84	1,65	2			1,68	2	1,82	2	1,82	2	2,03	3	
30	4856,19		3,84	1,55	1			1,36	2	1,98	3	1,98	1	1,74	2	
30	4848,24	2,92	3,85	1,61	3	1,46	1	1,67	2	1,98	3	1,98	3	1,91	2	
30	4836,22		3,84	1,27	2			1,44	1	1,57	3	1,57	3	1,66	2	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	$\lg gf$	E_p (иониз.), эВ	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 p.	ν Cep 2.IX 1958 p.	! Per	6 Cas 19.IX 1958 p.	6 Cas 6.X 1958 p.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 p.	89 Her 27.VI 1959 p.	ν Her	Примечания
30	4824,13		3,85	1,51 3		1,76 : 1	1,65 1	1,70 2	1,71 3	1,86 3	1,96 2	1,78 2	2,00 2	1,81 2	Fe II
30	4812,35	2,24	3,85					1,49 1	1,23 2	1,53 2	1,58 3	1,26 2	1,60 2	1,26 1	
44	4634,11	3,14	4,05	1,70 2		1,36 1	1,56 1	1,71 2	1,48 2	2,00 2	1,99 2	1,58 2	1,85 2	1,41 2	
25	4624,41	2,13	3,70					1,58 2	1,25 2	1,68 2	1,81 3		1,80 1	1,46 1	
44	4618,83	3,27	4,06	1,78 1		1,76 1	1,36 1	1,66 3	1,66 1	2,04 2	1,98 3	1,63 3	1,97 2	1,38: 1	
44	4616,34	2,85	4,05	1,46 1		1,26 1	1,36 1	1,38: 2	1,31 2	1,84 1	1,67 3	1,28 3	1,59 3	1,38: 1	
44	4592,09	2,96	4,06	1,47 2		1,44 2	1,35 2	1,62 1	1,47 3	1,91 2	1,81 3	1,48 3	1,79 3	1,57 3	
44	4589,89	2,69	4,05				1,24: 1	1,38: 2	1	2,01 2	1,95 2	1,51 2	1,73 2	1,39 2	
44	4588,22	3,50	4,05	1,64 2		1,42 1	1,33 1	1,89 3	1,73 3	2,13 2	2,04 2	1,66 3	1,86 3	1,50 2	
39	4565,78	2,64	4,02	1,44 1		1,60 1	1,39 1	1,60 2	1,17 2	1,78 2	1,29 2	1,39 3	1,71 2	1,20 2	
44	4558,66	3,79	4,06	1,76 3		1,78 2	1,50 1	1,83 3	1,72 3	2,05 2	2,06 3	1,85 3	1,91 3	1,54 3	
44	4555,02	3,96	4,05	1,85 2		1,94 1	1,86: 1	1,89 2	1,73 2	2,25 2	2,24 2	1,89 2	2,27 2	1,80 2	
39	4439,62	2,32?	4,02							1,77 2	1,62 1	1,36 2	1,30 2		
31	4284,21	2,62	3,84	1,28 3				1,23 3	1,48 2	1,88 2	1,72 3	1,60 3	1,81 2		
31	4275,57	2,74	3,84	1,38 3		1,35 1	1,60 1	1,21 1		1,71 1	1,73 3	1,81 3	1,87 3	1,64 2	
31	4269,28	2,63	3,84				1,28 1	1,08 2	1,27 2	1,66 3	1,60 3	1,51 3	1,63 3	1,23 2	
31	4261,92	3,02	3,85	1,30 2		1,34 1	1,15 1	1,29 3	1,44 3	1,95 2	1,85 3	1,79 3	1,89 3	1,45 3	
31	4252,62	2,53	3,84			1,48 1	1,25 1	1,17 2	1,36 2	1,79 3	1,83 3	1,72 3	1,69 3	1,19 2	
31	4242,38	3,11	3,85	1,59 3		1,57 2	1,38 1	1,76 3	1,56 3	1,85 3	1,96 3	1,82 3	1,92 3	1,61 3	
26	4207,35	2,27	3,81								1,06 1	1,38 2	1,68 2		
26	4179,43	2,81	3,81		2,11 1	1,99 2		1,70 2	1,90: 1	2,26 2	2,22 3	2,14 1	2,27 1	1,89 2	
48	4172,60	1,72	3,09		1,77 2	1,86 2	1,90: 1	1,88 1	1,75 2	2,24: 1		1,94 2	2,10 2	2,00 2	
181	4170,90	3,75	5,64		1,36 2	1,48 2	1,35 1	1,46 1	1,13 2	2,17 1	2,13 3	1,52 2		1,67 2	
127	4161,56		4,90					1,29 2	1,22 2	1,23 2	2,02 3	1,83 3	2,06 3	1,79 2	
163	4151,00	3,37	5,31	1,01 3		1,17 1	1,92 1	1,17 2	0,92 2	0,34 1	0,22 1	1,04 2	1,68 2	1,54 1	
162	4145,77	3,53	5,30	0,94 2			1,28 1			1,41 1	1,51 2	1,29 2	1,36 2		

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (эВ)	α Cye	ν Cep 7.IX 1938 г.	ν Cep 2.IX 1938 г.	i Per	6 Cas 19.IX 1938 г.	6 Cas 6.X 1938 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1938 г.	89 Her 27.VI 1939 г.	ν Her	Примечания
18	4113,24		3,09				1,06	0,95	0,88	1,45	1,45	1,79	1,59	1,74	
18,26	4111,01		3,09; 3,74		1,02	1,31	1,06	0,40	0,17	1,80	1,60	1,72	1,81	1,92	
26	4086,45		3,70							1,62		1,52	1,78		
165	4082,30	3,09	5,30									1,31	1,63		
26	4072,56	2,59	3,70									1,36	1,61	1,58	
193	4070,90	4,13	6,46	1,16	1,01	1,23	1,10	1,31	1,21	1,36	1,56	1,53	1,02	1,59	
182	4056,07	3,35	5,64							1,39	1,24	1,18	1,52	1,20	
19	4054,41	1,54	3,09	1,42	1,25	1,33		1,28	1,01	2,08	2,10	2,03	1,93	1,80	
19	4051,97	2,04	3,09	1,42		1,39	0,83	1,36	1,01	1,78	1,69	1,75	1,88	1,51	
193	4049,14	4,41	6,46		1,20	1,09	0,93	0,87	0,97	1,81	1,53		1,81	1,59	
194	4038,03	3,71	6,46					0,92	1,40	1,35	1,07	0,82	1,46	0,96	
183	4012,46	3,88	5,64	1,64	1,44	1,52	1,26	1,47	1,60	2,16	2,12	1,84	2,04	1,75	
40	3999,07		2,69						0,94	1,72	1,72	1,67	1,70	1,78	
183	3979,51		5,65	1,02	1,27	1,38	1,41	1,40	1,36	1,73	1,49	1,63	1,86		
142	3945,11	3,16	4,92		1,43	1,43	1,32	1,35	1,27	1,87	1,93	1,94		1,96	
128	3936,95	2,77	4,92		1,37				1,34		2,03 : 1				
40	3935,48		2,69				1,49	1,32	1,30						
129	3911,32	3,31	4,92	0,86				1,05	1,02						
167	3905,64		5,31	1,63	1,77	1,88	2	1,35	1,47	2,02	1	1,34	2		
130	3866,54	2,86	4,90					1,22	1,49	1,76	1,59	1,85	2		
167	3865,59	4,13	5,30		1,54	1,75	2	1,43	1,51	1,84	1,83	2,00	2		
20	3766,67		3,09	1,54	3	1,34 : 1				1,81 : 1					
20	3765,62		3,09	1,41	2	1,49	2								
11	3761,90		2,69		2,40	3				1,66	1				
20	3754,59		3,09	1,42	2	1,65	3			1,64	1				

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и группа	λ , Å	$\lg gf/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	I Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
Mn I	3738,38		3,09	2,41	2										
42	3677,93		2,69												
12	3677,86		2,69	1,76	3										
42	3677,69		2,69												
Mn II	4854,60		3,84					4,33 : 4				1,98	1		Zr II
43	4823,51	2,82	2,31			4,51 : 4				4,77	1	1,91	2	1,88	
16	4762,37	2,88	2,88				1,04			1,91	3	1,52	2	1,99	
21	4083,63	(1,95)	2,15					1,84	2	1,48	2	1,02	2	1,71	
5	4070,28	(1,05)	2,18					1,19	1	1,23	2	1,45	2	1,71	
5	4041,37	2,68	2,41		0,73	4	0,83	1,14 : 1		1,48	2	1,31	2	1,80	
5	4035,73	(2,37)	2,13							1,25	2	1,15	2	1,80	
2	4034,49	0,97	0,00					1,07		1,81	2	1,78	2	2,00	V II
2	4033,07	1,40	0,00							1,53	2	1,65	2	2,13	
2	4030,77	1,67	0,00							1,80	3	1,95	3	1,51	Fe II
5	4082,6	2,89	2,17	4,16	3	1,22		1,44	3	1,91	2	2,02	2	1,97	
29	4064,73	2,13	3,06					1,10	2			1,26	1	1,33	
5	4055,54	2,44	2,13									0,97	1		
6	3841,08		2,17	0,96	1	4,66	2			2,17 : 1	2,08	1,35	2	1,82	Fe I
Mn II	4292,25	5,41	5,36									1,78	1		
6	4206,38	5,66	5,37					0,96	2			1,24	2	1,46	
7	4205,37		4,80					0,99	2	4,46 : 1	4,09	1,47	2	1,68	Fe I
2	4128,10		4,80	1,75	2	1,96	2	1,77	1	1,89	2	1,89	3	2,18	Si II
Fe I	5016,48		4,24					4,76	2	4,91	2	2,08	3	2,10	
1089								4,60	2					2,49	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер группы таблицы	λ , Å	$\lg gf\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	I Per	δ Cas 19.IX 1958 г.	δ Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	δ Her 6.X 1958 г.	δ Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
1112	5004,03		4,19	1,38 2	4,19 1	4,34 2		1,75		1,81 2	1,92 1	1,62 3	1,71 2	1,88 2	
965	5001,89	4,35	3,86	1,38 2	4,42 1						1,53 1	1,61 2		2,05 1	
687	4966,10	3,24	3,32							1,80 3	1,89 3	1,90 2	2,00 2	1,76 2	
318	4957,61		2,80						1,51 2			1,30 1	1,44 1	1,82 2	
688	4950,11	2,60	3,40							1,86 3	1,61 3	1,68 1	1,91 1	1,56 1	
687	4946,40	3,09:	3,35							1,55 2	1,42 1	1,43 1	1,45 1	1,85 2	
318	4919,0	3,90	2,85							1,86 3	1,74 2	1,57 2	1,93 2	2,02 2	
589	4903,0		3,29				0,98 1		1,37 2	2,02 3	1,54 2	1,59 1	1,97 2	1,70 1	
318	4891,50	4,05	2,84				0,98 1			1,85 3	1,67 2	1,66 2	1,86 2	1,79 1	
318	4890,77	3,61	2,86							1,47 2	1,36 3	1,56 2	1,37 2	1,45 3	
318	4872,14	3,68	2,87												
318	4871,33	3,60	2,85												
554	4736,78	3,66	3,20				1,14 1								
409	4691,41	2,70	2,98	1,48 1						1,63 2	1,38 1	1,17 : 1	1,61 2	1,59 2	
554	4668,14	3,23	3,25					1,32 1		1,39 2	0,91 1		1,31 1	1,19 2	
822	4638,02	3,34	3,59							1,94 2	1,68 2	1,42 2	1,68 2	1,32 2	
39	4531,16	1,69	1,48							1,72 2	1,78 2	1,22 1	1,83 2		
68	4528,62	3,39	2,17							1,61 1	1,35 2	1,42 3	1,53 3	1,67 2	
68	4494,57	2,97	2,19									1,66 1	1,31 1	1,95 1	
318	4920,51	4,40	2,82				1,53 1		1,19 1	2,25 1	2,21 1	1,40 2	1,68 2	1,79 1	
2	4482,17		0,11							1,41 2	1,27 3	1,21 1	1,41 1	1,51 1	
350	4476,02	3,52	2,83							1,68 : 1	1,44 3	1,49 3	1,64 2	1,53 3	
2	4466,56	3,50	0,11							1,61 1	1,74 3	1,93 3	1,99 3	1,82 3	
2	4451,65		0,09							1,47 2	1,26 2	1,59 3	1,63 3	1,66 2	
68	4459,12	2,53	2,17							1,17 2	1,67 1	1,31 3	1,57 3	1,37 3	
68	4447,72	2,74	2,21												

V II
Cr II

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (иониз.), эВ	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	λ Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	φ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
350	4443,20	3,40	2,85		1,61	1				2,15	1	1,92	2	1,88	Ti II
68	4442,35	2,75	2,49							1,86	1	1,44	2	1,81	
68	4430,61	2,44	2,21							1,45	2	1,44	3	1,42	Mg II
2	4427,31	0,88	0,05					1,72	1	1,66	1	1,48	3	1,45	Ti II
68	4408,41	(2,55)	2,19						1	1,74	2	1,50	2	1,50	Sc II
41	4415,12	3,17	1,60		0,97 : 1	1,10 : 1				2,20	2	1,97	2	2,07	Ti II
68	4407,71	(2,45)	2,47							1,42	3	1,55	1	1,53	V II
41	4404,75	3,37	1,55	0,92	1	1,25	1	1,19	2	1,82	2	1,96	3	1,71	
414	4390,95		3,30							1,96	2	1,42	2	1,50	
830	4388,41	3,60	3,59							1,22	2	1,56	2	1,46	Y II, Sc II
2	4375,95	0,59	0,00							2,24	1	1,43	3	1,78	
41	4383,55	3,51	1,48		1,67	1	1,52	1	1,57	2,49	1	2,22	2	2,06	
71	4352,75	2,50	2,21										1,79	2	
41	4337,05	1,70	1,55										1,87	1	Ti II
413	4326,76		2,94							2,42 : 1	2,31	1	1,81	2	
42	4325,76	3,49	1,60							2,44	2	1,72	2	1,81	
414	4309,38	3,04	2,94		1,32	1	1,17	1	1,30	2	2,26	3	2,38	2	Y II
597	4299,24	3,46	3,25	1,58	1	1,17	1	1,59	2	2,28	2	2,18	2	2,16	
520	4298,04	3,31	3,03		1,47	1	1,15	1	1,72	2	1,51	2	1,86	2	
41	4294,13	(2,12)	1,48							2,02	2	2,06	3	2,14	Ti II
71	4282,41	3,16	2,17	1,53	1,57	1	1,14	1	0,91	2	2,26	2	1,89	2	
42	4271,76	3,26	1,48							2,27	1	2,00	2	1,86	
152	4271,16	3,55	2,44		1,23	1				1,45	3	1,45	2	1,84	
482	4267,83	2,89	3,10	1,52				1,24	2	2,11	2	2,05	2	1,74	
152	4260,48	3,87	2,39		1,47	1	1,14	1	0,85	2	2,02	2	2,10	2	
42	4250,79	2,96	1,55	1,20			1,14	2	0,96	2	2,02	1	1,41	1	V II
									1,08	2	1,79	3	2,03	3	
										1,94	2	1,99	3	1,87	
										1,99	1	2,02	3	1,91	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульт- линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (иониз.), эВ	α Cys	ν Cep 7. IX 1968 г.	ν Cep 2. IX 1968 г.	I Per	6 Cas 19. IX 1968 г.	6 Cas 6. X 1968 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1968 г.	89 Her 27. VI 1969 г.	ν Her	Примечания
452	4250, 12	3,55	2,46					4,23 2	4,10 2	1,93 1	4,60 3	1,88 3	2,04 3		Fe I
693	4247, 43	4,01	3,35					4,75 1	4,32 1	2,21 2	2,22 3	1,68 3	1,95 3	4,77 2	Sc II
352	4245, 26	3,03	2,85	1,01 2		4,40 1									
693	4238, 82	3,99	3,38						0,60 1	1,11 1	1,48 3	1,49 3	1,63 3	4,63 2	
689	4238, 03	3,27	3,40						0,84 2	1,55 1	1,46 3	1,56 3	1,70 3	4,62 3	
452	4235, 94	3,73	2,41							1,81 3	1,75 3	1,92 3	2,03 3	4,84 3	
452	4233, 61	3,36	2,47						2,01 3	2,29 3	2,33 3	2,30 3	2,31 2	2,05 2	
693	4227, 43	3,79?	3,32			2,00 2	0,99 1	4,17 2	1,07 2	2,03 2	2,00 3	2,00 3	2,27 3	4,84 2	
693	4225, 46	3,55	3,40						1,10 1	1,82 1	1,67 3	1,79 3	1,99 3	4,84 3	
689	4224, 18	3,76	3,35			4,16 1		4,22 2		1,68 1	1,53 2	1,64 3	1,52 3	4,62 2	
452	4222, 22	3,10	2,44					4,14 2	0,84 : 1	1,42 3	1,38 3	0,99 1	1,88 3	4,61 3	
355	4213, 65	2,71	2,83				1,16 1		0,83 2	1,22 1		0,99 1	1,07 1	4,04 2	
452	4210, 35	3,61	2,47						4,79? 1	1,33 3	1,30 3	1,56 3	1,76 2	4,45 3	
352	4207, 13	2,80 :	2,82								1,06 1	1,55 2	1,75 2		
3	4206, 70	-0,14	0,05							1,46 : 1	1,09 1	1,62 2	1,76 2	4,38 1	Cr II
355	4203, 95	3,27	2,83						0,98 2	2,00 : 1		1,51 2	1,61 2	4,32 : 1	Mn II
42	4202, 03	3,11	4,48	1,16 1		4,15 1	0,98 1	0,93 2	0,87 1	1,74 1	1,81 2	2,01 1	2,02 2	4,72 2	V II
522	4199, 10	3,99	3,03					1,28 1		1,81 1	1,49 3	1,73 2	2,04 2	4,67 2	Fe II, Cr II
452	4198, 31	(3,15)	2,39							1,79 2	1,63 3	1,99 2	1,92 2	4,99 2	
693	4198, 25	5,06	3,35							1,68 2	1,61 3	1,99 2	1,93 2	2,01 2	
693	4196, 22	3,60	3,28							1,20 1	1,31 2	1,48 3	1,54 3	4,58 2	
478	4195, 61		3,00							1,20 1	1,05 1				
693	4195, 34	(3,85)	3,32					0,93 2	1,06 2	2,00 1		1,64 1	1,54 2		
452	4191, 44	3,50	2,46							1,50 2	1,85 2	1,74 3	1,47 3	4,38 2	
452	4187, 80	3,75	2,41	1,40 2				1,11 3	1,11 3	1,83 2	1,63 2	1,74 2	1,97 2	4,73 2	
452	4187, 04	3,49	2,44	1,40 2						1,76 2	1,65 2	1,91 2	2,06 2	4,88 2	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	$\lambda, \text{Å}$	$\lg g/\lambda$	E, P (нижняя), эВ	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 p.	ν Cap 2.IX 1958 p.	λ Per	6 Cas 19.IX 1958 p.	6 Cas 5.X 1958 p.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 p.	89 Her 27.VI 1959 p.	ν Her	Примечания
355	4184,90	3,16	2,82						1,05 2	4,90 3	1,70 2	1,67 3	1,77 3	4,63 2	
354	4181,76	4,13	2,82	0,83 1	1,89 1	1,84 2	1,66 1	1,63 2	0,98 2	1,56 3	1,42 3	1,85 3	1,87 3	1,74 3	
48	4177,60	(1,10)	0,91						1,01 2	2,15 : 2	2,12 : 1	2,03 3	2,20 3	1,95 2	
695	4176,57	3,60	3,35							2,07 1	2,05 1	1,23 2	1,61 1		
354	4175,64	3,30	2,83						1,96 : 1			1,53 2	1,77 1		
19	4172,75	(1,20)	0,95		1,77 1	1,86 2	1,90 1		1,75 1	2,24 : 1		1,95 2	2,15 2	2,05 2	
649	4172,13	(3,60)	3,24		1,77 : 1	1,84 : 1	1,52 2		1,34 1	2,19 1		1,98 2	2,04 2	1,93 2	
482	4170,90	(3,45)	3,00			1,48 : 1	1,35 1	1,46 1	1,13 2			1,38 2	1,69 2		
689	4168,62		3,35				1,11 : 1			1,59 2	1,38 : 1	1,44 2	1,32 3	1,22 2	
695	4157,79	3,80	3,40							1,50 2		1,58 2	1,42 2	1,65 1	
354	4156,81	3,35	2,82					0,81 2	0,86 2	1,60 2		1,48 2	1,77 2	1,67 2	
694	4154,81	4,02	3,35							1,62 2	1,30 2	1,70 2	1,77 2	1,87 1	
355	4154,50	3,50	2,82							1,45 2	1,30 : 1	1,70 2	1,82 2	1,82 1	
694	4154,11		3,38							1,65 2	1,30 : 1	1,57 2	1,77 2	1,56 2	
695	4153,91		3,38									1,46 2	1,61 2	1,30 : 1	
18	4152,17	1,89:	0,95		1,03 1	1,11 1	1,08 2			1,35 3	1,38 : 1	1,22 2	1,57 2	1,51 3	
695	4150,26	3,35:	3,42							1,34 1	1,13 1	1,29 1	1,74 2	1,62 2	
694	4149,37	(3,50)	3,32							1,69 2	1,57 2	1,64 2	1,84 2	1,48 1	
42	4147,67	1,81	1,48									1,49 3	1,70 2	1,21 2	
422	4146,07		2,98								1,44 2	1,14 2	1,51 2		
43	4143,87	3,16	1,55	1,23 1						1,56 2	3	2,02 1	2,13 1	1,98 2	
354	4143,8	3,55	2,85		[1,14 1	[1,32 1				[1,86 3					
523	4143,42	3,89	3,03					1,43 1	1,09 1	1,81 1		2,02 1	2,07 1	1,95 2	
18	4139,93	(0,29)	0,99						0,89 1		1,41 1	1,44 3	1,07 2		
726	4137,00	3,65	3,40						0,80 1	1,26? 1	1,24 : 1	1,24 2	1,44 1	1,54 3	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	$\lambda, \text{ \AA}$	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cys	ν Cap 7. IX 1958 r.	ν Cap 2. IX 1958 r.	i Per	6 Gas 19. IX 1958 r.	6 Gas 6. X 1958 r.	φ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 r.	89 Her 27. VI 1950 r.	ν Her	Примечания
357	4132,90	3,24	2,83					1,13 2	0,86 2	1,71 2	1,89 1	1,85 2	2,07 2	1,87 2	Fe II VI, Cr I
43	4132,06	3,25	1,60		1,30 1	1,57 1		1,00 1	1,95 2	1,95 2	1,81 3	1,81 3	1,64 2	1,81 2	
217	4123,74	(2,50)	2,60		1,08 1			1,07 2	1,86 2	1,52 2	1,52 3	1,45 2	1,89 2	1,67 2	
801	4118,55	(4,35)	3,56				1,28 1	0,99 2	1,50 2	1,23 3	1,23 3	1,74 2	1,68 2	1,81 2	
357	4114,45	2,65	2,82					0,97 3	1,05 2	1,74 3	1,35 3	1,73 1	1,48 2	1,74 2	
357	4109,80	(3,35)	2,83	1,35 3						1,61 1	1,39 1	1,65 2	1,81 2	1,87 3	Cr II
700	4090,08		3,38							1,52 3	1,37 1	1,51 1	1,56 1	1,87 1	
559	4085,32	3,77	3,23							1,44 1	1,44 1	1,49 2	1,71 2	1,87 1	
698	4084,50	3,58	3,32							1,25 1		1,53 3	1,63 3	1,64 2	
698	4082,12	2,96	3,40							1,79 2	1,52 2	1,99 2	2,23 2	1,89 2	
359	4079,84	2,61	3,85	1,38 1								1,31 1	1,60 1	1,55 2	Cr II
558	4076,64	3,87	3,20							1,94 1	2,03 3	1,38 2	1,65 2	1,58 1	
524	4074,79	3,32	3,03							1,95 2		2,03 2	2,46 2	1,95 2	
698	4072,52	3,10	3,42		0,73 : 1	1,49 1		1,04 2	1,22 2	1,78 3	1,38 1	1,51 2	1,60 2	1,58 2	
43	4071,74	3,42	1,60	1,00 1	1,30 1	1,58 1	0,83 1	1,10 2		1,83 3	1,77 2	1,88 2	2,00 2	1,85 2	
559	4067,97	3,78	3,20		1,50 1	1,65 1	1,37 1	1,41 2	1,39 1			1,07 1	1,30 1		Cr II
217	4067,28	(2,90)	2,55							2,06 2	2,02 3	2,10 2	1,90 2	2,02 2	
698	4055,39	2,81	3,42	1,34 1		1,23 1	1,08? 1	1,35 2	1,23 2	1,25 2		1,40 1	1,95 1	1,64 1	
43	4063,60	3,55	1,55		1,40 2	1,36 : 1				1,67 2		1,62 2	1,97 2	1,55 2	
359	4062,50	3,20	3,83												
218	4055,04	(3,05)	2,55												Ti I, Zr II, Ce II
698	4054,88	(3,70)	3,40	1,18 2	1,44 2	1,29 : 1				1,76 2		1,64 2	1,97 2	1,62 2	
700	4051,92		3,38							1,71 2	1,63 3	1,75 3	1,88 2	1,51 2	
43	4045,81	3,80	1,48	1,34 3	1,43 3	1,65 2	1,50 1	1,44 2	1,20 2	2,40 2	2,08 1	2,03 1	2,05 3	2,03 3	
359	4044,61	3,05	2,82		1,00 1	1,32 1		1,04 2	1,03 2	1,31 2	1,13 3	1,65 2	1,87 3	1,62 2	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (эВ)	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	i Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
276	4043,90	(3,12)	2,72			1,49: 1		1,10 2	1,07 1	1,40: 1	0,82: 1	1,23 2	1,25 2	1,49 1	TiII, FeII
655	4040,65	3,73	3,29					1,10 2	1,07 1	1,30 2	1,04 1	1,28 2	1,56 2	1,62 2	
655	4031,97		3,26						0,98 2	1,78 2	1,43 2	1,37 2	2,15 2	1,68 1	
556	4029,64	(3,65)	3,25				1,06 1	1,25 2		1,81 1	1,57 2	1,50 2	1,92 2		
560	4024,73	(3,80)	3,23							2,41 1	2,41 3	1,98 2	2,19 2	1,84 2	
278	4021,87	3,24	2,75					1,01 1	0,87 2	1,73 2	1,28 1	1,43 3	1,85 3	1,55 3	
527	4017,16	3,17	3,03						1,09 2	1,29 1	1,29 1	1,51 2	1,55 2	1,53 2	
279	4017,10		2,75						1,29 1	1,29 1	1,20 1	1,55 2	1,86 2	1,52 2	
560	4016,43	3,81	3,27						0,87 2	1,69 2	1,11 3	0,87 2	1,47 1	1,09 2	
126	4014,28	3,00					1,17 1		0,94 2	1,35 1	1,11 3	1,58 2	1,88 2	1,73 3	
72	4009,71	2,76	2,21				1,14 1		0,93 2	1,67 2	1,35 1	1,51 2	1,89 2	1,66 2	VII
277	4007,28	2,69	2,75						1,06 2	1,67 2		0,99 1	1,77 2	1,53 1	
603	4006,31	3,11	3,25			1,37 1			1,06 2	1,54 1	2,42 3	1,63 2	2,06 2	1,59 2	
43	4005,25	3,24	1,55		1,18 2	1,38 1		1,22 1	1,45 1	1,54 1		2,45 2	2,25 2	2,09 2	
426	4000,47	(3,82)	2,98	1,29 2				1,41 2				0,87 1	2,25 2	2,09 2	
276	3998,05	3,31	2,68			1,22 1			1,02 2	1,29 2	1,16 3	1,63 2	1,96 1	1,88 2	
604	3995,20		3,25		1,11 1		1,08 1		1,02 2	1,29 2	1,26 1	1,50 3	1,55 2	1,68 3	
556	3990,55		3,23				1,19 1					1,40 2	1,56 2	1,77 2	
560	3986,30	3,15	3,23				1,19 1					1,39 1	1,44 1	1,62 2	
655	3986,18	3,24	3,24						1,05 2	1,47 2	1,24 3	1,74 3	1,67 1	1,90 2	
277	3983,96	(3,45)	2,72					1,22 3		1,67 3	1,57 3	1,89 3			VII FeII
72	3977,75	2,83	2,49	1,38 3				1,42 3	1,33 2	1,34 2	1,62 1	2,05 3		2,05 2	
361	3964,52	3,45	2,83	1,14 3	0,85 1				1,39 2	1,75 3	1,67 3	1,86 2		1,82 1	
278	3956,68	(3,35)	2,68						1,71 2	1,94 2	2,17 3	1,87 2		1,82 1	
661	3951,17	3,49	3,26							1,74 1	1,70 3	1,87 2			
72	3949,95	(2,62)	2,47												

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер дубля- тикета	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cya	ν Cep 7.IX 1956 г.	ν Cep 2.IX 1956 г.	! Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	φ Cas	ε Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
604	3948,78	(3,80)	3,25		1,12 1			4,16 : 1	4,09 1	4,61 2	4,49 3	4,76 2	1,78 1		Cr II
361	3947,53	(3,25)	2,82					4,16 : 1	4,09 1	4,31 2	4,40 3	1,72 2	1,76 2		
561	3947,00	3,26	3,20					4,16 : 1	4,09 1	4,51 2	4,48 3	1,66 2	1,54 1		
280	3945,11		2,75			1,43 1	1,32 1	4,35 1	1,27 1	1,87 2	1,93 3	2,02 1	1,96 1		
565	3931,12		3,25					4,30 1	1,34 1		1,65 1				Fe II
4	3930,31	2,15	0,09	1,39 3	1,61 3	1,61 3	1,30 1	4,35 1	1,44 2	1,79 2	2,04 1	2,02 1		1,93 1	
4	3927,92	2,04	0,11	1,09 3	1,21 2	1,31 1		0,99 2	1,26 2	4,29 2	1,95 2	1,99 1			
364	3925,95	3,26	2,85							1,99 3	1,95 3	2,11 3			
4	3922,91	1,94	0,05	1,03 3	0,83 3	1,37 : 1	0,99 1	1	1,23 2	1,90 3	1,85 3	2,09 3			Fe II, V II
4	3920,26	1,89	0,12	0,98 1	1,08 1		1,24 1		1,24 1	1,40 2	1,59 2	1,65 1			
430	3918,64	(2,90)	3,00							1,40 2	1,47 2	1,88 1			
124	3918,32		2,47							1,79 2	1,56 2	1,68 2			
20	3917,18	2,08	0,99		0,97 1					1,27 2	2,45 3	2,11 1			Fe II
567	3914,27		3,27	1,61 3	1,71 3	1,78 2	1,18 : 1	1,48 1	1,51 2	1,22 1	1,35 3	1,35 2			
280	3907,94	3,02	2,75	0,98 1				1,20 2		1,92 1	1,97 2	2,09 2			
4	3906,48	1,50:	0,11		1,28 1	1,54 1		1,44 2		1,47 1	2,09 2	2,03 2			
133	3905,66		2,46	1,13 1	1,77 2	1,88 1		1,35 1	1,47 1	2,02 1	2,09 2	2,03 2			Fe II Cr II
429	3903,90	3,61:	2,98	1,29 3	1,08 3	1,43 1		1,30 2	0,96 1	1,85 2		1,64 2			
45	3902,95	(3,42)	1,55	1,22 : 1	1,30 : 1	1,35 1		1,09 1	1,24 1	1,91 2		2,06 2			
4	3899,71	1,68	0,09	1,66 : 1		2,00 : 1		1,13 : 1	1,42 2	2,12 2	2,18 2	2,18 2			
20	3898,01	(1,60)	1,01					1,18 : 1	1,42 2	1,46 2	1,79 2	1,95 2			V II Mg I
280	3897,89		2,68					0,91 1	1,18 : 1	1,24 2	1,46 2	2,13 2			
4	3895,66	1,46	0,11			1,42 2		1,13 2	1,36 2	1,35 2					
566	3894,50		3,20							1,93 2	1,89 3	1,62 1			
20	3887,05	2,05	0,91					1,42 2		2,25 2	2,07 3	2,08 2			
4	3886,28	1,60	0,05	1,55 2											

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульт- линии	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (иониз.), эВ	α Cyg	ν Cep 7. IX 1938 г.	ν Cep 2. IX 1938 г.	I Per	δ Cas 19. IX 1938 г.	δ Cas 6. X 1938 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1938 г.	89 Her 27. VI 1939 г.	χ Her	Примечания	
475	3878,73		2,44	1,96	2	1,51	3	1,34	1	1,23	2	1,28	1	2,01	2	V II
4	3878,58	(1,88)	0,09			1,51	3	1,65	1	1,47	2	1,76	1	2,11	2	Mg I
20	3878,02	2,76	0,95	1,26	2	1,42	3	1,58	1			2,15	2	2,09	1	Fe I
175	3873,76		2,42							1,35	1	1,58	1	1,68	2	Fe II
20	3872,50	2,88	0,99	1,62	3	1,47	3	4,46	1	1,02 : 1	2	2,40	2	2,23	2	
429	3871,75	3,59	2,94							1,08	2	1,71	1	1,89	2	
430	3868,24		2,94					1,14	2			1,14	1			
488	3867,22	3,57	3,00	1,05	1	1,16 : 1		1,12	1			1,30	2	1,41	2	Cr II
20	3865,53	2,50	1,01			1,51	3	1,75	1	1,43	2	1,51	2	1,86	2	Fe II
280	3863,74	3,54	2,68					1,36 : 1	1	1,31	1			1,92	1	Fe II
4	3859,91	2,36	0,00	1,34	1	1,29	1	1,56	1	1,30	1	1,05 : 1		2,15	2	
565	3858,48		3,23					1,21	2					2,10	2	
73	3852,58	2,89	2,17							1,52	1	1,31	3	1,68	2	
20	3849,97	2,77	1,01	1,38	2	1,67	3	4,75	1	2,03 : 1	2	2,08	2	2,10	1	Fe II
124	3845,18	2,75	2,41	0,96 : 1	1,58	2				1,78	1	1,87	2	1,66	1	Sc II, Zr II
221	3842,98		2,58	1,17	2	1,23	1	1,47	1	1,74	1	1,93	3	1,94	2	Mn I
45	3841,06	3,32	1,60	0,96	1	1,66	2			2,17	1	2,08	2	1,78	1	VI
20	3840,44	2,76	0,99	1,47	1	1,73	2			1,89	1	2,10	2	1,47	1	
45	3827,83	3,34	1,55							2,21	1	2,10	3	2,11	1	
20	3825,89	3,12	0,91							2,00	1	2,11	3	2,07	1	
4	3824,44	2,00:	0,00							2,29	1	2,05	2	2,32	1	
222	3821,83	3,54	2,60	0,94	1					1,81	1	1,75	1	1,88	2	Fe II
20	3820,43	3,36	0,86			1,73	2			2,29	1	2,39	1	2,11	2	
45	3815,84	3,69	1,48	1,33	2	1,48	3	1,49	1	2,13	1	2,13	1	1,99	2	V II
22	3812,96	2,38	0,95			1,44	2			2,13	1	2,29	1	2,28	1	
367	3809,04	2,55	2,85											1,68	1	

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер изъ- та	λ , Å	$\lg \varepsilon/\lambda$	E_p , (иониз.), эВ	α Cys	ν Cep 7.1X 1958 г.	ν Cep 2.1X 1958 г.	I Per	6 Cas 19.1X 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ε Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
222	3808,73	3,02	2,55									1,68 1			Y II VI
73	3807,53	3,41:	2,21									2,06 1			
608	3705,35	4,40	3,29		1,21 3					1,59 1		1,86 2			
21	3795,01		0,99		1,51 1					1,83 1					
21	3787,88	(2,60)	1,01							1,99 1					
531	3773,35		3,03			1,54 1									
608	3765,54		3,22	1,41 2 1,49 2						1,67 1					Cr II
21	3763,79	(2,85)	0,99	1,67 2 1,54 2						1,97 1					
21	3758,24	(3,02)	0,95	1,75 3							1,25 2				
704	3742,94		3,42	1,10 2											
Fe II															
42	5018,43	3,33	2,88		2,12 3	2,19 3	2,26 1	2,16 3	2,40 3	2,42 2	2,30 3	2,09 1	2,24 2	2,23 2	
36	4993,35	1,47	2,79						1,39 3		1,68 3	1,89 2	2,07 3	1,86 : 1	
	4984,56								1,46 2		1,34 1	1,48 2	1,84 2	1,56 1	
	4932,7									1,88 2	1,32 2	1,55 2			
42	4923,92	3,15	2,88	2,21 2 2,10 3	2,10 3	2,16 3	2,04 1	2,15 2	2,23 2	2,29 2	2,28 3	2,11 2	2,16 3	1,83 3	
30	4899,90		2,68							1,55 2	1,90 2	1,28 2	1,64 2		
															Ti I, La II, Sc II, Al II
43	4731,46	1,70	2,88	1,53 3		1,71 2	1,33 1	1,63 2	1,44 3	1,94 2	2,01 3	1,67 2	1,74 2	1,56 3	Sc II
25	4670,17	1,42	2,57							1,60 2	1,83 2	1,36 2	1,74 2	1,47 : 1	
37	4666,75	1,72	2,82	1,51 3			1,23 1	1,59 2	1,39 3	1,78 2	1,79 2	1,56 2	1,89 2	1,70 2	
26	4665,80		2,69							1,84 2	1,83 2	1,42 2	1,78 2		
17	4664,79	0,11	2,57							1,48 1					Cr I
44	4663,70	1,27	2,88	1,41 3		1,42 2		1,26 2	1,20 2	1,53 1	1,72 2				Ti II
43	4656,97	1,81	2,88		1,47 2	1,47 2	1,23 1		1,19 2	1,91 2	1,78 2	1,48 2	1,63 2	1,56 1	
186	4635,33	3,78	5,93	1,52 2	1,51 1	1,23 1	1,23 1	1,55 1	1,46 2	1,92 2	1,93 2	1,33 2	1,43 2	1,42 1	Ti II

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер линии	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf/\lambda$	$E. P.$ (никий), эв	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 p.	ν Cep 2.IX 1958 p.	λ Per	6 Cas 19.IX 1958 p.	6 Cas 6.X 1958 p.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 p.	89 Her 27.VI 1959 p.	ν Her	Примечания
37	4629,34	2,33	2,79	1,90 3		1,87 2	1,86 1	1,92 3	1,83 2	2,17 2	2,10 3	1,83 3	2,10 3	1,74 3	Cr II
38	4620,51	1,59	2,82	1,42 1		4,44 1	1,25 1	1,48 1	1,46 1	2,00 2	1,81 3	1,58 2	1,88 2	1,37 2	
219	4598,52		7,77				1,33 1		1,30 2	1,48:1		1,38 2	1,40 3	1,45 2	
38	4595,68	0,87	2,84	1,23 1								1,48 3	1,40 3	1,49 2	
38	4583,83	2,79	2,79	2,07 2		2,20 1	1,89:1	2,13 2	2,02 1	2,31 2	2,36 2	2,40 2	2,24 2	1,82 2	
37	4582,83	(1,80)	2,83	2,02 2		4,86 2		1,99 1	1,66:1	2,36 2	2,36 3	2,11 2	2,26 3	1,78 2	
26	4580,06	1,07	2,59	1,21 2			1,05 1	1,34 1	1,22 1	1,77 2	1,55 3	1,29 2	1,82 2	1,47 2	Cr I
								1,34 1	1,70:1	1,77 2	1,65 3	1,35 2	1,68 2	1,47 2	Cr I
38	4579,52					4,41 2	1,60 1	1,45 3	1,55 3	1,89 1	1,95 4	2,70 3	1,84 3	1,50 3	
37	4576,33	1,83	2,83	1,53 2		1,75 2	1,86:1	1,75 2	1,88 2	2,30 2	2,28 2	1,86 2	2,19 1	1,83 2	Fe II, Ti II
37	4555,89	2,43	2,82	1,75 2		2,15 2	2,01 1	2,13 3	2,05 3	2,21 2	2,31 3			2,02 3	
186	4549,21		5,89				1,71 1	1,60 3	1,50 3	1,90 2	1,99 3	1,61 3	1,83 3	1,49 3	
38	4541,52	1,93	2,84	1,52 3		1,71 2	1,99 1	1,99 3	1,92 3	2,15 1	2,17 3	1,85 3	1,99 3	1,78 3	
38	4522,63	2,68	2,83	1,89 2		2,12 2	1,76 1	1,80 3	1,81 3	2,11 1	2,13 3	1,84 3	2,13 3	1,57 3	
37	4520,22	2,17	2,79	1,73 2		1,76 2	1,64 1	1,83 3	1,79 3	2,08 3	2,07 3	1,87 3	2,05 3	1,67 3	
37	4515,34	2,24	2,83	1,77 3		1,68 2	1,88 1	1,85 3	1,86 3	2,19 3	2,20 3	1,96 3	2,12 3	1,70 2	
38	4508,28	2,30	2,84	1,90 3			1,67 1	1,71 3	1,65 3	2,05 2	2,02 3	1,82 3	1,99 2	1,64 2	
37	4491,40	1,99	2,84	1,61 2			1,37 1	1,61 2	1,52 2	2,17 2	2,08 2	2,02 2	2,17 2	1,72 2	
37	4489,18	1,93	2,82	1,55 1			1,14 1	1,57 3	1,25 2	1,81 2	1,74 3	1,58 3	1,65 3	1,30 3	
37	4472,92	1,48	2,83	1,33 2			1,26 1		1,25 2	1,65 1	1,00 1	1,78 2	1,84 2	1,76 2	Ca I
				1,45 3								1,42 1	1,72 1		
37	4455,26			1,31 1		1,37 1	1,21 1	1,33 1	1,06 2	1,78 1	1,80 1			1,66 2	
	4451,54						1,26 1	1,38 2	1,41 1	1,81:1					
222	4449,56	4,40	7,89				1,47 1								Sc II
187	4446,25	2,70	5,93							4,68 1				1,26 2	
222	4431,63	4,32	7,91												

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер муш- кетера	λ , Å	I_g g/Å	E_p (электронный), эВ	α C _у	ν C _{ep} 7.IX 1958 г.	ν C _{ep} 2.IX 1958 г.	i Per	6 Gas 19.IX 1958 г.	6 Gas 6.X 1958 г.	ϕ C _{as}	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
32	4439,13		2,68	1,04 2		1,99 2	1,63 1	1,75 2	1,73 2	2,50 1	2,45 1	2,46 2	2,38 2	1,80 2	Ti II, Ti II
27	4416,82	2,16	2,77	1,95 1				1,32 2	1,09 2	1,39 1	1,39 1	1,46 2	1,71 2		
32	4413,60	0,67?	2,66	1,20? 1											
4402,87				0,97 3			1,00 1								
27	4385,38	2,30	2,77	1,82 2		1,98 2	1,57 1	1,75 2	1,82 2	2,31 1	2,21 3	2,46 2	2,36 2	1,92 2	Mg II
32	4384,33	1,57	2,65			2,06 1	1,52 : 1	1,82 2	1,76 2	2,46 1	2,24 1	2,46 2	2,40 2	1,90 2	
28	4369,40		2,77	1,22 2		1,68 2	1,41 1	1,35 3	1,46 3	1,73 2	1,69 3	1,65 3	1,69 2	1,57 3	
	4361,25			0,99 2			1,21 1								
	4357,57			0,94 3			1,07 1								
213	4354,36	4,45	7,62					1,20 2	1,51 1	1,45 1	1,35 3	1,47 3	1,57 2	1,23 1	Sc II
27	4351,76	2,64	2,69	1,94 3		1,97 2	1,85 1	1,30 1	1,66 1	1,44 1	1,42 3	1,42 1	1,54 2	1,56 2	Ti II
27	4303,17	2,28	2,69	1,67 2		1,79 2	1,73 1	1,92 2	1,95 3	2,31 2	2,32 3	2,22 3	2,36 2	2,20 3	
28	4296,57	2,11	2,69	1,58 3		1,41 1	1,64 1	1,59 3	1,67 3	2,35 1	2,14 3	2,16 2	2,29 2	1,97 2	
32	4278,12	0,97	2,68	1,43 2		1,04 1	1,95 1	1,27 2	1,08 2	1,97 2	1,99 3	1,86 3	1,93 3	1,78 3	Cr II
27	4273,32	1,69	2,69	1,60 3		1,40 2	1,28 1	1,49 3	1,23 2	1,92 2	1,70 3	1,62 2	1,67 2	1,29 3	
28	4258,15	1,70	2,69	1,52 3		1,38 1	1,18 1	1,24 3	1,37 2	2,03 1	1,93 3	2,03 3	2,08 3	1,65 3	
27	4233,17	2,95	2,57	2,21 3		2,05 2	2,04 1	1,92 2	2,01 3	2,29 3	2,33 3	1,30 3	1,33 2	2,02 2	Fe I, Cr II
22	4205,48		2,63												
28	4178,85	2,26	2,57	2,44 2	2,11 2	2,00 2	2,07 1	1,89 2	0,98 2	1,80 2	1,73 2	1,87 3	2,02 3	1,69 1	Cr II
21	4177,70	2,00:	2,53	1,87 2		1,84 2	1,66 1	1,63 2	1,90 1	2,28 2	2,22 3	2,30 2	2,30 2	1,88 2	Fe I, Y II
27	4173,45	2,36	2,57	1,97 2	1,43 : 1	1,88 2	1,78 1	1,77 1	1,57 1	1,22 1	1,42 1	2,03 3	2,20 3	1,95 2	
39	4138,40	1,40	2,83				0,74 1	1,21 2	1,28 2	1,30 3		2,13 2	2,46 2	1,87 2	
27	4128,73	2,22	2,57	1,88 3	1,83 2	1,85 3	1,98 1	1,62 2	1,70 1	1,99 2	2,07 3	1,96 2	2,23 2	1,83 2	
22	4124,79	0,79	2,53	1,75 : 1				1,49 1	1,19 1	1,67 2	1,52 3	1,72 3	1,66 2	1,51 1	Fe I

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульты- типлета	λ , Å	$\lg g/\lambda$	E, P , (ммкм), °	α Cys	ν Cep 7. IX 1958 г.	ν Cep 2. IX 1958 г.	I Per	6 Cas 19. IX 1958 г.	6 Cas 6. X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 г.	89 Her 27. VI 1959 г.	ν Her	Примечания
28	4122,64	1,56	2,57	1,42 3	1,35 2	1,56 2	1,50 2	1,61 2	1,50 2	2,01 2	2,00 3	1,96 2	1,93 2	1,73 2	Cr II
21	4119,53	1,20:	2,53	1,28 3		4,27 1	4,00 1	1,44 1		1,47 2	1,44 3	1,57 2	1,81 2	1,59 2	
188	4111,90	3,00:	5,93		1,32 1	1,40 2		1,40 2	1,40 2	1,70 3	1,53 3	1,58 2	1,70 2	1,94 1	
28	4087,27		2,57				0,98 1			1,57 2		1,29 2	1,68 2	1,79 2	
188	4069,96	3,50	5,89	1,08 3		1,28 2	1,02 1		0,83 1		1,13 2	1,20 1	1,56 2	1,35 1	
212	4057,46	4,46	7,24	0,94 : 1				0,94 2	1,03 2	1,50 2	1,21 1	1,62 2	1,65 2	1,71 3	
172	4048,83	3,20	5,54	1,22 3	1,20 1	1,34 2	0,93 1	0,83 1	0,72 1	1,77 2	1,72 2		1,58 2	1,68 2	Cr II
172	4048,90	3,20:													Mn I
172	4044,01	3,00	5,55	1,28 3	1,00 1	1,19 1					0,82 : 1	1,20 3	1,17 3		
126	4032,95	2,80	4,48	1,16 3	1,22 2	1,44 1									
151	4031,46	2,58	4,71	1,14 2	1,10 1	1,32 2									
127	4024,55	2,94	4,48	1,61 2	1,44 2	1,54 1	1,18 1	1,28 2		1,90 1	2,11 3	1,99 2	2,13 2	1,69 2	Ti II, Fe I Zr I
190	4002,55	2,80	5,93	1,59 2	1,44 2	1,45 2									
29	4002,07	1,31	2,77	1,36 2	1,53 2	1,58 2	1,37 1	1,51 2	1,42 2	1,90 2	1,85 3	1,89 3	2,12 3	1,49 2	
191	3975,03	(3,54)	5,93	1,35 3	1,20 2	1,24 1									
29	3974,16	1,90:	2,69	1,69 3	1,55 3	1,96 1		1,56 2	1,75 3	2,19 2	2,10 3	2,06 3			
212	3860,89	4,18	7,24	1,33 2	1,37 1		0,99 1	1,21 2	1,49 2	1,36 2	1,80 2				
3	3945,21		1,69	1,49 2	1,43 1	1,32 1	1,32 1	1,35 1	1,27 1	1,84 2	1,93 2	1,94 1			Fe I Cr II, VII, Ni I
190	3938,97	3,64	5,89	1,53 1	1,48 3	1,71 2	1,33 1	1,20 2	1,38 2		2,09 2				
3	3938,29	1,20	1,66			1,69 2	1,47 1	1,46 2	1,50 2	1,83 1	1,70 3				
173	3935,94	3,78	5,54	1,38 3	1,56 3	1,41 3	0,96 1	1,38 2	1,36 2						
191	3918,51	3,20	5,89					1,24 1	1,40 2	1,40 2	1,57 2	1,88 1			
3	3914,48	0,85	1,66	1,61 3	1,52 3	1,72 2	1,32 1	1,28 1	1,48 2	2,27 2	2,45 3	1,94 1			V II, Fe I Fe I
173	3906,04	4,07	5,55	1,57 2	1,77 3	1,73 2		1,53 2	1,47 1	2,04 1	1,97 2	2,04 2			
128	3872,98	2,80	4,48					1,20 2	1,25 2	1,65 3	2,08 2	1,81 2			

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер катал. типы	$\lambda, \text{Å}$	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (нижняя), эв	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	! Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
29	3872,76	1,40	2,69	1,62 3	1,31 3	1,62 1		1,38 1	1,23 2	2,40 1	2,08 2	1,97 2			Fe I
127	3893,95	2,94	4,48			1,89? 1		1,30 2	1,31 1	1,67 2	1,75 3	1,95 2			
	3890,92			1,34 2	1,38 3	1,02 1		1,36 2		2,50 1	2,21 2	2,17 2			
1	3847,10									1,62 1	1,48 2				
127	3845,18		4,46	0,96 1	1,58 2					1,78 1	1,87 2	1,66 1			Fe I
23	3833,02		2,63		1,60 3					1,78 1	2,16 2				
128	3827,67	(2,57)	4,46	1,39 2	1,61 2	1,67 2									
153	3827,08	(2,77)	4,71	1,41 2	1,61 2	1,48 2									
29	3824,91	(1,58)	2,57	1,62 2	1,88 2	1,63 1				2,40 1	2,06 2	2,30 1			Fe I
14	3821,92		2,33	0,94 1		0,84 1				1,81 1	1,75 1	1,88 2			
153	3814,12	3,72	4,72	1,62 2	1,76 3	1,67 1									
14	3783,30	(1,54)	2,27	1,72 3	1,59 2										
130	3781,51		4,48	1,44 3	1,23 1					2,16 1					
23	3779,57	(1,20)	2,53	1,25 2	1,36 3					1,19 1					
29	3764,10	(1,90)	2,57	1,67 3	1,61 3					1,72 1					
154	3755,56		4,72	1,29 2	1,49 3					1,65 1					
192	3762,89		5,93							1,46 1					
14	3746,56		2,27	1,35 2	1,42 2					1,58 1					
130	3725,30		4,46	1,54 2											
111	3680,99		4,13	0,99 : 1						1,44 1					
Ni I															
98	4756,52	2,68	3,47												

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер муш- тикета	λ , Å	$\lg g/\lambda$	$E. P.$ (нижний), эв	α Cys	ν Cep 7.IX 1938 г.	ν Cep 2.IX 1938 г.	I Per	6 Cas 19.IX 1938 г.	6 Cas 6.X 1938 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1938 г.	89 Her 27.VI 1939 г.	ν Her	Примечания
235	4732,47		4,09										1,37 2 4,45 : 1		Cr I
98	4714,42	3,54	3,37					1,07 1		1,39 3	1,29 2	1,51 2	1,38 1 4,41 2		
98	4648,65	2,80	3,40										1,62 2 4,29 2		
99	4614,60		3,58	4,41 2											
178	4450,20		3,92							1,66 2	1,46 3	1,93 2			Cr I
86	4359,58	(2,70)	3,38						0,98 1	1,82 1	1,62 3	1,67 3	1,75 2 4,75 2		
169	4225,01		3,82							1,26 1		1,80 3	1,86 2 4,71 2		Cr I
170	3963,95		3,66					1,00 1				1,07 3	1,38 3		Fe II
240	3938,76		4,15	1,55 1	1,68 3	1,48 1		1,47 2	1,43 1		2,09 2				
181	3863,1		3,82		1,20 : 1	1,89 : 1									
Ni II															
9	4362,10	2,52	4,01	0,99 2				1,21 1	1,22 2				1,64 3 1,28 2		
10	4192,07	2,26	4,01							1,57 2	1,42 2	1,68 3	1,90 3 1,72 2		
12	4015,50	2,66	4,01	1,34 3	1,41 2	1,32 2	1,37 1	0,98 3	0,92 2	1,69 1	1,37 2	1,49 2	1,94 1 1,35 2		Zr II
13	3881,92		8,22	1,20 1	1,44 2			1,31 3		1,99 2	2,03 3	1,95 3			
Y II															
22	4883,69	2,01	1,08	1,68 1				1,80 1		2,03 2	1,67 2	1,14 2	1,89 2 1,67 2		Fe I
43	4374,95	2,28	0,41					1,01 1		2,27 : 1	2,23 1				
12	4682,32	0,38	0,41							1,67 1	1,51 1	1,75 2	1,32 3 1,82 2		Fe I
5	4309,62	1,58	0,18						1,01 : 1	2,15 1	2,12 3	2,02 3	1,89 2 4,70 2		Fe I, Fe II
14	4177,55	2,92	0,41	1,87 2	1,85 1	1,84 2	1,66 1	1,60 2	1,17 1	2,06 2	0,94 3	0,98 2	2,19 3 1,89 1		
6	3982,61	1,43	0,13				0,73 1	1,04 1		1,56 1	1,68 2	1,84 2	1,99 1 1,97 1		
6	3950,3	1,41	0,10							1,64 1	1,45 1	1,63 2	1,64 1		
7	3818,34	1,01	0,13												

Таблица 3 (продолжение)

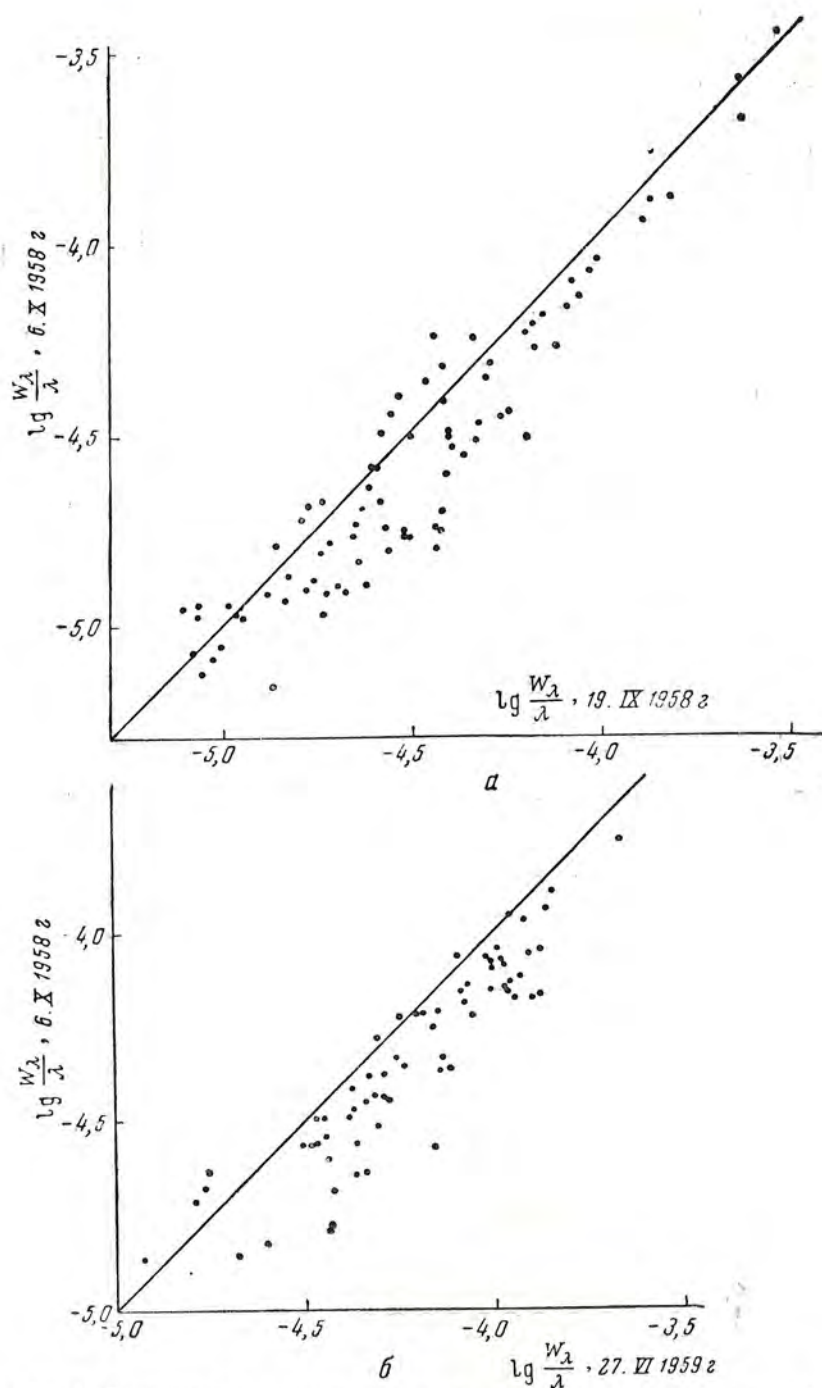
Элемент и номер линии	$\lambda, \text{Å}$	$\lg gf/\lambda$	$E. P.$ (инный), эв	α Cys	ν Cep 7. IX 1958 г.	ν Cep 2. IX 1958 г.	! Per	6 Cas 19. IX 1958 г.	6 Cas 6. X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6. X 1958 г.	89 Her 27. VI 1959 г.	ν Her	Примечания
7	3774,34		0,13							2,08 1					
Zr I															
46	4002,55		0,60	1,59 2	1,44 2	1,45 2									
Zr II															
78	4854,65		1,23					1,33 1		1,77 1	1,58 : 1		1,98 1		
79	4457,42	2,08	1,18							1,47 2		1,24 3	1,54 2		
79	4440,45		1,20									1,68 2			
79	4403,35		1,18						1,89 2	1,46 1	1,27 1	1,05 1	1,25 2		
88	4379,78	1,71	1,53	1,08 2						1,40 2	0,99 3	1,29 2	1,21 3	1,34 2	
132	4333,29		2,40							1,35 1		1,54 2			
40	4317,37	4,43	0,71							1,62 2	1,70 3	1,36 2	1,51 3		
15	4214,88	1,03	0,52							1,40 2	1,43 3	1,36 3	1,24 2	1,18 3	
44	4208,99	0,95	0,71							1,71 1	1,73 3	1,55 3	1,75 2	1,46 2	
42	4150,97	1,68	0,80	1,01 1		1,17 1	1,92 1	1,47 2	4,02 3	1,34 1	1,22 1	1,04 1	1,68 2	1,54 1	
41	4149,20	2,01	0,80						0,92 : 1	1,88 2	1,55 2	1,74 2	1,86 2	1,48 2	
43	4050,32	1,14	0,71							1,50 3	1,47 3	1,32 2	1,67 2	1,07 2	
442	3982,01		2,48	1,22 3	1,35 2			0,83 2	1,31 : 1	1,99 2	2,08 3	2,00 2	2,08 1	2,07 2	
16	3958,24		0,52	1,17 1	1,15 1			1,12 : 1		1,73 3	1,78 3	1,70 3		1,75 2	
134	3881,97		2,40	1,20 1	1,44 2			1,41 2		1,99 2	2,03 3	1,95 3			
81	3853,08		1,23	1,44 2	1,81 2			1,31 3		1,71 1	4,77 2	1,77 1			
120	3757,79		1,82	1,72 3	1,65 3			1,18 2	1,55 2						

Таблица 3 (продолжение)

Элемент и номер мульт- линии	λ , Å	$\lg gf\lambda$	$E. P.$ (нижний), эВ	α Cys	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	! Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	ϕ Cas	ϵ Aur	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her	Примечания
Al I															
1	3951,53	(3,20)	0,01	1,42 3	1,33 2	1,40 3	0,99 1	1,14 2	1,27 2	1,88 1	1,95 2	1,74 2		1,81 1	
1	3944,03	(2,90)	0,00	1,27 2	1,22 2	1,48 2		0,88 2		1,88 2	1,76 3			2,01 1	
Al II															
71	4160,24		15,24							2,00 2	1,62 2	1,44 1		1,34 2	
1	3900,68		7,39	1,84 2	1,92 3	1,93 2		2,03 2	1,73 2	2,24 2	2,27 2	1,87 2			Ti II
Eu II															
1	4129,73		0,00												
1	3819,68	(4,17)	0,00			1,45 1						1,39 2	1,57 2	1,29 1	
Ba II															
1	4934,09	(3,52)	0,00							1,58 2	1,65 2	1,94 2	1,91 3	1,90 3	
1	4554,03	2,16	0,00				1,29 1	1,75 1		2,10 2	1,94 3	1,84 3	2,28 2	1,88 2	
16	4287,80		6,10	1,39 2				1,12 1	1,08 3	1,91 1	1,97 3	1,67 3	1,76 3	1,68 1	Ti II
S II															
46	4901,3		16,07							1,55 2	1,71 2	1,47 2	1,73 2		
44	4162,70	(4,18)	15,88			1,61 1	1,35 1	1,47 1		1,58 1	1,42 2		1,29 1		
44	4145,10	(3,83)	15,80					1,20: 1	1,34 2	1,29: 1	1,37 1	1,41 1	1,53 2		
30	3853,08		14,17	1,44 2	1,81 2			1,18 2	1,55 2	1,71 1	1,77 2	1,77 1			Zr II
Sr II															
1	4215,52	(3,45)	0,00	1,29 3		1,10 2	1,16 1		1,18 3	2,19 3	2,14 3	2,15 3	2,34 2	2,05 3	
1	4077,71	(3,73)	0,00	1,49 1	1,58 2	1,56: 1	1,17 2	1,64 1	1,44 3	2,19 2	2,25 3	2,27 1	2,21 2	2,16 2	
Nd II															
10	4061,08		0,47												
19	4020,87		0,32						1,35 2			0,93 3	1,24 2	1,09 3	
												0,77 2	0,97 1	1,03 1	Co I

Таблица 3 (окончание)

Элемент и номер линии	$\lambda, \text{Å}$	$\lg g/f$	$E, \text{P.}$ (иониз.), $e\text{в}$	$\alpha \text{ Cys}$	$\nu \text{ Cep}$ 7.IX 1958 г.	$\nu \text{ Cep}$ 2.IX 1958 г.	I Per	6 Cas 19.IX 1958 г.	6 Cas 6.X 1958 г.	$\phi \text{ Cas}$	$\epsilon \text{ Aur}$	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	$\nu \text{ Her}$	Примечания
Ce II															
6	4593,93		0,22						0,82	1,48	1	0,80	1,48	1	Eu I, Ce I
4	4186,6		0,38							1,27	1	1,72	1,70	2	
82	4054,99		(0,32)		1,40	2	1,33	1		1,67	2	1,62	1,97	2	Ti I, Zr I, Fe I
Mo I															
1	3864,41		0,00						1,30	1	1,39	1			
C I										1,66	2	1,85	1		
6	4771,72		7,46						1,54	2		1,46	2	1,80	2
C II										1,52	1			1,32	2
37	3980,35	3,84	24,27												
4	3920,68	(3,34)	16,26												
La II															
24	4333,76	-1,60	0,17										1,26	1	1,50
25	4322,51	-2,46:	0,17										1,26	1	1,30
41	4196,55		0,32							1,00	1	1,33	2	1,54	2
40	4086,72		0,00							1,59	2	1,64	3	1,78	3
40	3988,51	-1,28	0,40										1,39	1	1,86
40	3921,6		0,23									1,35	1		
Co I															
28	4121,33	(8,06)	0,92									1,32	1	1,71	1
16	4082,59	(5,29)	0,63									1,36	1	1,67	1
34	3845,47		0,92						1,00	1					



Фиг. 4. Сравнение эквивалентных ширин линий для двух дат в спектре 6 Cas A (а) и в спектре 89 Her (б)

даты и обработка наблюдений была проведена отдельно с целью выявления переменности линий и изменений физических условий в атмосферах этих звезд.

Приведенные сравнения W_λ в звездах 6 Cas A и 89 Her для двух дат (фиг. 4) и для 89 Her с оценками W_λ по Г. Абту [6] (фиг. 3, б и в) ясно

Таблица 4

Линия	α Cyg		ν Cep				91 Per		6 Cas				φ Cas		ϵ Aur		89 Her				ν Her	
			7.IX 1958 г.		2.IX 1958 г.				19.IX 1958 г.		6.X 1958 г.						6.X 1958 г.		27.VI 1959 г.			
	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0	$\lg W_\lambda$	R_0
H_β	0,28	0,43	0,36	0,46	0,45	0,51	0,42	0,50	0,08	0,37	0,00	0,36	0,58	0,61	0,30	0,58	0,49	0,58	0,71	0,64	0,74	0,65
H_γ	0,38	0,59			0,47	0,66	0,44	0,63	0,22	0,53	0,18	0,51	0,65	0,80	0,32	0,75	0,52	0,74	0,74	0,85	0,68	0,73
H_δ	0,38	0,66	0,50	0,75	0,51	0,73	0,47	0,80	0,26	0,61	0,22	0,63	0,66	0,86	0,38	0,78	0,61	0,76	0,61	0,76	0,71	0,79
$H_\epsilon + H$	0,45	0,69	0,55	0,76	0,52	0,77	0,53	0,83	0,39	0,70	0,40	0,76	0,83	0,87	0,72	0,82	0,90	0,84			0,91	0,88
H_8	0,32	0,68	0,47	0,80	0,52	0,84			0,18	0,63	0,18	0,70	0,58	0,79	0,38	0,74	0,66	0,70				
H_9	0,29	0,71	0,45	0,73	0,49	0,79			0,10	0,61			0,69	0,81	0,49	0,74	0,68	0,63				
H_{10}	0,35	0,68	0,44	0,74	0,43	0,81							0,63	0,80								
H_{11}	0,30	0,70	0,39	0,73																		
H_{12}	0,32	0,67	0,50	0,70																		
H_{13}	0,29	0,69	0,41	0,69																		
H_{14}	0,23	0,64	0,40	0,59																		
H_{15}	0,24	0,67																				
H_{16}	0,12	0,64																				

Таблица 5

	α Cyg		ν Cep		ν Cep		6 Cas A		91 Per		ϵ Aur		φ Cas		89 Her		ν Her	
	$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$		$\lg W_\lambda$	
R_c	0,70		0,76		0,80		0,63		0,80		0,79		0,83		0,76		0,83	
Δ	$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$		$\pm 0,02$	
$\lg k_\lambda$	-1,18		-1,15		-1,13		-1,23		-1,13		-1,13		-1,11		-1,15		-1,12	

указывают на переменность этих звезд, проявляющуюся и в изменении эквивалентных ширин линий в их спектрах.

Нами были изучены также водородные линии. Оценки эквивалентных ширин W_λ и глубин R_0 водородных линий приведены в табл. 4. Здесь в первом столбце дается номер линии, в последующих столбцах — величины $\lg W_\lambda$ и R_0 . Водородные линии обрабатывались нами в основном для нахождения предельных глубин линий R_c в спектре данной звезды, числа атомов на втором уровне $\lg N_{02} \text{H}$ и оценки электронной плотности $\lg n_e$ (H_γ , H_δ) или электронного давления $\lg P_e$ (H_γ , H_δ). Найденные по водороду (линии водорода оказались самыми глубокими в спектрах исследуемых звезд) величины R_c мы использовали затем для определения турбулентной скорости методом кривой роста и нахождения коэффициента поглощения k_λ в непрерывном спектре. Электронные плотности вычислялись по формуле, описывающей эффект Штарка, $W_\lambda^{3/2} = k N_{02} \text{H} n_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2}$. Для α Cyg электронная плотность определена и по номеру последней наблюдаемой линии балмеровской серии ($n_m = 28$). Она оказалась на порядок ниже того, что дает формула Штарка.

Таблица 6

Звезда	$\lg N_{02} \text{H}$ [10]	$\lg N_{02} \text{H}$	$\lg n_e$	$\lg P_e$	Примечания
α Cyg	16,25	16,20	13,61	1,59	
ν Cep	16,25	16,20	13,78	1,76	2.IX 1958 г.
ν Cep		16,20	13,89	1,87	7.IX 1958 г.
9i Per	16,40	16,00:	13,78	1,76	
6 Cas A		15,80:	14,58:	2,55:	19.IX 1958 г.
6 Cas A		15,80:	14,48:	2,45:	6.X 1958 г.
φ Cas	16,35	16,30	14,08	2,06	
ϵ Aur	16,20	16,20	13,43	1,41	
89 Her	16,45:	16,20	13,99	1,95	6.X 1958 г.
89 Her		16,20	14,24	2,20	27.VI 1959 г.
ν Her		16,00	14,47:	2,40:	

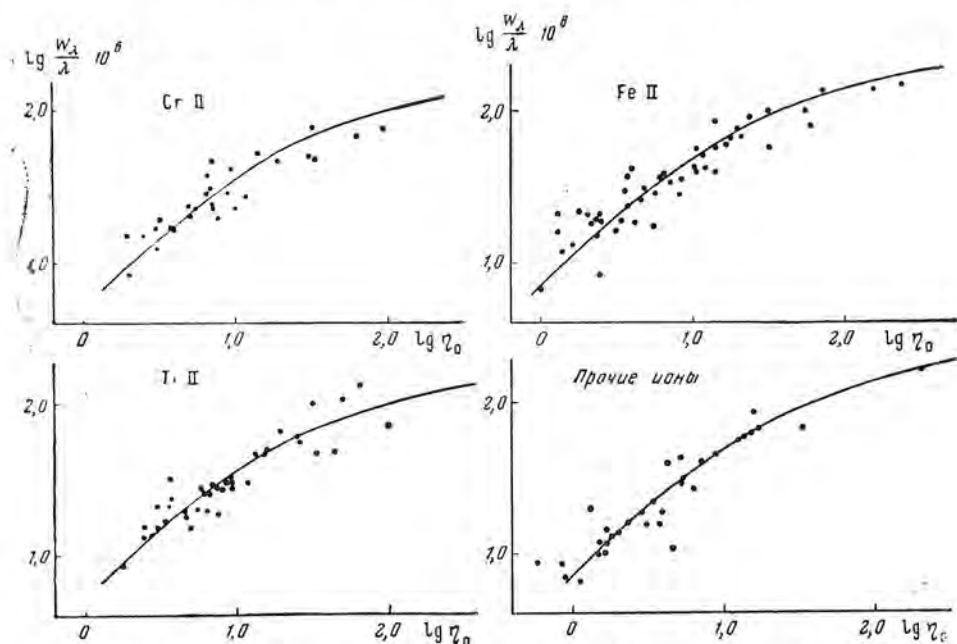
Найденные $\lg N_{02} \text{H}$ и электронные плотности приведены в табл. 6. Здесь же для сравнения приводятся $\lg N_{02} \text{H}$, найденные И. Копыловым [10] (столбец 2). В пятом столбце этой таблицы даны $\lg P_e$ для сравнения последних с величинами $\lg P_e$, полученными по металлам. Величины R_c вместе с ошибками их определения приведены в табл. 5. В последней строке таблицы приведены $\lg k_\lambda$ (см. о нем подробнее в § 5).

§ 2. Кривые роста

Спектральный интервал исследуемых звезд (A2 — F2) достаточно богат линиями атомов и ионов различных элементов. Поэтому оказалось возможным построить для каждой звезды не одну кривую роста по наиболее представленному в спектре данной звезды элементу (как это делается многими авторами даже по материалу, полученному с большей дисперсией), а несколько таких кривых.

Кривые роста строились нами отдельно по мультиплетам Fe I, Fe II, Ti II, Cr II, Mg II и Si II. Нейтральные элементы Ti I, Cr I, Mn I, V I, Ni I, Al I не имеют достаточного числа мультиплетов, чтобы строить по каждому из них свою кривую роста. Поэтому по ним была построена общая кривая. По этой же причине была построена общая кривая для линий ионов Mn II, Sc II, V II, Ni II, Y II, Sr II.

Для звезд спектрального интервала A2 — A3 не всегда было можно построить кривую роста отдельно по нейтральным атомам из-за малого числа линий в мультиплетах. В этих случаях все нейтральные элементы объединялись в одной кривой роста с Fe I. Это не должно вносить больших ошибок в результаты, полученные по кривой роста, так как интервал потенциала возбуждения линий всех нейтральных элементов совпадает с интервалом потенциалов возбуждения мультиплетов Fe I.



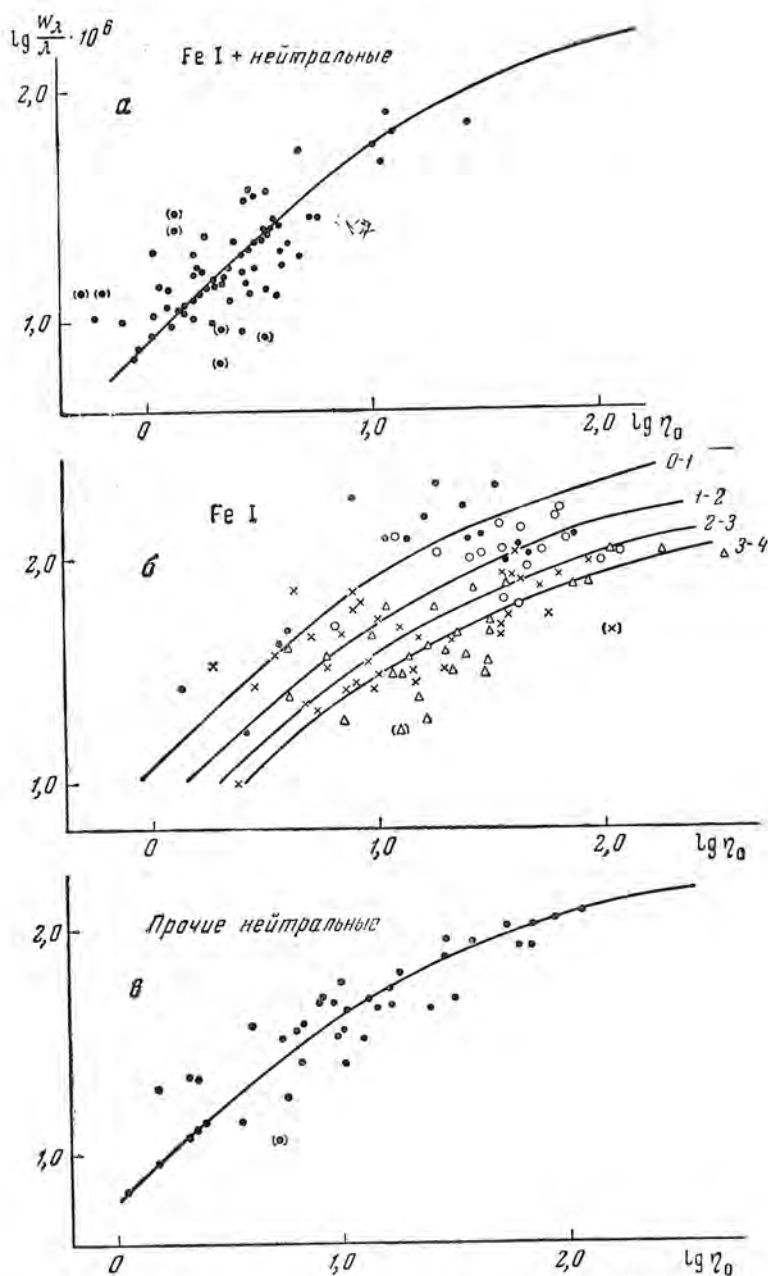
Фиг. 5. Кривые роста по ионам для 6 Cas A (19.1X 1958 г.)

Не для всех звезд оказалось возможным построить отдельные кривые роста и по элементам Si II и Mg II. В таких случаях мультиплеты Si II и Mg II объединялись в одну кривую со всеми ионизованными элементами. Из-за большого отличия потенциала возбуждения уровней, с которых возникают линии Si II и Mg II, от потенциала возбуждения уровней, с которых возникают линии ионов остальных элементов (8—10 эв), такое объединение в одной кривой роста должно привести, естественно, к ошибкам в турбулентной скорости для Si II и Mg II (v_t будет завышено).

Для четырех звезд спектрального интервала F0 — F2 мультиплеты нейтрального железа представляют достаточно полно следующие диапазоны потенциала возбуждения нижнего уровня: 0—1, 1—2, 2—3 и 3—4 эв; мультиплеты Cr II — диапазоны 3—4 и 5—6,5 эв и мультиплеты Ti II — диапазоны 0,5—1,5 и 1,5—3,1 эв. Оказалось возможным построить кривые роста по Fe I, Cr II, Ti II в указанных интервалах потенциалов возбуждения. Интересно было провести такое деление еще и потому, что ряд авторов [6, 11—14] отмечали ранее, что для сверхгигантов, особенно класса светимости Ia, одно значение доплеровской скорости не удовлетворяет линиям различных потенциалов возбуждения.

Следует, однако, отметить, что подобное дробление увеличивает до некоторой степени формальные ошибки в полученных результатах v_t и T_v .

Ионизированное железо (Fe II) представлено в исследуемых звездах мультиплетами, возникающими в основном с уровней с потенциалом воз-

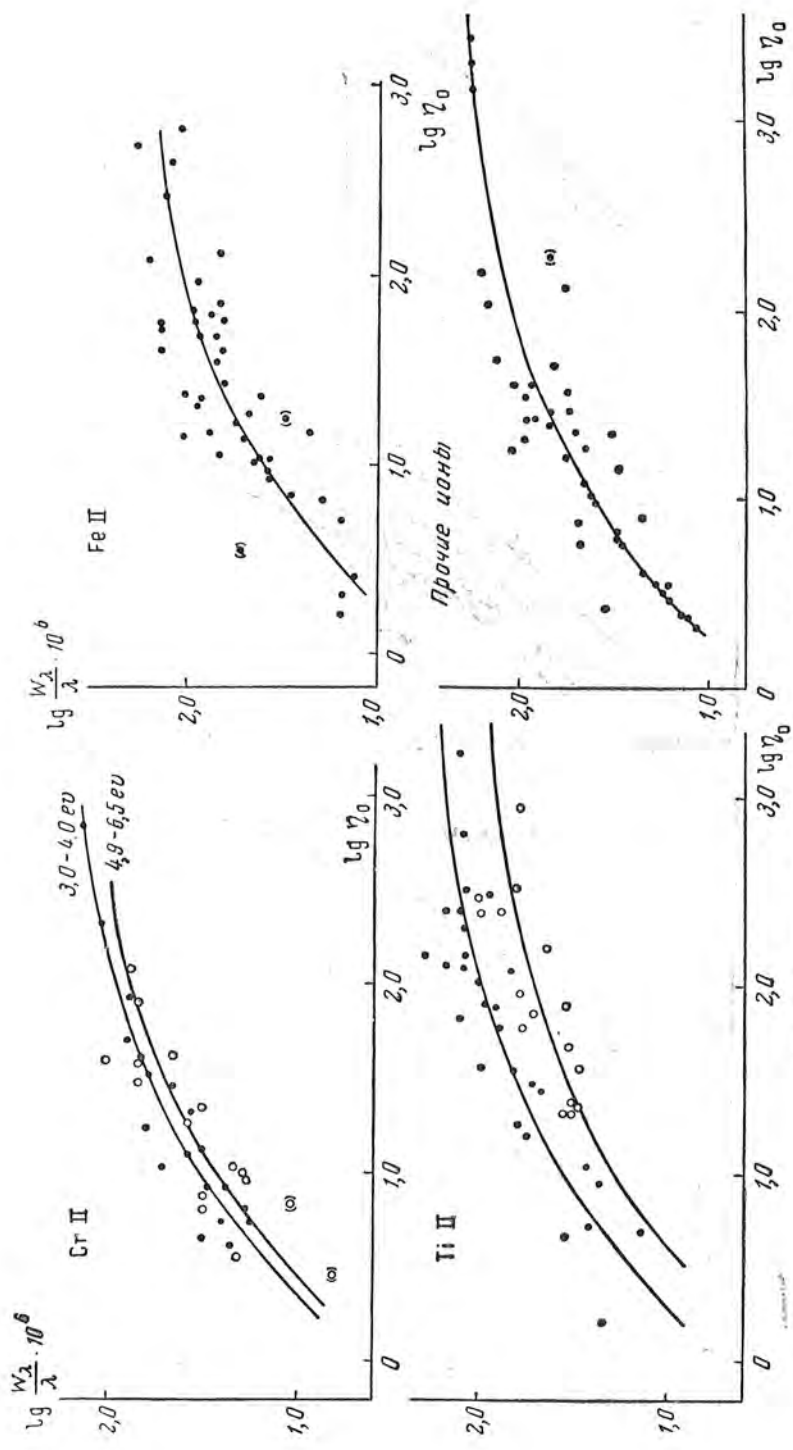


Фиг. 6. Кривые роста по нейтральным элементам для 6 Cas A (19.1X 1958 г.) (*a*); 89 Her (6.X 1958 г.) (*b*): темные кружки — 0—1 эв, светлые—1—2 эв, крестики—2—3 эв, треугольники — 3—4 эв; 89 Her (6. X 1958 г.) (*v*)

буждения около 2,8 эв. Поэтому по Fe II имело смысл построить лишь одну кривую роста.

Для иллюстраций кривых роста мы выбрали в качестве образца одну звезду из спектрального интервала A2 — A3 (6 Cas A, 19.1X 1958 г.), другую — из F0 — F2 (89 Her 6.X 1958 г.).

Наблюдаемые кривые роста строились, как обычно, в координатах $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ и $\lg gf \lambda$ и были затем совмещены с теоретической (сплошная



Фиг. 7. Кривые роста по ионам для 89 Нег (6.X 1958 г.)

Для Sr II: темные кружки—3,0—4,0 эв, светлые—4,9—6,5 эв; для Ti II: темные кружки—0,6—1,5 эв, светлые—1,5—3,4 эв

кривая на фиг. 5—7), которая была взята для однородной модели Милна—Эддингтона и рассчитана К. Хунгером [15] для случая истинного поглощения. К настоящему времени разработано довольно много различных вариантов кривых роста. Сопоставление их, в частности, в работах К. Хунгера [15], Л. Аллера [16], Т. Фофановой [17] показало, что они сравнительно мало отличаются один от другого. Эти различия тем более не существенны, если учесть влияние ошибок в определениях сил осцилляторов, эквивалентных ширин и т. д. Это отмечалось, в частности, и в работе Э. Витриченко и И. М. Копылова [18]. Выбранная нами кривая роста является наиболее простой и удобной для построения.

Следует также подчеркнуть, что во всех моделях принимается независимость постоянной затухания, а также доплеровской ширины $\Delta\lambda_D$ от глубины в атмосфере. Это существенное упрощение, ибо, как будет показано ниже и как в более общей форме отмечалось и ранее, в атмосферах исследуемых сверхгигантов турбулентная скорость, а следовательно, и $\Delta\lambda_D$ заметно меняются с глубиной.

Некоторые авторы, в частности Э. Р. Мустель и М. Е. Боярчук [5], подчеркивают необходимость выбора для звезд разных спектральных классов различных кривых роста. Есть некоторые свидетельства, говорящие в пользу этого заключения, однако аргумент, приведенный в [5], не является обоснованным, поскольку величина v_l , полученная этими авторами по кривой роста, основанной на модели Минаэрта—Унзоляда, оказалась сильно завышенной, в частности и для α Cyg, из-за того, что в этой работе систематически завышены эквивалентные ширины линий, а предельная глубина линий поглощения R_c занижена. Действительно, из сравнений $\lg W_\lambda$ линий в спектре α Cyg (см. фиг. 2) следует, что в работе Э. Р. Мустеля и М. Е. Боярчук [5] $\lg W_\lambda$ для α Cyg систематически завышены на 0,20, а величина R_c составляет по их определениям всего 0,50 вместо 0,70—0,75, получаемой обычно для этой звезды. Завышенные W_λ и заниженные R_c приводят к фиктивному увеличению v_l более чем в 2 раза.

Смещением наблюдаемой кривой роста по оси ординат до совпадения с теоретической мы определили, зная величину R_c , доплеровские скорости v_D . В атмосферах исследуемых звезд скорости тепловых движений атомов малы (порядка 1—2 км/сек). Пренебрегая ими, мы принимаем найденные из кривой роста доплеровские скорости v_D за скорости турбулентных движений.

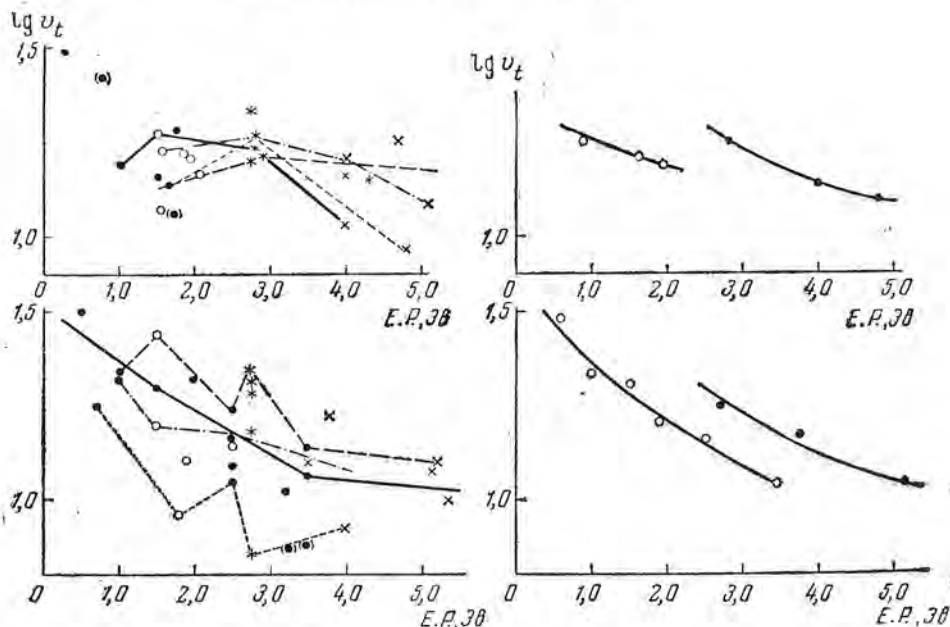
Ввиду того, что мы выбираем разные варианты кривых роста (в смысле группировки линий по элементам и потенциалам возбуждения) для четырех сверхгигантов спектрального интервала A2—A3 и для четырех сверхгигантов F0—F2, анализ результатов, полученных по кривым роста, проводится раздельно для этих групп звезд.

§ 3. Турбулентные скорости

Для каждого из сверхгигантов спектрального интервала A2—A3 мы смогли построить пять, а в некоторых случаях и шесть кривых роста. Каждая кривая роста давала возможность определить в первую очередь скорость турбулентных движений атомов и ионов в атмосферах. Оказалось, что полученная турбулентная скорость показывает ход с потенциалом возбуждения — уменьшается с ростом потенциала возбуждения. На фиг. 8 изображены зависимости $\lg v_l$ от потенциала возбуждения. Слева вверху приведены зависимости $\lg v_l$ от $E. P.$ для каждой из четырех звезд A2—A3: α Cyg, 6 Cas A (для двух дат), 9i Per и v Ser (для двух дат).

Справа вверху приведена средняя по звездам A2—A3 зависимость $\lg v_l$ от $E. P.$

Изменения v_t с потенциалом возбуждения для звезд А невелики. Для нейтральных атомов и ионов зависимости v_t от $E. P.$ различаются. Средняя по всем атомам и ионам турбулентная скорость для рассматриваемой группы звезд хорошо согласуется с результатами других авторов. Так, У. Баском [4] для α Cyg нашел $v_t = 13,8$ км/сек, М. Хак [19] нашла для ν Ser $v_t = 13,7$ км/сек, для δ Cas А, согласно М. Хак [20] и Р. Кушваха [21], v_t составляет соответственно 16 и 17 км/сек.



Фиг. 8. Зависимости турбулентной скорости от потенциала возбуждения для А- и F-звезд

Слева: темные кружки — Fe I, звездочки — Fe II, светлые кружки — Ti II, крестики — Cr II; сверху: сплошная линия — α Cyg, штрих-пунктирная — ν Ser, штриховая — δ Cas A, пунктирная — ϕ Per; внизу: сплошная линия — 89 Her, штрих-пунктирная — ϵ Aur, штриховая линия — ϕ Cas, пунктирная — ν Her.

Справа: светлые кружки — нейтральные атомы, темные — ионы

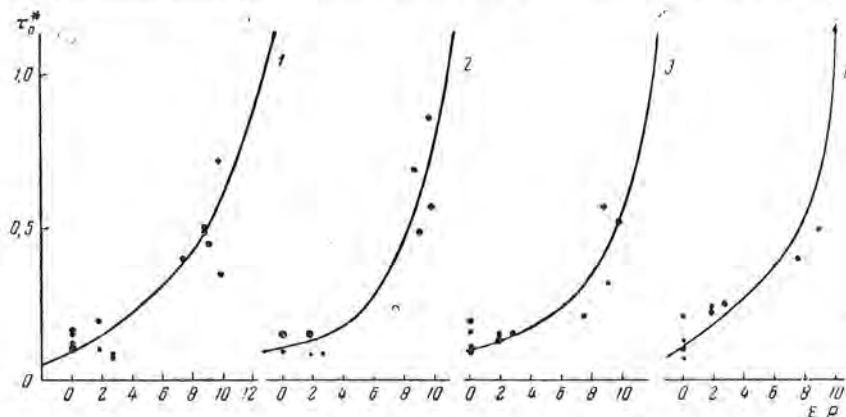
Для каждого из четырех сверхгигантов спектрального интервала F0 — F2 [ϵ Aur, ϕ Cas, 89 Her (для двух дат), ν Her] турбулентная скорость определялась в среднем по девяти кривым роста. Полученные турбулентные скорости для этих звезд имеют более четко выраженный, по сравнению со звездами A2 — A3, ход с потенциалом возбуждения в интервале изменения $E. P.$ от нуля до 5 эВ. На фиг. 8 снизу слева изображены зависимости $\lg v_t$ от $E. P.$ для каждой из звезд F0 — F2, справа — средняя по четырем звездам.

Турбулентные скорости для первой и второй группы звезд, определенные по линиям Mg II, Si II, на этих графиках лежат несколько выше нижней части кривой около 5 эВ. Это, по-видимому, связано, как указывалось выше, с тем, что скорости для них определялись по кривым роста, объединяющим мультиплеты с большим диапазоном потенциалов возбуждения, а также с неточностью определения v_t из-за малого количества линий. В среднем турбулентные скорости в интервале потенциала возбуждения от 0 до 2,5 эВ для звезд спектрального интервала F0 — F2 оказываются значительно выше, чем для звезд A2 — A3. Укажем, что и в случае звезд F0 — F2 мы имеем для нейтральных атомов и ионов различные зависимости v_t от $E. P.$ Наши результаты полностью подтверждают

Таблица 8

Элемент	ε Aur			φ Cas			89 Her 6.X 1958 г.			89 Her 27.VI 1959 г.			γ Her		
	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	$\lg v_l$	$v_l, \text{ км/сек}$	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	$\lg v_l$	$v_l, \text{ км/сек}$	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	$\lg v_l$	$v_l, \text{ км/сек}$	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	$\lg v_l$	$v_l, \text{ км/сек}$	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	$\lg v_l$	$v_l, \text{ км/сек}$
Fe I	1,0 2,5 3,5	1,33 1,09 0,87:	21,4 42,3 7,4:	1,0 2,5 3,5	1,34 1,24 1,14	21,9 47,4 43,8	0,5 1,5 2,5	1,50 1,30 1,16	31,6 20,0 14,5				0,8 2,5 3,2	1,25 1,05 0,87:	17,8 44,2 7,4:
Нейтральные Ti II	4,5 1,5 2,5	1,27 1,25 1,15	18,6 47,8 44,1	4,5 1,5	1,26 0,85	48,2 7,1	3,5 2,5	1,06 1,20 1,10	11,5 15,8 12,6	2,0 4,5 1,9	1,32 1,20 1,26	20,9 40,5 15,8	1,5 1,8	1,12 0,96	43,2 9,1
Ионы Fe II Cr II	2,0 2,8 3,8	1,23 1,33 1,23	17,0 21,4 47,0	2,0 2,8 5,2	1,32 1,34 1,10	20,9 21,9 42,6	2,0 2,8 3,5	1,20 1,18 1,10	15,8 15,1 12,6	2,0 2,8 4,8	1,22 1,30 1,08	19,0 20,0 42,0	2,0 4,3 4,8	1,08 0,85 0,93	12,0 7,1 8,5
Mg II, Si II	9,2	1,26	48,2	9,2	1,32	20,9	9,2	1,20	15,8	9,2	1,22	46,4	9,2	1,00	10,0
	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	θ_B	T_B	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	θ_B	T_B	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	θ_B	T_B	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	θ_B	T_B	$\overline{E.P.}, \text{ эв}$	θ_B	T_B
Fe I	1,0 2,5 3,5	1,07 1,05 0,70:	4720° 4800 7200:	1,0 2,5 3,5	1,04 0,77 0,79:	4850° 6550 6380:	0,5 1,5 2,5	0,99 0,96: 0,93	5100° 5250: 5410				0,8 2,5 3,2	0,96: 0,99 0,98	5250°: 5100 5140
Ti II Fe II Cr II	2,0 5,5 5,2	1,05 0,68 0,81	4800 7410 6230	1,5 3,8 5,2	0,85 0,78 0,86	5940 6460 5850	3,5 4,3 3,5	0,88 0,96 0,82	5730 5250 6150	2,0 4,9 4,3	0,83 0,86 0,90	6060° 5850 5600	1,8 4,3 5,1	0,89 0,77 0,66	5660 6550 7650
Mg II, Si II	9,0	0,52:	9700:	9,0	0,59	8540:	9,0	0,60	8400:	9,0	0,60	8400:	9,0	0,54	9350:

полученные ранее выводы о том, что для нейтральных атомов и ионов зависимости между v_t и $E. P.$ могут различаться (см., например, [22]). В табл. 7 и 8 дана сводка определений турбулентных скоростей в зависимости от $E. P.$ для звезд A2 — A3 и F0 — F2, соответственно. Эта надежно установленная зависимость турбулентной скорости от $E. P.$ говорит о росте турбулентной скорости с высотой в атмосфере сверхгиганта — обстоятельство, на которое обращали внимание многие авторы на основании менее полного сопоставления v_t с $E. P.$ Легко показать, что только что высказанное утверждение непосредственно вытекает из оценок оптической глубины



Фиг. 9. Теоретическая зависимость τ_0^* от $E. P.$

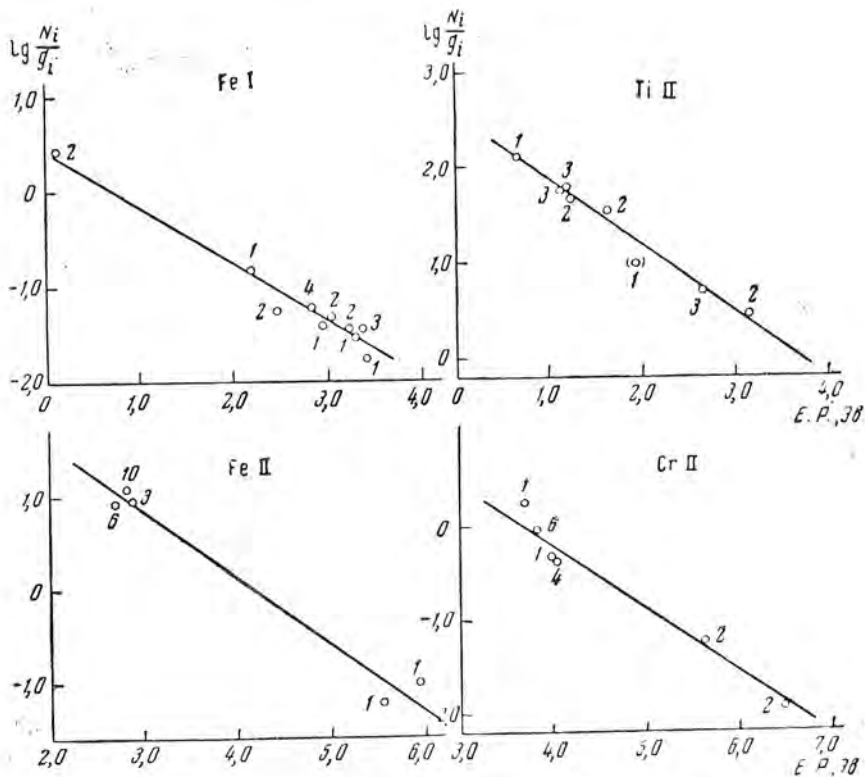
1 — $T_0 = 8000^\circ$, $\lg g = 2,05$; 2 — $T_0 = 7000^\circ$, $\lg g = 1,70$; 3 — $T_0 = 6000^\circ$, $\lg g = 1,45$; 4 — $T_0 = 5000^\circ$, $\lg g = 1,00$

залегания слоев формирования линий с различными потенциалами возбуждения. Для четырех моделей звездных атмосфер, взятых из работы С. де Ягера и Л. Невена [23], по T_0 и $\lg g$, близким к T_0 и $\lg g$ для исследованных нами типов звезд [10], нами была получена связь потенциала возбуждения линий Si I, Si II, Mg I, Mg II, Sr II, Ca I, Ca II с τ_0^* . Эти зависимости изображены на фиг. 9. Сопоставляя их с зависимостями $\lg v_t$ от $E. P.$ (см. фиг. 8), мы можем вынести лишь общее суждение о том, как меняется турбулентная скорость с глубиной в атмосфере. Однако построенные зависимости непосредственно между v_t и τ_0 при помощи зависимости ($E. P.$, τ_0) в данном случае едва ли целесообразно, так как модели де Ягера и Невена являются для этого слишком грубыми.

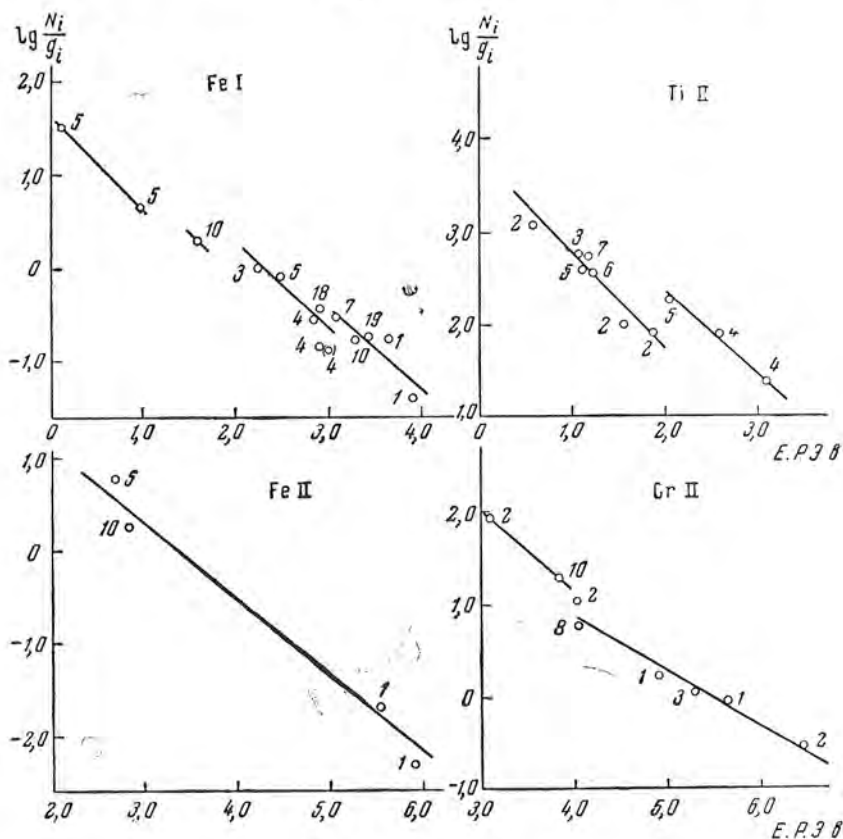
§ 4. Температура возбуждения

По известным $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ из кривых роста определялись величины $\lg \eta_0 = \lg \frac{N_i H f \lambda}{2 R_c v_i \pi}$, затем с учетом $\lg g f \lambda$ и $\lg \frac{1}{2 R_c v_i \pi}$ определялись $\lg \frac{N_i}{g_i}$. Величины $\lg \frac{N_i}{g_i}$, определенные по разным линиям, возникающим с одного нижнего уровня, усреднялись. Затем были построены зависимости средних значений $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от потенциала возбуждения ϵ_i .

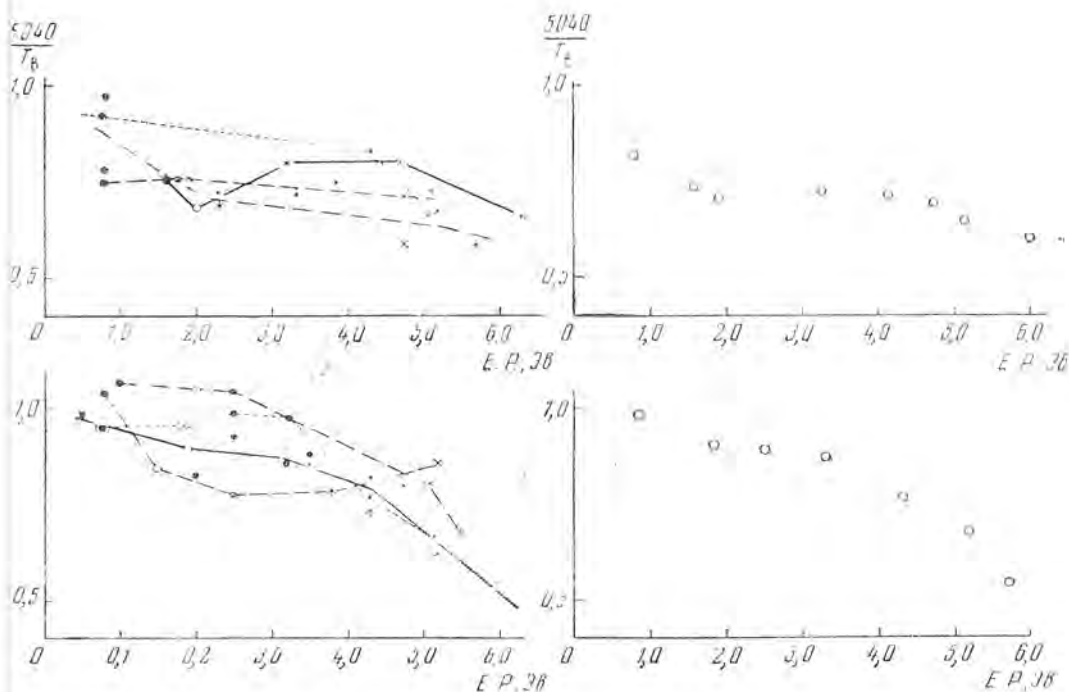
На фиг. 10 показаны зависимости $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от ϵ_i , построенные по элементам Fe I, Fe II, Cr II и Ti II, для сверхгиганта A3 Ia⁺ 6 Cas A (19.IX 1958 г.), а на фиг. 11 — аналогичные зависимости, построенные по Fe I, Cr II, Ti II для различных интервалов потенциалов возбуждения и Fe II для



Фиг. 10. Зависимости $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от $E.P.$ для 6 Cas A (19.IX 1958 г.)



Фиг. 11. Зависимости $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от $E.P.$ для 89 Her (6.X 1958 г.)



Фиг. 12. Зависимости температуры возбуждения от потенциала возбуждения для А- и F-звезд

Темные кружки — Fe I, светлые — Ti II, звездочки — Fe II, крестики — Cr II; верху: сплошная линия — α Cyg, штрих-пунктирная — ν Ser, штриховая — β Cas A, пунктирная — 9i Per; внизу: сплошная линия — 89 Per, штрих-пунктирная — ϵ Aur, штриховая — ϕ Cas, пунктирная — γ Her

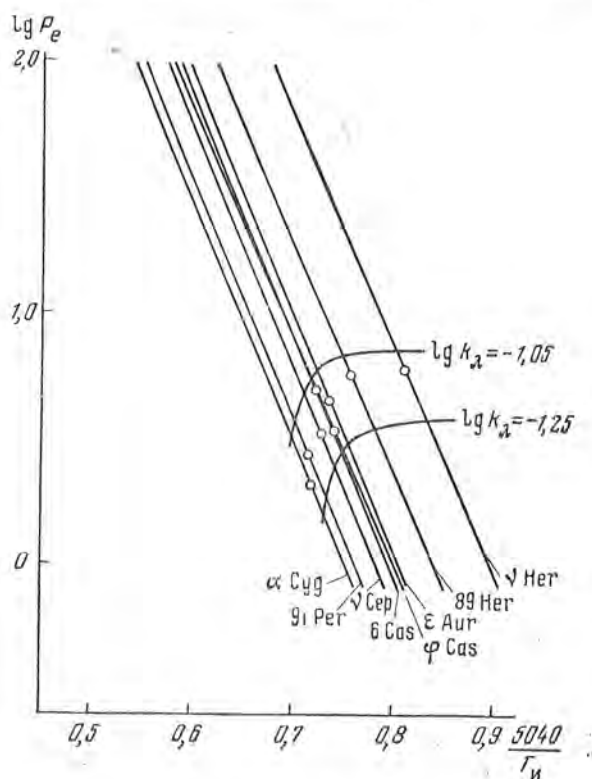
сверхгиганта 89 Her (6.X 1958 г.) Зависимости $\lg \frac{N_i}{\xi_i}$ от ϵ_i дали возможность определить числа атомов в основном состоянии $\lg \frac{N_0}{\xi_0}$, получающиеся экстраполяцией прямых линий к потенциалу возбуждения, равному 0, и температуру возбуждения T_v или $\theta_v = \frac{5040}{T_v}$.

Определенные таким путем θ_v по различным элементам и для различных диапазонов потенциалов возбуждения для данного элемента представлены в табл. 7 и 8. На фиг. 12 показаны зависимости θ_v от $E. P.$ для сверхгигантов спектральных интервалов A2 — A3 и F0 — F2. Построение фиг. 12 аналогично фиг. 9. На фиг. 12 видно четко выраженную зависимость температуры возбуждения от потенциала возбуждения; так же как и в случае турбулентных скоростей, сверхгиганты спектрального интервала F0 — F2 показывают больший градиент температуры по сравнению со сверхгигантами A2 — A3. Эти кривые в какой-то степени отражают ход зависимости $\lg v_i$ от $E. P.$ В правой половине фиг. 12 приведены средние по четырем звездам зависимости θ_v от $E. P.$ отдельно для звезд A2 — A3 и F0 — F2.

Сопоставляя зависимость T_v от $E. P.$ с зависимостью $E. P.$ от τ_0^* , мы можем, вообще говоря, судить об общем ходе изменения T_v с глубиной в атмосфере звезд. Однако для детального изучения этого вопроса необходимо построение более точных моделей атмосфер этих звезд и сравнение результатов их анализа с эмпирическими зависимостями типа $(v_i, E. P.)$ и $(T_v, E. P.)$.

§ 5. Электронные плотности и температуры ионизации

В исследуемых сверхгигантах почти все элементы представлены двумя стадиями ионизации. Для каждого элемента по формуле Больцмана мы получили полные числа атомов в соответствующей стадии ионизации. Для ряда элементов, наиболее полно представленных линиями в двух соседних стадиях ионизации, по формуле Саха была установлена зависимость между логарифмом электронной плотности и величиной $\theta_{ii} = \frac{5040}{T_{ii}}$. В табл. 9 приводятся результаты этих вычислений для трех элементов: Fe, Cr, Mg. Графически эти зависимости, усредненные для каждой звезды



Фиг. 13. Зависимости $\lg P_e$ от T_{ii} для исследуемых звезд

по трем элементам, приводятся на фиг. 13. Железо является элементом, наиболее полно представленным линиями обеих стадий ионизации в звездах A2 — A3. Поэтому для построения графической зависимости $\lg P_e$ от θ_{ii} для звезд A2 — A3 было взято только железо. Для четырех звезд F0 — F2 эта зависимость строилась для значений $\lg P_e$, средних по трем элементам, при этом определения $\lg P_e$ по Cr и Mg придавался половинный вес.

Табл. 9 и фиг. 13 были использованы нами для определения средних значений электронной плотности и температуры ионизации. Имея из наблюдений полное число атомов какого-либо элемента в двух соседних стадиях ионизации, по формуле Саха можем установить зависимость между $\lg P_e$ и θ_{ii} . Чтобы получить электронную плотность и температуру ионизации для исследуемых звезд, нужно второе уравнение, связывающее $\lg P_e$ и θ_{ii} . Совместное решение двух таких уравнений дает искомые средние значения $\lg P_e$ и T_{ii} , характеризующие данную атмосферу.

Таблица 9

Звезда	$\theta = 0,5$			$\theta = 0,6$			$\theta = 0,7$			$\theta = 0,8$			$\theta = 0,9$		
	Fe	Cr	Mg	Fe	Cr	Mg	Fe	Cr	Mg	Fe	Cr	Mg	Fe	Cr	Mg
α Cyg	2,42	2,85	3,40	1,44	1,98	2,44	0,48	1,14	1,51	-0,45	0,32	0,60	-1,35	-0,48	-0,09
ν Cep 7.IX 1958 г.	2,62	—	3,16	1,64	—	2,20	0,68	—	1,27	-0,25	—	0,36	-1,45	—	-0,53
ν Cep 2.IX 1958 г.	2,78	3,34	2,55	1,80	2,47	1,79	0,84	4,63	0,66	-0,09	0,81	-0,25	-0,99	0,01	-1,14
η Per	2,46	—	—	1,48	—	—	0,52	—	—	-0,41	—	—	-1,31	—	—
6 Cas A 49.IX 1958 г.	2,80	3,23	3,28	1,82	2,36	2,32	0,86	1,52	1,39	-0,07	0,70	0,48	-0,97	-0,40	-0,21
6 Cas A 6.IX 1958 г.	2,81	3,32	3,00	1,83	2,45	2,04	0,87	1,61	1,11	-0,06	0,79	0,20	-0,96	-0,01	-0,49
φ Cas	2,82	2,64	2,75	1,84	1,77	1,79	0,88	0,93	0,86	-0,02	0,11	-0,05	-0,92	-0,69	-0,74
ε Aur	2,70	2,46	3,39	1,72	1,59	2,34	0,76	0,75	1,50	-0,20	-0,07	0,59	-1,40	-0,87	-0,10
89 Her 6.X 1958 г.	3,07	3,51	2,62	2,41	2,62	1,66	1,43	4,80	0,73	0,20	0,98	-0,18	-0,70	+0,18	-0,87
89 Her 27.VI 1959 г.	3,38	3,48	2,35	2,40	2,61	1,39	1,44	4,77	0,46	0,51	0,95	-0,35	-0,39	0,45	-1,14
ν Her	3,47	3,83	3,54	2,49	2,96	2,78	1,53	2,12	1,65	0,60	1,30	0,74	0,30	0,50	0,13

Таблица 10

	α Cyg	ν Cep	η Per	6 Cas A	φ Cas	ε Aur	89 Her	ν Her
$\lg P_e$	0,30	0,52	0,44	0,54	0,70	0,66	0,76	0,78
θ_i	0,72	0,73	0,72	0,74	0,73	0,74	0,76	0,81

Нами была сделана попытка использовать коэффициент поглощения k_λ , который мы смогли определить по величине R_c по формуле

$$\lg k_\lambda = \lg \frac{\pi^{3/2} c^2}{m_e c} + \lg 2R_c.$$

Вычисленные таким образом величины $\lg k_\lambda$ приведены в табл. 5. Для звезд исследуемого спектрального интервала непрерывное поглощение в атмосферах обусловлено нейтральными атомами водорода и отчасти отрицательными ионами водорода. По графикам Э. Бём-Витензе [24] была составлена подробная таблица значений $\lg k_\lambda$ в зависимости от $\lg P_e$ и θ . Сопоставляя зависимости $\lg P_e$ от θ и $\lg k_\lambda$ от $\lg P_e$ и θ по найденным значениям $\lg k_\lambda$, мы получили средние значения $\lg P_e$ и θ_n в атмосфере каждой звезды. На фиг. 13 нанесены кривые равных $\lg k_\lambda$, выделяющие интервал найденных нами $\lg k_\lambda$ для исследуемых звезд.

Найденные значения $\lg P_e$ и θ_n представлены в табл. 10. Если сопоставить значения θ_n из табл. 10 со средними значениями θ_v , то обычно получаемое соотношение T_v меньше T_n (Э. Р. Мустель [25]) сохраняется. Отношение $T_v : T_n$ в среднем по всем звездам равно 0,9, но с большим разбросом. Этот разброс объясняется неопределенностью в выборах средней температуры возбуждения из нижних половин табл. 7 и 8 и ошибками в θ_n . Укажем, что полученные здесь значения $\lg P_e$ в среднем на порядок больше соответствующих значений, найденных по водородному спектру и представленных в табл. 5.

§ 6. Химический состав

С найденными таким образом значениями θ_n и $\lg P_e$ мы подсчитали полные числа атомов в интересующих нас стадиях ионизации для всех звезд и по всем элементам. Оказалось, что для всех элементов, потенциал ионизации которых более 14 эв, число атомов в дважды ионизованном состоянии на 2—3 порядка меньше, чем в однажды ионизованном состоянии. Только для элементов Ti, Sc и Ca, потенциал ионизации которых $\chi_1 = 13,57; 12,89; 11,87$, соответственно, необходимо учитывать число атомов в дважды ионизованном состоянии. Для всех элементов в атмосферах изученных звезд число нейтральных атомов также значительно меньше числа однажды ионизованных. Таким образом, за небольшим исключением, в атмосферах этих звезд атомы всех элементов находятся в однажды ионизованном состоянии. За полное число атомов каждого элемента в атмосферах сверхгигантов A2 — F2 можно принять с небольшими поправками число атомов в однажды ионизованном состоянии ($\lg N^+H$). Результаты подсчетов приведены в табл. 41. В первом столбце таблицы указаны элементы и потенциалы ионизации соответствующих стадий, в последующих столбцах для каждой звезды даны $\lg \frac{N_r}{u_r}$ и $\lg N_r H$ в двух стадиях ионизации и полное число атомов $\lg NH$ для каждого элемента. Для Ti, Sc и Ca приведено и число дважды ионизованных атомов. Величины $\lg \frac{N_r}{u_r}$ соответствуют $\lg \frac{N_a}{g_a}$, которые находились, как указывалось выше, графически. Для вычисления сумм по состояниям u_r мы пользовались таблицами К. У. Аллена [26].

Для элементов, которые были представлены линиями в какой-либо одной стадии ионизации, числа атомов в соседних стадиях ионизации вычислялись по формуле Саха. Эти величины в табл. 41 заключены в скобки.

Значения $\lg NH$ из табл. 41 после обычного в таких случаях нормирования помещены в табл. 42.

Таблица 11

Элемент, Z_i	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	6 Cas A 19.IX 1958 г.	6 Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ε Aur	φ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
Mg I 7,64	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	14,03	13,26	14,05	13,45	(13,35)	15,04	14,96	15,13	14,98	15,51
		14,03	13,26	14,05	13,45	(13,35)	15,04	14,96	15,13	14,98	15,51
Mg II 15,03	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	16,90	16,74	16,80	16,48	16,87	17,68	18,24	18,54	18,66	18,00
		17,20	17,04	17,10	16,78	17,17	17,98	18,54	18,84	18,96	18,30
Mg	$\lg N H$	17,20	17,04	17,10	16,78	17,17	17,98	18,54	18,84	18,96	18,30
		17,20	17,04	17,10	16,78	17,17	17,98	18,54	18,84	18,96	18,30
Al I 5,98	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	12,40	12,57	12,07	12,21	11,88	13,21	13,18	12,89	13,47	13,47
		13,48	13,35	12,85	12,99	12,66	13,99	13,96	13,67	13,67	14,25
Al II 18,75	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	17,03	17,20	16,72	16,86	16,53	17,63	17,66	17,29	17,46	17,46
		17,03	17,20	16,72	16,86	16,53	17,63	17,66	17,29	17,46	17,46
Al	$\lg N H$	17,03	17,20	16,72	16,86	16,53	17,63	17,66	17,29	17,46	17,46
		17,03	17,20	16,72	16,86	16,53	17,63	17,66	17,29	17,46	17,46
Si I 8,15	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	(14,82)	(14,66)	(14,31)	(14,50)	(14,67)	(14,75)	(15,08)	(15,40)	(16,08:-)	(15,45:-)
		(16,05)	(15,89)	(15,53)	(15,72)	(15,90)	(15,97)	(16,31)	(16,60)	(17,28:-)	(16,32:-)
Si II 16,34	$\lg \frac{N_r}{u_r}$ $\lg N_r H$	17,77	17,61	17,07	17,26	17,82	17,39	17,85	17,81	18,49:-	17,07:-
		18,55	18,39	17,85	18,04	18,60	18,17	18,63	18,59	19,27:-	17,85:-

Таблица 44 (продолжение)

Элемент, Z_i		α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	δ Cas A 19.IX 1958 г.	δ Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ϵ Aur	ϕ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
Si	$\lg N_{\text{H}}$	18,45	18,55	18,39	17,85	18,04	18,60	18,17	18,63	18,59	19,27:	17,85:
Ca I 6,44	$\lg \frac{N_r}{u_r}$				12,36:	12,61	13,39	13,16	13,54	14,01	14,28	13,77
	$\lg N_r \text{ H}$				12,40	12,68	13,44	13,48	13,57	14,03	14,31	13,80
Ca II 11,87	$\lg \frac{N_r}{u_r}$				(16,91)	(17,16)	(17,95)	(17,46)	(17,92)	18,31	18,58	(17,36)
	$\lg N_r \text{ H}$				(17,27)	(17,52)	(18,32)	(17,81)	(18,27)	18,66	18,93	(17,72)
Ca III	$\lg \frac{N_r}{u_r}$				(17,44)	(17,39)	(18,24)	(17,06)	(17,68)	(17,86)	(18,13)	(16,45)
	$\lg N_r \text{ H}$				(17,44)	(17,39)	(18,24)	(17,06)	(17,68)	(17,86)	(18,13)	(16,45)
Ca	$\lg N_{\text{H}}$				17,51	17,76	18,58	17,88	18,37	18,72	18,99	17,74
	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	12,33:		12,43:	12,09:	12,13:	12,25:	14,47:	14,93:	13,72:	13,87	13,40
Sc II 12,89	$\lg N_r \text{ H}$	13,67:		13,81:	13,47:	13,51:	13,54:	15,65:	16,15:	14,92:	15,12	14,67
	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	12,17:		11,84:	(11,57)	(11,62)	(11,83)	(13,84)	(13,87)	(12,52)	(17,73)	(11,70)
Sc	$\lg N_r \text{ H}$	13,17:		12,84:	(12,57)	(12,61)	(12,80)	(14,62)	(15,27)	(13,52)	(14,73)	(13,11)
	$\lg N_{\text{H}}$	13,79:		13,81:	13,52:	13,56:	13,61:	15,69:	16,20:	14,99:	15,14	14,68
Ti I 6,83	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	13,19:	(9,92)	13,08	13,00	12,92	12,97	12,15:	13,15:	13,15	13,45	13,60
	$\lg N_r \text{ H}$	14,74:	11,45	14,61	14,59	14,51	14,44	13,45:	14,53:	14,55	14,85	15,02

Т а б л и ц а 11 (продолжение)

Элемент, Z_i	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	6 Cas A 19.IX 1958 г.	6 Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ϵ Aur	ϕ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
Ti II 43,57	43,90 45,59	43,90	43,78	43,75	43,76	43,72	45,66	45,28	44,97	45,45	44,86
Ti III	43,23	12,72	12,64	(12,86)	(12,87)	(12,79)	(43,88)	(43,69)	(43,47)	(43,35)	(42,66)
Ti	44,62	14,10	14,02	(14,25)	(14,26)	(14,18)	(15,25)	(15,07)	(14,54)	(14,42)	(14,04)
Cr I 6,76	41,82	11,74	11,91	13,05	13,08	(12,45)	43,53	43,59	13,80	13,93	14,05
Cr II	45,43	15,71	15,04	15,14	15,08	15,48	16,68	16,51	15,88	16,04	15,74
Cr	46,28	16,55	15,90	16,02	15,96	16,36	17,51	17,37	16,72	16,88	16,61
Fe I 7,86	42,97	13,14	13,07	13,04	13,05	13,07	14,55	14,38	14,55	15,03	14,64
Fe II 46,48	44,63	14,76	14,69	14,69	14,70	14,60	15,95	15,86	16,03	16,54	16,45
Fe	46,41	16,33	16,29	16,29	16,28	16,39	17,75	17,43	17,36	17,55	17,48
	48,10	18,10	18,06	18,07	18,06	18,09	19,41	19,07	19,06	19,25	18,90
	48,10	18,10	18,06	18,07	18,06	18,09	19,41	19,07	19,06	19,25	18,90

Т а б л и ц а 41 (продолжение)

Элемент, Z_i	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	6 Cas A 19.IX 1958 г.	6 Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ϵ Aur	φ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
Mn I 7,43	12,27	12,37	12,92	12,08	12,32	12,98	13,73	13,36	13,70	13,97	13,81
	13,05	13,15	13,70	12,86	13,40	13,76	14,51	14,14	14,48	14,75	14,59
Mn II 15,64	(16,02)	(15,84)	16,06	(15,64)	15,43	(16,56)	15,95	(16,67)	15,86	16,15	15,68
	(16,94)	(16,74)	16,96	(16,54)	16,38	(17,47)	16,85	(17,57)	16,81	17,40	16,64
Mn	(16,94)	(16,74)	16,96	(16,54)	16,38	(17,47)	16,85	17,57	16,81	17,40	16,64
Ni I 7,63	(12,65)	(13,06)	(12,93)	13,68	(12,68)	(13,60)	14,89	14,60	14,78	14,49	14,32
	(14,25)	(14,66)	(14,53)	15,29	(14,27)	(15,20)	16,30	16,07	16,27	15,98	15,82
Ni II 18,15	16,32	16,39	16,26	15,89	15,83	17,13	17,95	17,75	17,39	17,88	16,71
	17,39	17,47	17,34	16,97	16,91	18,18	19,00	18,80	18,44	18,93	17,77
Ni	17,39	17,47	17,34	16,97	16,91	18,18	19,00	18,80	18,44	18,93	17,77
Zr* II 14,03				14,36	14,78	15,13	15,20	15,20	15,15	15,27	15,03
				16,06	16,48	16,84	16,85	16,87	16,80	16,92	16,71
Zr*				16,06	16,48	16,84	16,85	16,87	16,80	16,92	16,71
V I 6,74	(9,33)			(9,56)	(9,55)	(9,44)					

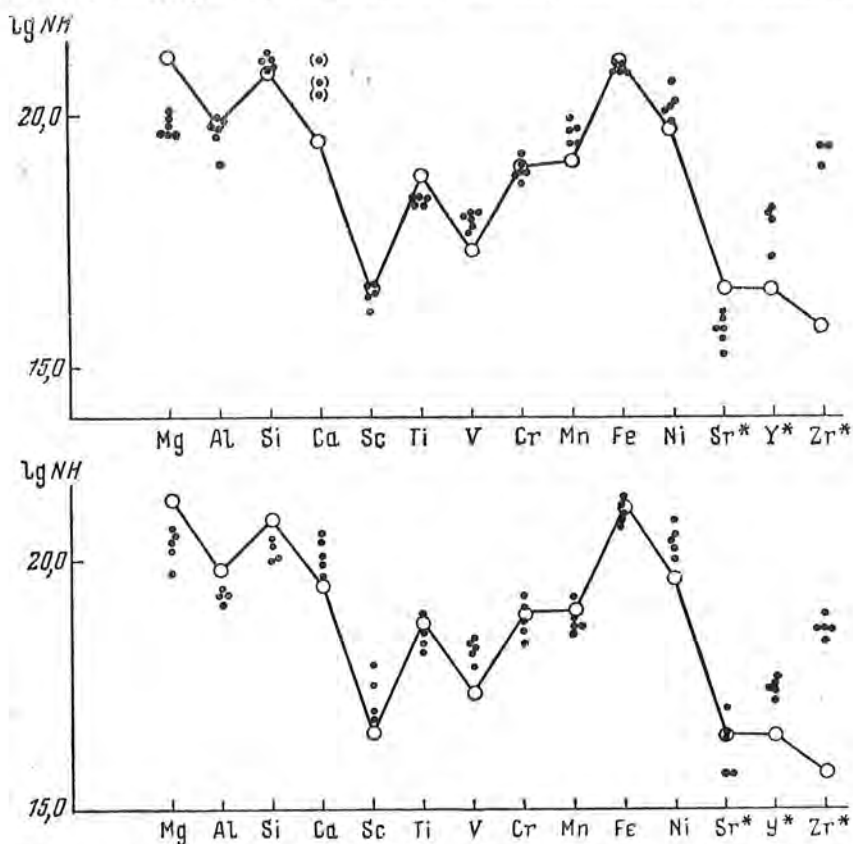
Таблица 11 (окончание)

Элемент, Z_i	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	6 Cas A 19.IX 1958 г.	6 Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ε Aur	φ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
	(11, 06)			(11, 27)	(11, 26)	(11, 17)					
V II 14, 2	$\lg N_r H$ $\lg \frac{N_r}{u_r}$	13, 43	13, 62	13, 47	13, 46	13, 61	14, 89	14, 65	14, 87	15, 42	14, 62
	$\lg N_r H$	15, 12	15, 31	15, 16	15, 15	15, 21	16, 33	16, 15	16, 40	16, 95	16, 46
V	$\lg NH$	15, 12	15, 31	15, 16	15, 15	15, 21	16, 33	16, 15	16, 40	16, 95	16, 16
Si* II 11, 03	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	11, 95	11, 90	12, 18	11, 88	11, 69	13, 26	13, 30	14, 69	14, 50	13, 80
	$\lg N_r H$	12, 32	12, 26	12, 54	12, 24	12, 06	13, 61	13, 65	14, 99	14, 85	14, 16
Si* III	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	13, 40	12, 89	13, 01	12, 71	12, 60	13, 52	13, 71	14, 89	14, 75	13, 52
	$\lg N_r H$	13, 40	12, 89	13, 01	12, 71	12, 60	13, 52	13, 71	14, 89	14, 75	13, 52
Si*	$\lg NH$	13, 17	12, 81	13, 14	12, 84	12, 71	13, 87	13, 98	15, 24	15, 10	14, 25
Y* II 12, 4	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	13, 90		13, 85:	13, 98:	13, 42:	14, 93	15, 05	14, 68	15, 29	15, 00
	$\lg N_r H$	13, 97		14, 11:	14, 24:	13, 68:	15, 14	15, 27	14, 88	15, 49	15, 23
Y* III	$\lg \frac{N_r}{u_r}$	14, 07		13, 68	13, 81	13, 32	14, 24	14, 39	13, 97	14, 58	13, 68
	$\lg N_r H$	15, 35		14, 94	15, 07	14, 59	15, 45	15, 61	15, 18	15, 79	14, 91
Y*	$\lg NH$	15, 37		15, 00	15, 13	14, 64	15, 62	15, 77	15, 36	15, 97	15, 40

Таблица 12

Элемент	α Cyg	ν Cep 7.IX 1958 г.	ν Cep 2.IX 1958 г.	6 Cas A 19.IX 1958 г.	6 Cas A 6.X 1958 г.	9i Per	ϵ Aur	ϕ Cas	89 Her 6.X 1958 г.	89 Her 27.VI 1959 г.	ν Her
Mg	19,66	19,91	19,82	20,00	19,68	19,68	19,82	20,27	20,69	20,44	20,53
Al	20,02	19,74	19,98	19,62	19,76	19,04	19,47	19,39	19,14		19,39
Si	20,91	21,26	21,17	20,75	20,94	21,11	20,01	20,36	20,44	20,75:	20,08:
Ca				20,41:	20,66	21,09	19,72	20,10	20,57	20,47	19,97
Sc	16,55:		16,59:	16,42:	16,46:	16,12:	17,53:	17,93:	16,84:	16,62	16,91
Ti	18,39	18,29	18,27	18,33	18,34	17,91	18,96	18,57	18,37	18,18	18,65
Cr	19,04	19,26	18,68	18,92	18,86	18,87	19,35	19,10	18,57	18,36	18,84
Fe	20,86	20,81	20,84	20,97	20,96	20,60	21,25	20,80	20,91	20,73	21,13
Mn	19,70	19,45	19,74	19,44	19,28	19,98	18,69	19,30	18,66	18,58	18,87
Ni	20,15	20,18	20,12	19,87	19,81	20,69	20,84	20,53	20,29	20,41	20,00
Zr*				18,96	19,38	19,35	18,69	18,60	18,65	18,40	18,94
V	17,99	17,83	18,09	18,06	18,05	17,72	18,17	17,88	18,25	18,43	18,39
Sr*	15,93	15,74	15,59	16,04	15,74	15,22	15,71	15,71	17,09	16,58	16,48
Y*	18,13			17,90	18,03	17,15	17,46	17,50	17,21	17,45	17,63

Фиг. 14 отображает относительное содержание элементов в атмосферах изучаемых сверхгигантов отдельно для А- и F-звезд. На фиг. 14 данные, полученные по двум разным датам для переменных звезд, нанесены раздельно. Как видно из фиг. 14 и табл. 11, относительное содержание элементов Mg, Al, Si, Ca, Ti, Cr, Fe, Mn, Ni в атмосферах двух групп сверхгигантов практически одинаково. В обоих случаях содержание Mg по отношению к стандартному химическому составу занижено. Средняя ошибка



Фиг. 14. Относительный химический состав атмосфер звезд A2—A3 (вверху) и F0—F2 (внизу)

одного измерения $\lg N$, оцененная нами из сопоставления химического состава для двух дат звезд γ Cep, 6 Cas A и 89 Her, оказалась равной $\pm 0,18$, что является обычным для такого рода исследований.

Для элементов Zr, Y, Sr не оказалось переходных множителей от относительных к абсолютным силам осцилляторов. Поэтому при нормировании химического состава эти элементы не учитывались, а для приведения к среднему содержанию им были приданы нормировочные множители, полученные по другим элементам. На фиг. 14 символы этих элементов отмечены звездочкой.

Мы получили из наблюдений число атомов водорода на втором уровне ($\lg N_{02}H$) и электронную плотность $\lg n_e$ (см. § 1). Однако мы сочли нецелесообразным искать полное число атомов водорода в атмосферах исследуемых звезд из-за имеющихся неопределенностей. Во-первых, для водорода из наблюдений мы получаем заведомо заниженное значение $\lg N_{02}H$ (см. по этому поводу [10]) примерно на полпорядка и примерно на столько же заниженное значение $\lg n_e$; во-вторых, неизвестно, какую брать температуру для получения числа атомов нейтрального водорода в основном

состоянии и числа атомов водорода в ионизованном состоянии. Исходя из этого, можно было ожидать в полученном числе атомов водорода ошибки не менее одного порядка.

Как уже указывалось выше, среди изучаемых нами звезд три звезды γ Ser, 6 Cas A и 89 Her являются переменными. Из них 89 Her интересна не только как переменная, но и как сверхгигант, находящийся на большой галактической широте, поэтому интересно было сравнить содержание элементов в атмосфере 89 Her и сверхгиганта ϕ Cas, расположенного вблизи галактической плоскости. Подобное сравнение проводилось ранее Г. Абтом [6], который пришел к выводу, что в атмосферах сверхгигантов спектрального типа F1 (89 Her и HD 161796), имеющих большие z -координаты, обнаруживается недостаток некоторых умеренно тяжелых элементов по отношению к железу, таких как Sc, Ti, V на множитель 2,8, а таких как Zr, La, Ce и Eu на множитель 8 (с ошибками 1,3 и 1,5, соответственно). Наше сравнение химического состава атмосфер 89 Her и ϕ Cas не показало каких-либо аномалий.

Сопоставление всех параметров атмосфер для каждой из звезд γ Ser, 6 Cas A, 89 Her по материалам двух дат показывает достаточно убедительно, что в атмосферах этих звезд происходят заметные изменения. Так, к примеру, в атмосфере 6 Cas A 6 октября 1958 г., по сравнению с 19 сентября 1958 г., при постоянной температуре (19 сентября $\bar{\theta}_v = 0,73$, 6 октября $\bar{\theta}_v = 0,73$) произошло заметное уменьшение $\bar{v}_i$ от 21 км/сек 19 сентября до 16 км/сек 6 октября. Примерно в 1,5 раза уменьшилось число нейтральных атомов в атмосфере, однако число ионизованных атомов практически не изменилось. Электронная плотность в атмосфере также осталась неизменной. В спектре эти изменения проявились в общем уменьшении I_{λ} спектральных линий.

Качественно примерно такие же, но менее явно выраженные, изменения произошли в атмосфере γ Ser со 2 по 7 сентября 1958 г. Однако число нейтральных атомов осталось неизменным при небольшом увеличении числа ионизованных атомов. Наиболее явные изменения произошли в атмосфере 89 Her от 6 октября 1958 г. к 27 июня 1959 г. Возросла электронная плотность, несколько возросла турбулентная скорость. Средняя температура возбуждения выросла от 6100° 6 октября 1958 г. до 7100° 27 июня 1959 г. Возросло полное число нейтральных и ионизованных атомов, что может свидетельствовать об общем увеличении прозрачности в атмосфере.

Эти изменения в атмосфере проявились в спектре звезды в общем увеличении интенсивности линий металлов и водорода в среднем на 20—25%.

Необходимо дальнейшее более детальное изучение закономерностей изменения характеристик атмосфер сверхгигантов.

Заключение

Проведенное изучение свойств атмосфер группы сверхгигантов A2 — F2 показало следующее.

1) Скорости микротурбулентных движений в атмосферах этих звезд возрастают с высотой, причем это возрастание больше выражено в более протяженных атмосферах F0 — F2 звезд, чем в атмосферах звезд A2 — A3.

2) Нейтральные атомы и ионы показывают разные зависимости с высотой в атмосфере. Полученные в данной работе выводы относительно изменения турбулентных скоростей с высотой в значительной мере подтверждаются результатами работы М. Е. Боярчук [27].

3) Установлен характер зависимости температуры возбуждения от потенциала возбуждения. В звездах F0 — F2 зависимость T_v от потенциала возбуждения более крутая, чем для звезд A2 — A3.

4) Спектральная переменность сверхгигантов есть следствие изменения свойств их атмосфер — турбулентной скорости, температуры, коэффициента поглощения и т. д.

5) Атмосферы изученных сверхгигантов не показывают явных аномалий в относительном обилии химических элементов.

Для дальнейшего изучения перечисленных выше свойств и особенностей сверхгигантов, а также характера переменности их атмосфер необходимо построение и анализ моделей атмосфер этих звезд и использование спектроскопического материала, полученного с высокой дисперсией.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **20**, 156, 1958.
2. А. А. Боярчук. Астрон. ж., **36**, 766, 1959.
3. H.-G. Groth. Z. Astrophys., **51**, 206, 1961.
4. W. Bursch. Astrophys. J., **114**, 73, 1951.
5. Э. Р. Мустель и М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **21**, 3, 1959.
6. H. A. Abt. Astrophys. J., **131**, 99, 1960.
7. М. Е. Боярчук и А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 234, 1960.
8. Л. А. Митрофанова. Изв. ГАО, **152**, 100, 1954; **153**, 107, 1955.
9. R. B. King. Astrophys. J., **105**, 376, 1947.
10. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 232, 1961.
11. K. O. Wright. Publ. Domin. Astrophys. Observ., **8**, 1, 1948.
12. L. H. Aller. Astrophys. J., **95**, 73, 1942.
13. S.-Sh. Huang a. O. Struve. Astrophys. J., **116**, 410, 1952; **118**, 463, 1953; **121**, 84, 1955.
14. O. C. Wilson a. H. A. Abt. Astrophys. J. Suppl., **1**, 1, 1954.
15. K. Hunger. Z. Astrophys., **39**, 1, 1956.
16. L. H. Aller. Astrophys. J., **123**, 117, 1956.
17. Т. М. Фофанова. Изв. ГАО, **18**, 68, 1950.
18. Э. А. Витриченко и И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 241, 1962.
19. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., **27**, N 1, 1956.
20. M. Hack. Mem. Soc. Astron. Ital., **25**, 481, 1954.
21. R. S. Kushwaha. Proc. Nat. Acad. Sci. India, **A25**, N 5, 243, 1959.
22. K. O. Wright. Contribs. Domin. Astrophys. Observ., N 52, 1957.
23. C. de Jager a. L. Neven. Rech. Astron. Observ. Utrecht, **13**, N 14, 1957.
24. E. Böhm-Vitense. Z. Astrophys., **28**, 81, 1951.
25. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
26. К. У. Аллен. Астрофизические величины, ИЛ, 1960.
27. М. Е. Боярчук. Паст. том, стр. 94.

ИЗУЧЕНИЕ АТМОСФЕР ЗВЕЗД ТИПА F

III. СВЯЗЬ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
АТМОСФЕР ЗВЕЗД СО СВЕТИМОСТЬЮ*М. Е. Боярчук*

По спектрограммам F-звезд, полученным на призмном спектрографе 122-см телескопа, с дисперсией 23,4 Å/мм у H_γ , изучено изменение турбулентной скорости и температуры возбуждения с оптической глубиной. Рассмотрение проведено путем анализа кривых роста отдельно для звезд разной светимости от Ib до V.

Показано, что турбулентные скорости в атмосферах сверхгигантов растут с уменьшением оптической глубины, а в атмосферах карликов остаются почти неизменными. Температуры возбуждения растут в глубь атмосфер звезд; этот рост более интенсивен в атмосферах сверхгигантов, чем в атмосферах карликов. Частично это объясняется методикой определения температур. Средние электронные плотности для сверхгигантов оказываются меньшими, чем для звезд-карликов. Содержание металлов для звезд разной светимости не имеет значительных различий. Интенсивность полос CH существенно уменьшается при переходе от звезд меньшей светимости к звездам большей светимости.

A STUDY OF THE ATMOSPHERES OF F TYPE STARS. III. RELATIONS OF SOME CHARACTERISTICS OF STELLAR ATMOSPHERES ON LUMINOSITY, by *M. E. Boyarchuk*.— The variations of turbulent velocity and excitation temperature with optical depth have been studied using spectrograms of F type stars, with dispersion 23.4 Å/mm at H_γ , obtained with the prismatic spectrograph of the 122 cm telescope. The curves of growth of stars of different luminosity, from Ib to V, were analyzed for this purpose.

It is shown that the turbulent velocities in supergiant atmospheres increase with decreasing optical depth, while those in the atmospheres of dwarfs remain approximately constant. The excitation temperatures increase with depth, this increase being more pronounced in atmospheres of supergiants than in those of dwarfs. This is partly explained by method of the determination of the temperature. The mean electron densities for the supergiants are lower than those for dwarfs. The metallic abundance does not differ appreciably for stars of different luminosity. The CH band intensity decreases essentially from stars of low to high luminosity.

В двух предыдущих работах [1,2] были рассмотрены различия физических условий атмосфер звезд типа F главной последовательности, главным образом различия в химическом составе. Настоящая работа посвящена изучению атмосфер звезд типа F, имеющих различную светимость, причем основное внимание уделено рассмотрению вопроса о турбулентных скоростях и температурах в атмосферах гигантов и карликов.

1. В программу наблюдений были включены 12 F-звезд, имеющих классы светимости Ib — V. В табл. 1 приведены данные об этих звездах: $V \sin i$ — скорость вращения, Q — пространственная скорость, остальные обозначения общепринятые. Цвета для звезд B — V и U — B взяты из списков [3—5]. Величины, заключенные в скобки, получены путем экстраполирования зависимостей эффективной температуры T_e и цвета B — V, U — B. Спектрограммы звезд были получены на призмном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией 23,4 Å/мм у H_γ на пластинках Кодак 103 а О.

Таблица 1

Название звезды	Номер HD	Sp	M_v	m_v	$B-V$	$U-B$	$V \sin i$, км/сек	Q
			m	m	m	m		
γ Cyg	194 093	F8 Ib	-3,8	2,3	+0,68	+0,53	0	-8
41 Cyg	195 295	F5 II	-1,6	4,1	(+0,48)	(-0,02)	<15	-18
35 Cyg	193 370	F5 Ib	-0,9	5,2	(+0,52)	(+0,04)	15	-14
α Per	20 902	F5 Ib	-0,8	1,9	+0,48	+0,34	10	-2
ν Per	23 230	F5 II	-0,4	3,9	(+0,48)	(-0,03)	106	-13
σ Leo	83 808	F5 III	+1,0	3,8	(+0,48)	(-0,03)	15	+27
	14 214	F9 IV	+3,4	5,8	+0,61	+0,09	—	+75
	78 154	F7 IV—V	+3,5	4,9	+0,48	+0,01	0	-2
ι Psc	222 368	F7 V	+3,4	4,3	+0,51	-0,01	15	+5
	5 045	F8 IV—V	+3,8	4,9	(+0,62)	(+0,23)	15	+21
19 Dra	153 597	F6 V	+4,0	4,8	+0,47	—	0	-23
36 UMa	90 839	F8 V	+4,3	4,8	+0,51	+0,00	0	+9

Для повышения точности определения эквивалентных ширины было получено по 4—5 спектрограмм для каждой звезды. Калибровка спектрограмм производилась на спектрографе ИСП-51. Регистрограммы были получены на микрофотометре типа Молль с увеличением в 50 раз. Обработка регистрограмм производилась методом, описанным в [1,2].

Были получены эквивалентные ширины 182 линий металлов и трех полос молекулы CN $\lambda\lambda$ 4324, 4312, 4311 в спектральной области $\lambda\lambda$ 3800—5000. Участок спектра короче λ 3800 Å не обрабатывался из-за сильного блендирования. Более тщательное рассмотрение спектра в области $\lambda\lambda$ 4308—4282 показало, что присутствующие здесь полосы молекулы CN сильно блендируются с линиями металлов, и поэтому для дальнейшего рассмотрения были оставлены лишь три указанные полосы, остальные были исключены. Средняя относительная ошибка определения эквивалентной ширины равна 3% для сильных линий ($W_\lambda \approx 0,6$ Å) и 9% для слабых ($W_\lambda \geq 0,1$ Å). Результаты определений эквивалентных ширины линий собраны в табл. 2. В первом столбце таблицы даны длины волн линий и названия элемента, во втором — номер мультиплета, согласно таблицам Ш. Мур [6]; в последующих столбцах для каждой звезды приведены величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, где W_λ — эквивалентная ширина линии поглощения.

2. Полученные эквивалентные ширины были использованы для изучения физических условий и химического состава атмосфер звезд методом кривых роста.

При построении кривых роста был применен, как и в [1,2], метод, предполагающий предварительное задание температуры возбуждения. Значения для сил осцилляторов были взяты из [7]. В качестве теоретической кривой роста была выбрана кривая роста для однородной модели атмосферы Милна — Эддингтона, рассчитанная М. Врубелем [8] и соответствующая значению параметра

$$\frac{B_0}{B_1} = \frac{8}{3} \cdot \frac{k_\lambda}{k} \cdot \frac{1 - e^{-u}}{u} = \frac{1}{3}, \quad (1)$$

который наилучшим образом подходит для изучения звезд.

Таблица 2

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda} \cdot 10^5}{\lambda}$											
		γ Cyg	ϵ 41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	49 Dra	36 UMa
Mg I													
5183,60	2		2,06		1,88	1,97				1,89	2,33		
5172,78	2		2,17		2,01	1,85				1,88	2,19		
4703,99	11	1,23	1,58	1,47	1,63	1,41	1,41	1,74	1,79	1,79	2,01	1,56	1,67
4167,27	15	1,61	1,63	1,96	1,74	1,58	1,46	1,86	1,83	1,92	1,95	1,92	1,83
4057,50	15	1,67	1,69	1,65	1,69	1,47	1,73	1,71	1,85	1,75	2,09	1,96	2,13
3838,30	3	1,92	2,07		1,97	2,20				2,10			
3832,34	3		2,04		2,04	2,28				1,91			
3829,30	3		1,98		1,96	2,25				1,95			
Mg II													
4481,13	4	2,17	2,13	2,22	2,00	2,01	1,89	1,95	2,13	2,08	1,95	1,93	1,96
4390,60	10	2,00	1,61	1,90	1,74	1,60	1,59	1,74	1,72	1,59	1,74	1,47	1,82
Al I													
3961,52	1	1,88	1,78	1,92	1,76	1,57		1,93	1,93	1,72	2,23		
3944,00	1	2,15	1,83	1,85	1,94	1,61		1,90	1,73	1,85	2,30		
Si II													
4130,70	3	1,81	1,69	1,92	1,66	1,66	1,86	1,80	1,56	1,50	1,50	1,46	1,62
3862,59	1	1,97	1,45		1,73	1,19				2,00	1,96		
Ca I													
4585,88	23	1,52	1,51	1,29	1,12	1,10	1,34	1,45	1,38	1,45	1,25	1,42	1,49
4578,56	23	1,34	1,49	1,49	1,29	1,20	1,24	1,29	1,38	1,38	1,00	1,18	0,80
4455,88	7	1,93	1,84	1,65	1,77	1,71	1,76	1,73	1,57	1,76	1,67	1,77	1,90
4454,40	4	2,17	1,73	2,09	1,75	1,95	1,93	2,01	1,84	2,01	1,92	1,97	1,86
4435,70	4	1,68	1,53	1,67	1,47	1,53	1,78	1,50	1,71	1,58	1,58	1,77	1,56
4435,00	4	2,14	1,90	2,07	1,86	1,87	1,78	1,92	1,84	1,92	1,91	1,73	1,90

λ	n	$W_{\lambda} \cdot 10^5$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
4425,44	4	1,56	1,47	1,61	1,50	1,31	1,43	1,47	1,56	1,47	1,35	1,55	1,53
4318,65	5	1,45	1,41	1,66	1,47	1,32	1,36	1,51	1,44	1,71	1,21	1,58	1,57
4283,01	5	1,89	1,69	1,98	1,83	1,67	1,67	1,71	1,60	1,73	1,60	1,55	1,62
4226,73	2	2,31	2,18	2,33	2,19	2,20	2,06	2,36	2,32	2,35	2,36	2,30	2,35
Ca II													
3933,66	1	3,54	3,46	3,41	3,47	3,45				3,71	3,44		
Sc II													
4320,74	15	1,99	1,96	2,05	2,01	1,91	1,90	1,88	1,80	1,71	1,54	2,00	1,64
4314,08	15	2,23	2,05	1,88	2,11	2,04	1,94	2,02	1,90	1,74	1,83	1,83	1,67
Ti I													
4981,74	38	1,90	1,78	1,80	1,70	1,80	2,02	1,96	2,19	1,68	1,80	1,89	1,78
4742,79	233	0,93	1,32	1,27	0,82	0,92	1,10	1,50	1,56	1,23	1,29	0,93	1,23
4639,60	145	1,45	1,38	1,18	1,33	1,18	1,18	1,33	1,45	1,24	1,42	1,24	1,51
4533,25	42	2,03	1,91	2,11	1,80	1,76	1,82	1,94	1,94	1,67	1,95	1,82	1,74
4512,70	42	0,95	1,54	1,55	1,30	1,40	1,42	1,49	1,30	1,45	1,40	1,34	1,49
4457,40	113	1,80	1,53	1,75	1,60	1,53	1,77	1,71	1,83	1,76	1,65	1,65	1,75
4287,40	44	1,92	1,36	1,44	1,28	1,54	1,54	1,62	1,54	1,69	1,60	1,41	1,57
4286,00	44	1,67	1,45	1,44	1,41	1,45	1,32	1,51	1,51	1,71	1,71	1,21	1,66
Ti II													
4805,10	92	1,70	1,52	1,86	1,60	1,55	1,49	1,66	1,64	1,49	1,40	1,62	1,55
4779,98	92	1,50	1,66	1,57	1,40	1,10	1,17	1,44	1,28	1,22	1,02	1,46	1,36
4589,96	50	1,84	1,57	1,74	1,59	1,51	1,54	1,59	1,54	1,45	1,66	1,42	1,69
4571,97	82	2,04	1,92	2,02	1,90	1,82	1,74	1,76	1,96	1,68	1,68	1,70	1,80

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

λ	n	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	o Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
4563,77	50	2,06	1,83	1,98	1,87	1,88	1,76	1,86	1,76	1,60	1,70	1,80	1,77
4501,27	31	2,09	1,85	2,05	1,86	1,75	1,69	1,89	1,90	1,65	1,59	1,66	1,81
4468,49	31	2,29	2,00	2,17	2,03	1,83	1,87	1,95	1,97	1,78	1,75	1,65	1,84
4464,46	40	1,98	1,80	1,92	1,86	1,50	1,58	1,76	1,75	1,84	1,53	1,60	1,69
4450,48	19	2,02	1,84	1,98	1,76	1,69	1,80	1,90	1,78	1,69	1,43	1,51	1,56
4443,80	19	2,36	2,01	2,29	2,05	1,99	1,93	2,02	2,10	1,81	1,87	1,71	1,87
4417,72	40	2,22	1,96	2,23	2,01	1,90	1,66	1,96	1,65	1,70	1,35	1,43	1,58
4414,88	115	1,50	1,50	1,77	1,50	1,32	1,20	1,61	1,50	1,40	1,05	1,43	1,43
4395,03	19	2,31	2,21	2,22	2,22	1,96	1,72	1,95	1,96	1,95	1,85	1,96	1,98
4314,98	41	2,32	2,11	2,27	2,12	2,04	1,81	1,97	1,83	1,92	1,87	1,83	1,96
4312,86	41	2,02	1,73	1,88	1,71	1,75	1,60	1,92	1,62	1,64	1,83	1,73	1,84
4163,64	105	1,68	1,78	2,06	1,81	1,46	1,53	1,72	1,60	1,42	1,29	1,46	1,46
4028,33	87	1,67	1,67	1,69	1,70	1,51		1,63	1,67	1,69	1,70	1,67	1,57
3999,77	51	1,89	1,57	1,93	1,88	1,63		1,72	1,92	1,60	1,48	1,70	1,83
3913,47	34	2,19	2,10	2,10	1,87	1,82		2,05	1,92	1,88	1,96		
3900,55	34	2,25	2,03	2,15	1,98	1,86		2,10		1,91	1,95		
3813,40	12	1,92	1,92		1,99	1,50		1,92		1,90			
VI													
4406,60	22	1,13	1,53	1,77	1,63	1,61	1,75	1,56	1,63	1,53	1,40	2,10	1,66
4379,24	22	1,50	1,36	1,53	1,36	1,33	1,31	1,44	1,53	1,50	1,36	1,26	1,47
VII													
4225,23	37	2,11	1,79	2,06	1,80	1,75	1,93	1,94	2,15	1,74	1,80	1,74	1,94
4183,44	37	1,83	1,70	1,87	1,70	1,66	1,68	1,83	1,88	1,79	1,87	1,52	1,56
4065,40	215	1,10	1,24	1,35	1,23	0,98	1,10	1,39	1,62	1,29	1,51	0,87	1,39

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$W_{\lambda} \cdot 10^3$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
4036,78	9	1,09	1,35	1,28	1,43	1,00	1,00	1,47	1,39	1,24	1,74	1,40	1,47
4035,63	33	1,70	1,70	1,77	1,69	1,39		1,67	1,78	1,62	1,81	1,62	1,69
4023,39	32	1,74	1,60	1,77	1,57	1,30		1,57	1,86	1,64	1,57	1,64	1,77
4002,94	9	1,94	1,57	1,70	1,55	1,26		1,40	1,70	1,00	1,54	1,38	1,54
Cr I													
4652,46	21	0,93	0,93	1,03	1,11	1,23	1,25	0,81	1,37	1,44	1,08	1,51	1,28
4646,20	21	1,76	1,63	1,63	1,45	1,29	1,59	1,48	1,82	1,37	1,71	1,45	1,66
4545,96	10	1,54	1,55	1,23	1,44	1,20	1,34	1,49	1,85	1,60	1,42	1,12	1,66
4274,80	1	2,02	1,82	1,99	1,73	1,65	1,52	1,80	1,90	1,82	1,98	1,57	2,06
4254,35	1	1,86	1,69	1,88	1,78	1,52	1,48	1,60	1,77	1,73	1,92	1,58	1,69
Cr II													
4876,41	30	1,84	1,54	1,81	1,67	1,39	1,65	1,69	1,67	1,57	1,56	1,42	1,67
4848,24	30	1,84	1,67	1,83	1,76	1,62	1,68	1,70	1,57	1,57	1,66	1,49	1,64
4634,08	44	1,61	1,68	1,70	1,45	1,41	1,46	1,33	1,51	1,33	1,50	1,56	1,51
4618,83	44	1,68	1,68	1,80	1,63	1,03	1,48	1,51	1,51	1,45	1,29	1,41	1,54
4588,21	44	1,65	1,59	1,74	1,59	1,52	1,57	1,75	1,59	1,62	1,66	1,42	1,49
4558,65	44	1,84	1,77	1,82	1,97	1,70	1,60	1,72	1,92	1,64	1,80	1,62	1,88
4284,21	31	1,48	1,45	1,59	1,51	1,67	1,62	1,57	1,71	1,37	1,60	1,37	1,57
4252,62	31	1,40	1,30	1,55	1,45	1,48	1,37	1,78	1,41	1,27	1,52	1,25	1,37
4242,38	31	1,75	1,52	1,86	1,75	1,55	1,45	1,92	1,82	1,65	1,58	1,37	1,79
4145,77	162	1,50	1,29	1,54	1,38	1,08	1,30	1,30	1,39	1,28	1,38	1,98	1,35
4038,03	194	1,10	1,17	0,69	1,09	0,99	1,20	1,00	1,00	1,30	1,30	1,29	1,47
4012,50	189	1,92	1,70	1,96	1,85	1,60	1,60	1,81	1,86	1,51	1,81	1,57	1,36

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda_0}$											
		γ Cyg	δ Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
Mn I													
4823,52	16	1,94	1,43	1,77	1,87	1,65	1,66	1,67	1,79	1,73	1,50	1,35	1,60
4783,40	16	1,50	1,28	1,60	1,50	1,36	1,31	1,57	1,58	1,32	1,68	1,40	1,36
4754,04	16	1,60	1,36	1,58	1,32	1,37	1,58	1,47	1,64	1,10	1,36	1,47	1,40
4082,90	5	1,84	1,64	1,87	1,64	1,47	1,89	1,80	1,87	1,62	1,71	1,53	1,62
4055,55	5	1,50	1,79	1,75	1,57	1,47	1,60	1,65	1,50	1,60	1,57	1,50	1,50
4041,36	5	1,54	1,72	1,55	1,73	1,60	1,77	1,79	1,70	1,75	1,67	1,60	1,60
4034,49	2	1,76	1,76	1,87	1,71	1,43		1,74	1,72	1,62	1,90	1,51	1,70
4033,07	2	2,01	2,01	2,06	1,91	1,84		1,98	1,90	1,79	1,81	1,84	1,74
4030,80	2	2,20	2,05	2,14	2,12	1,97		1,95	2,00	1,95	1,95	2,01	1,96
Mn II													
4292,25	6	1,37	1,40	1,60	1,61	1,67	1,37	1,57	1,51	1,37	1,36	1,32	1,67
4244,30	7	1,37	1,28	1,28	1,14	1,18	1,28	1,37	1,45	1,15	1,07	1,30	1,22
4206,40	7	1,84	1,70	1,68	1,55	1,49	1,52	1,76	1,61	1,63	1,52	1,68	1,55
Fe I													
4920,50	318	2,12	1,80	1,92	1,87	1,88	1,85	1,74	1,96	1,93	2,06	1,95	2,09
4890,80	318	2,15	1,79	1,96	1,85	1,86	1,87	1,90	1,76	1,65	1,93	1,79	1,98
4736,80	554	1,74	1,47	1,44	1,57	1,40	1,62	1,58	1,69	1,65	1,37	1,37	1,50
4476,02	350	1,43	1,43	1,65	1,50	1,56	1,43	1,58	1,73	1,43	1,69	1,45	1,58
4415,12	41	2,25	1,99	2,22	2,12	1,92	1,70	1,94	2,05	1,94	1,99	1,89	1,99
4404,75	41	1,91	1,82	1,95	1,84	1,73	1,69	1,99	2,02	2,00	2,10	1,94	2,14
4383,55	41	2,38	2,26	2,35	2,03	1,96	2,10	2,18	2,12	2,16	2,34	2,15	2,30
4367,58	414	1,98	1,88	1,99	1,85	1,66	1,77	1,86	1,79	1,81	1,62	1,43	1,70
4325,76	42	2,26	2,01	2,26	2,21	1,93	2,04	2,11	1,96	2,14	2,32	2,05	2,33

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^3$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
4274,76	42	2,22	1,99	2,16	2,09	1,96	1,85	2,01	2,08	2,14	2,20	2,10	2,06
4260,48	152	1,89	1,94	2,05	1,93	1,93	1,79	1,87	2,08	2,12	2,20	2,02	2,09
4250,79	42	2,07	1,94	2,05	1,94	1,90	1,69	1,75	1,98	1,93	2,01	1,67	1,97
4235,94	152	2,08	1,91	2,06	1,91	1,88	1,73	1,94	1,80	1,95	1,97	1,77	1,87
4222,22	152	1,87	1,68	1,81	1,75	1,49	1,74	1,70	1,41	1,52	1,72	1,47	1,49
4202,03	42	2,07	2,08	2,11	2,01	1,89	1,79	2,06	1,94	1,98	2,04	1,82	1,88
4191,44	152	2,04	1,78	1,95	1,89	1,77	1,74	1,91	1,79	1,81	1,87	1,72	1,81
4187,80	152	2,16	1,96	2,04	1,97	1,90	1,85	1,82	1,91	1,82	2,02	1,55	1,76
4187,04	152	2,18	1,98	2,07	1,97	1,87	1,81	1,86	1,99	1,91	1,79	1,85	1,85
4152,17	18	1,76	1,70	1,72	1,78	1,64	1,53	1,72	1,66	1,68	1,81	1,46	1,76
4147,67	42	1,46	1,53	1,59	1,46	1,24	1,42	1,61	1,68	1,56	1,53	1,29	1,46
4143,87	43	2,21	2,13	2,20	2,10	1,97	1,97	2,15	2,10	1,99	2,16	1,98	1,93
4132,06	43	2,15	2,00	2,16	2,07	1,92	1,81	2,02	2,05	1,82	2,00	1,83	1,80
4074,74	43	2,04	1,93	1,98	1,95	1,90	2,04	2,02	2,14	2,09	2,17	2,11	2,05
4063,59	43	2,20	2,03	2,10	2,06	1,87	2,00	2,25	2,00	1,97	2,25	2,17	2,18
4045,82	43	2,27	2,09	2,16	2,13	1,97	1,94	2,23	2,21	2,19	2,22	2,20	2,37
4024,87	278	1,70	1,63	1,84	1,63	1,40	1,60	1,89	1,57	1,51	1,65	1,64	1,47
4009,72	72	1,68	1,48	1,66	1,55	1,35	1	1,51	1,65	1,47	1,57	1,57	1,48
4005,25	43	2,25	2,09	2,10	2,13	2,05		2,02	2,04	2,03	2,18	2,03	2,02
3922,90	4	2,03	1,79	2,05	1,90	1,61			2,00	2,06	2,07		
3920,30	4	2,18	1,84	2,14	1,87	1,71			1,92	1,75	2,20		
3917,18	20	2,18	1,94	1,81	1,99	1,81			1,76	1,71	2,10		
3906,48	4	2,25	2,19		2,18	1,89			1,71	1,75	2,19		
3895,66	4	2,17	1,97		2,05	1,85			1,88	1,84	2,09		
3878,02	20	2,24	2,26		2,26	2,17				2,13	2,14		

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^5$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
3873,76	475	1,90	1,90		1,80	1,66				1,72	1,78		
3872,50	20	2,33	2,27		2,26	2,23				2,22	2,20		
3865,53	20	1,83	1,78		1,84	1,59				1,56	2,04		
3859,91	4	2,29	2,11		2,10	1,86				2,23	1,81		
3856,37	4	2,24	2,03		2,15	2,02				1,87	2,03		
3852,57	73	1,98	1,64		1,73	1,53				1,62	1,72		
3850,82	22	2,44	2,04		1,84	2,07				1,92	1,86		
Fe II													
5018,44	42	1,95	1,78	2,30	2,00	1,96	2,08	1,99	2,05	1,91	2,03	1,92	2,00
4923,92	42	2,21	1,80	2,10	2,02	1,83	1,90	1,91	1,75	1,77	1,91	1,90	1,98
4731,44	43	1,69	1,74	1,69	1,63	1,50	1,40	1,50	1,67	1,47	1,56	1,45	1,65
4656,97	43	1,95	1,70	1,79	1,71	1,65	1,35	1,73	1,58	1,33	1,31	1,33	1,51
4583,83	38	2,27	2,04	2,14	2,03	1,92	1,80	1,94	1,72	1,80	1,79	1,64	1,76
4555,89	37	2,14	1,92	2,01	1,87	1,77	1,82	1,86	1,72	1,52	1,65	1,66	1,80
4541,50	38	1,86	1,57	1,82	1,66	1,42	1,52	1,72	1,34	1,34	1,57	1,37	1,68
4522,63	38	2,08	1,86	2,04	1,90	1,74	1,92	1,84	1,57	1,74	1,69	1,67	1,69
4515,34	37	1,83	1,67	1,84	1,73	1,58	1,78	1,74	1,58	1,42	1,74	1,39	1,52
4508,28	38	1,91	1,71	1,85	1,76	1,65	1,72	1,62	1,49	1,39	1,50	1,72	1,60
4491,40	37	1,93	1,71	1,88	1,71	1,49	1,74	1,88	1,65	1,43	1,39	1,54	1,55
4472,90	37	1,69	1,43	1,71	1,58	1,30	1,50	1,58	1,30	1,43	1,13	1,20	1,40
4416,80	27	2,19	1,80	2,23	1,95	1,79	1,70	2,00	1,68	1,65	1,59	1,65	1,66
4296,60	28	2,03	1,73	1,95	1,81	1,62	1,75	1,81	1,73	1,60	1,85	1,67	1,86
4278,10	32	1,57	1,37	1,53	1,21	1,07	1,27	1,41	1,45	1,27	1,15	0,97	1,35
4258,20	28	1,92	1,67	1,96	1,83	1,65	1,73	1,88	1,73	1,60	1,60	1,45	1,52

Таблица 2 (продолжение)

λ	n	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^3$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
4233,16	27	2,28	2,04	2,15	2,09	1,95	1,86	2,08	1,94	1,86	1,95	1,77	1,82
4178,86	28	2,33	1,99	2,16	2,07	1,91	1,83	1,92	1,74	1,52	1,95	1,55	1,56
4173,50	27	2,32	2,03	2,17	2,11	2,02	1,90	1,84	1,90	1,91	1,80	1,84	1,70
Ni I													
4715,78	98	1,10	1,10	1,33	1,40	1,10	1,37	1,58	1,10	1,56	1,63	1,33	1,56
4686,20	98	1,17	1,23	0,98	0,93	0,81	0,93	1,11	1,44	1,37	1,41	0,93	1,28
4648,70	98	1,84	1,56	1,59	1,53	1,54	1,45	1,65	1,63	1,63	1,76	1,70	1,59
4605,00	98	1,18	1,41	1,38	1,12	0,94	1,48	1,18	1,11	1,29	1,45	1,25	1,42
3858,30	32	1,94	1,81		1,85	1,78				1,94	2,08		
3807,10	33	1,57	1,57		1,50	1,20				1,26			
Ni II													
4362,10	9	1,40	0,84	1,28	1,44	1,31	1,47	1,20	1,20	1,61	1,40	1,63	1,62
4244,80	9	1,60	1,28	1,45	1,15	1,18	1,37	1,60	1,22	1,52	1,28	0,85	1,55
4192,04	10	1,28	1,52	0,89	1,08	1,15	1,22	1,08	0,98	1,15	1,16	1,08	0,98
4015,50	12	1,65	1,40	1,35	1,44	1,35	1,00	1,30	1,98	1,72	1,54	1,44	1,60
Sr I													
4607,34	2	1,34	1,34	1,04	1,25	1,34	1,24	1,38	1,18	1,24	1,45	1,12	1,48
Sr II													
4215,52	1	2,20	2,06	2,14	2,07	1,92	1,97	2,08	1,96	2,02	2,12	1,99	1,72
4077,71	1	2,44	2,23	2,36	2,27	2,25	2,35	2,25	2,00	2,01	2,26	1,93	1,96
Ba II													
3934,09	1	2,15	1,74	1,92	2,04	1,80	1,80	1,76	1,78	1,74	1,77	1,32	1,85
4554,03	1	2,19	1,86	2,05	1,82	1,82	1,98	1,90	1,88	1,78	1,83	1,70	1,76

Таблица 2 (окончание)

λ	n	$W_{\lambda} \cdot 10^3$											
		γ Cyg	41 Cyg	35 Cyg	α Per	ν Per	σ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	19 Dra	36 UMa
Zr II													
4317,32	40	1,74	1,47	1,67	1,54	1,57	1,32	1,07	1,36	1,14	1,67	0,94	1,27
4277,40	40	1,51	1,27	1,31	1,37	1,40	1,20	0,84	1,27	1,15	1,37	1,21	1,37
4211,90	15	1,63	1,49	1,48	1,49	1,18	1,28	1,46	1,42	1,37	1,45	1,45	1,38
4161,80	42	1,97	1,86	2,13	2,04	1,84	1,61	1,98	1,92	1,76	1,96	1,68	1,58
4156,20	29	2,11	1,91	2,02	1,91	1,81	1,68	1,98	1,91	1,99	2,09	1,76	1,66
4149,18	41	2,13	1,53	1,97	1,96	1,61	1,70	1,74	1,76	1,73	1,81	1,34	1,72
4018,40	54	1,54	1,40	1,67	1,40	1,35	1,35	1,67	1,72	1,70	1,30	1,35	1,76
Y II													
5087,43	20	1,70	1,59	1,65	1,20	1,37	1,91	1,74	1,74	1,81	2,23	1,69	1,90
4900,10	22	1,87	1,69	1,79	1,63	1,65	1,56	1,65	1,51	1,51	1,79	1,21	1,83
4883,69	22	1,95	1,65	1,89	1,67	1,63	1,71	1,76	1,87	1,63	1,39	1,42	1,72
4398,03	5	1,87	1,56	1,89	1,72	1,40	1,72	1,56	1,36	1,47	0,83	1,06	1,20
4374,90	13	2,30	2,04	2,19	1,91	1,51	1,74	1,64	1,74	2,03	1,56	1,69	1,89
4177,54	14	2,25	1,92	1,63	1,78	1,66	1,53	1,74	1,76	1,63	1,66	1,70	1,55
CH													
4323,90		0,36	0,48	0,71	0,80	0,67	1,21	1,88	1,48	1,80	1,71	1,76	2,02
4312,21		0,50	—		0,75	0,67	0,97	1,99	1,62	1,74	1,92	1,62	2,04
4311,57		0,50	0,48	0,32	0,80	—	0,78	1,93	1,92	1,93	1,91	1,64	1,92

Полученные общие для всех элементов кривые роста приведены для отдельных звезд на фиг. 1—12. Сплошная кривая на каждом рисунке соответствует положению теоретической, наилучшим образом удовлетворяющей наблюдениям.

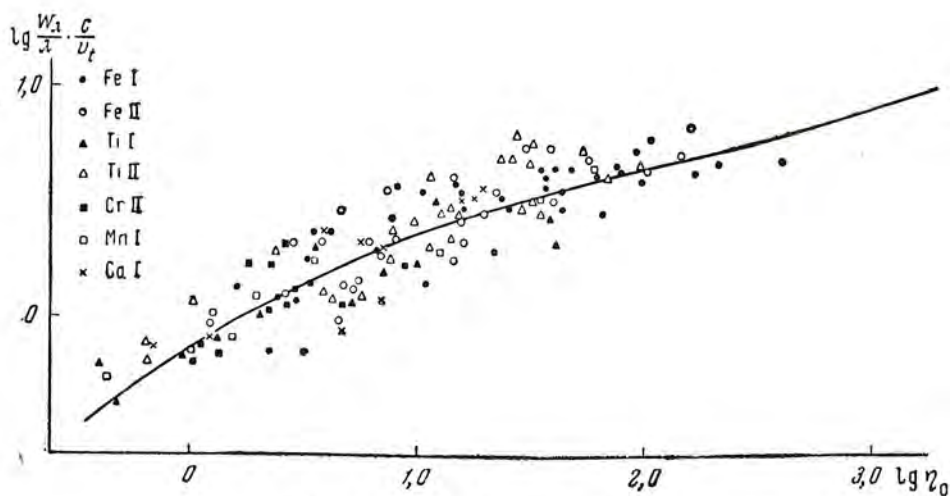
3. Одним из основных параметров атмосферы является турбулентная скорость. Этот параметр определяется по разности ординат теоретической и наблюдаемой кривых роста. В столбце 3 табл. 3 для каждой звезды приведены турбулентные скорости, определенные по общей кривой роста. Точность определений турбулентной скорости составляет в среднем 20 %. Величины турбулентных скоростей, приведенные в табл. 3, оказались несколько выше чем определенные по спектрам с большой дисперсией [9].

Таблица 3

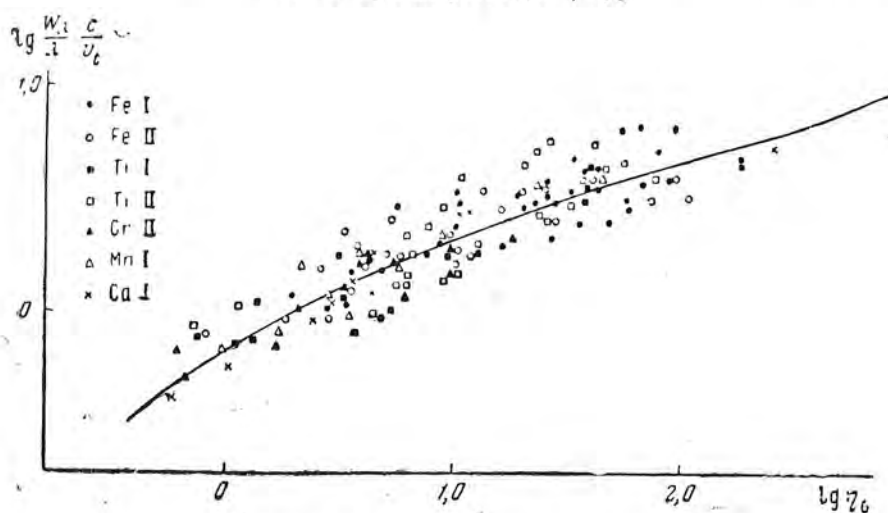
Звезда	Sp	v_t , км/сек	θ_a	θ_b	θ_b°	θ_b^+	θ_{II}	$\lg n_e$	k_λ
γ Cyg	F8 Ib	12,0	0,95	1,16	1,10	0,90	1,07	11,95	0,03
41 Cyg	F5 II	8,7	0,80	0,98	0,94	0,81	0,90	12,57	0,34
35 Cyg	F5 Ib	11,5	0,81	0,99	1,01	0,74	0,92	11,96	0,14
α Per	F5 Ib	11,0	0,81	0,99	1,01	0,77	0,92	11,74	0,24
ν Per	F5 II	8,5	0,80	0,98	0,97	0,79	0,90	12,36	0,56
σ Leo	F5 III	6,9	0,80	0,98	0,84	0,80	0,90	13,39	0,84
HD 14214	F9 V	4,2	0,83	1,02	0,96	0,88	0,93	12,19	0,16
HD 78154	F7 IV—V	4,4	0,83	1,01	0,98	0,87	0,93	12,56	0,13
ι Psc	F7 V	3,6	0,80	0,98	0,95	0,82	0,91	12,60	0,18
HD 5015	F8 IV—V	3,8	0,85	1,02	1,01	0,92	0,96	12,51	0,16
19 Dra	F6 V	3,0	0,79	0,96	0,94	0,88	0,89	12,27	0,14
36 Uma	F8 V	3,5	0,82	1,00	0,96	0,97	0,92	12,16	0,20

На фиг. 13 приведена зависимость средних турбулентных скоростей атмосфер всех звезд, изученных в данной работе, а также в [1,2], от светимости. Как видно из этой фигуры, существует вполне четкая зависимость: величина турбулентной скорости растет с увеличением светимости, или, что то же, большие турбулентные скорости связаны с меньшими плотностями газов. Это хорошо согласуется с общими гидродинамическими соображениями, свидетельствующими о том, что при меньших плотностях условия для возникновения турбулентных движений более благоприятны, чем при больших.

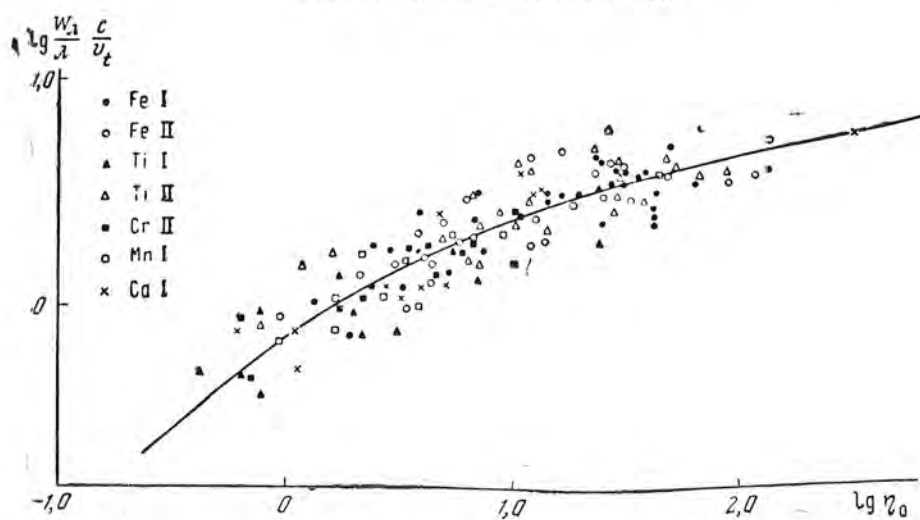
Для определения изменения турбулентных скоростей с глубиной в атмосфере были построены индивидуальные кривые роста для нейтральных атомов и ионов. Для элементов (например, Fe I), для которых мы наблюдаем большое число линий, было построено несколько кривых роста для групп линий с близкими потенциалами возбуждения (1—2 эв). В результате для каждой звезды было построено от 14 до 10 кривых роста, соответствующих линиям с различными потенциалами возбуждения различных элементов. Так, для каждой звезды мы имели возможность определить от 14 до 10 турбулентных скоростей. Турбулентные скорости были определены по нейтральным элементам Fe I, Ti I, Ca I, Mn I, Mg I и по ионам Cr II, Fe II, Ti II, Zr II, Y II; они получились различными. Это явление было отмечено еще Райтом [10], который обнаружил, что турбулентные скорости для звезды α Per различны по линиям Fe I с различными потенциалами возбуждения. Все это свидетельствует о том, что атмосферы звезд неоднородны, и о необходимости более тщательного анализа турбулентных



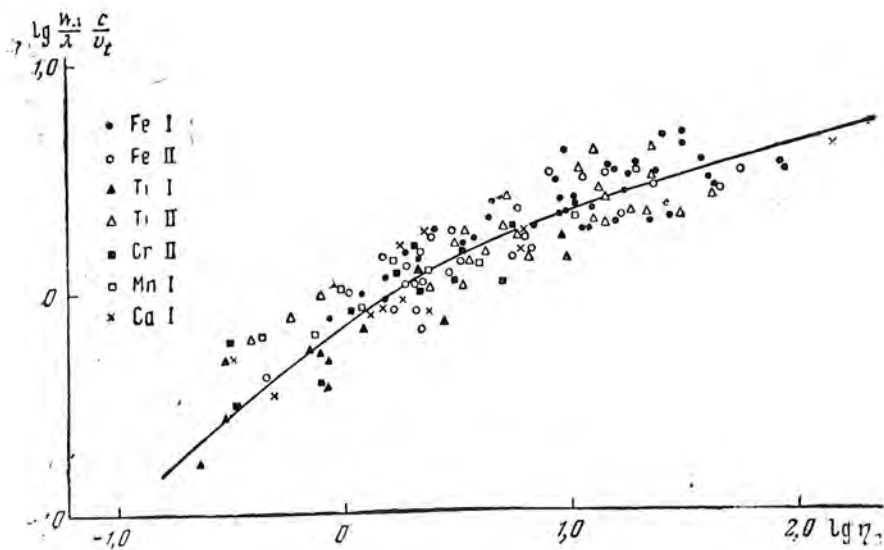
Фиг. 1. Кривая роста для γ Суг



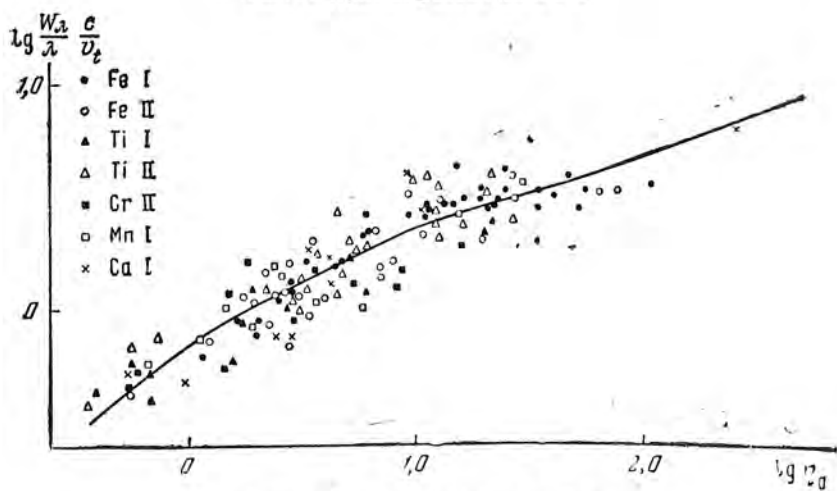
Фиг. 2. Кривая роста для 41 Суг



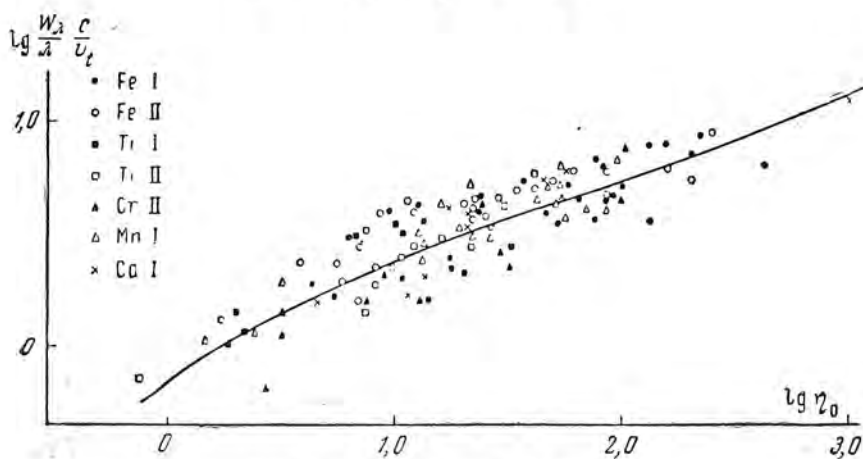
Фиг. 3. Кривая роста для 35 Суг



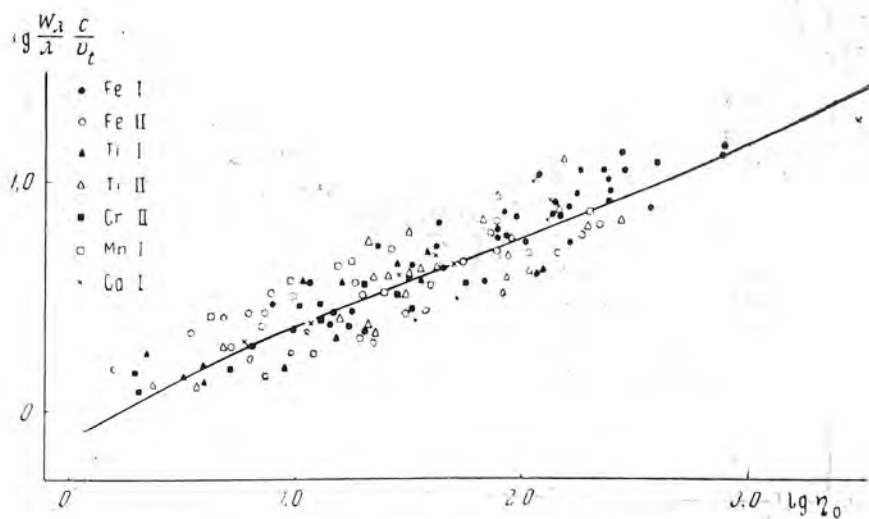
Фиг. 4 Кривая роста для α Per



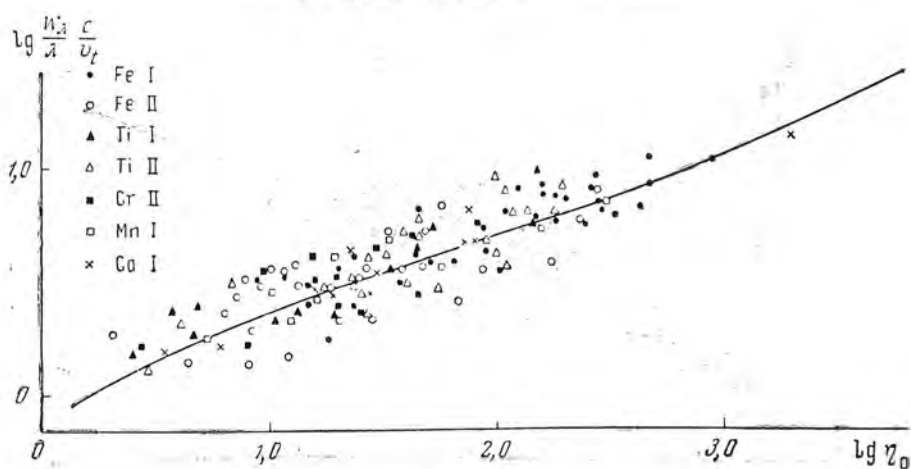
Фиг. 5. Кривая роста для γ Per



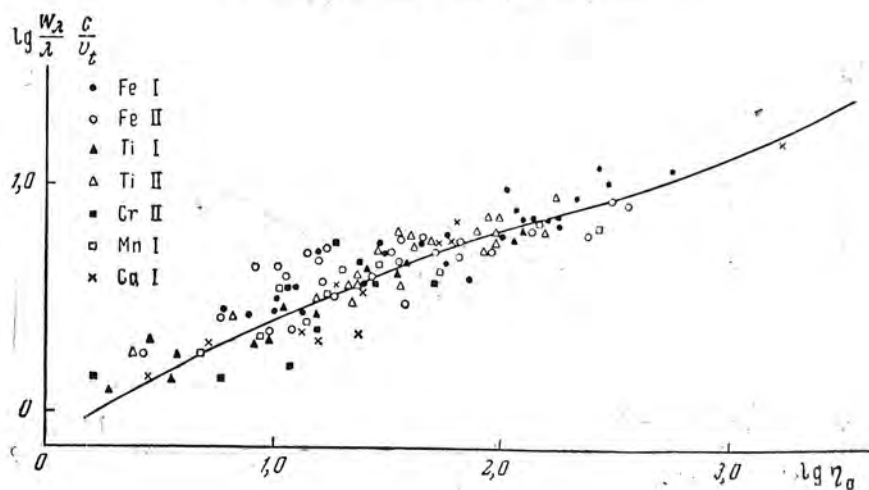
Фиг. 6. Кривая роста для σ Leo



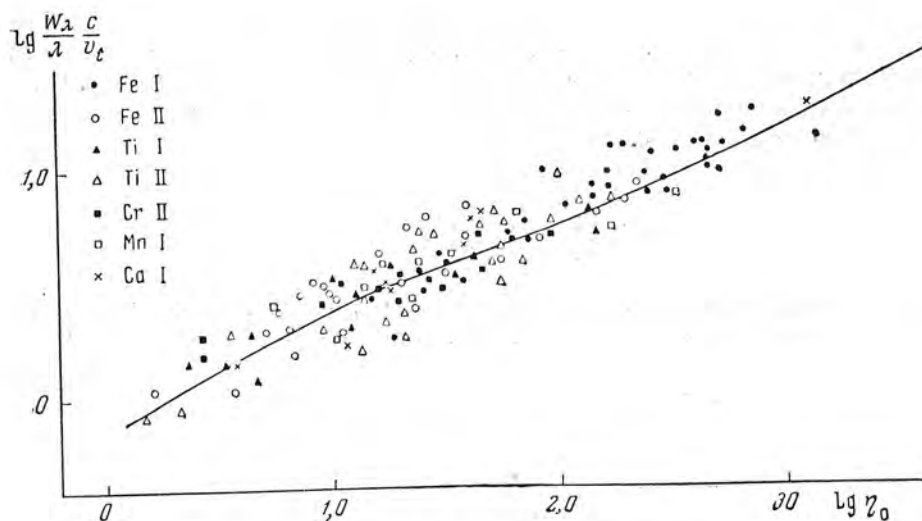
Фиг. 7. Кривая роста для HD 14214



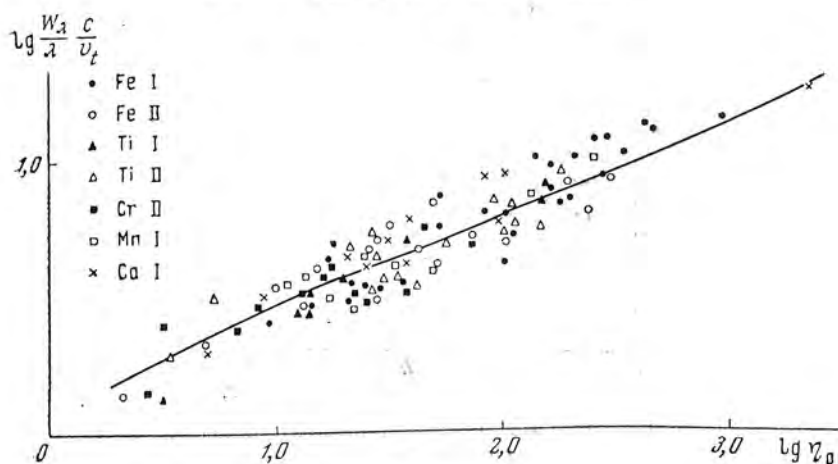
Фиг. 8. Кривая роста для HD 78154



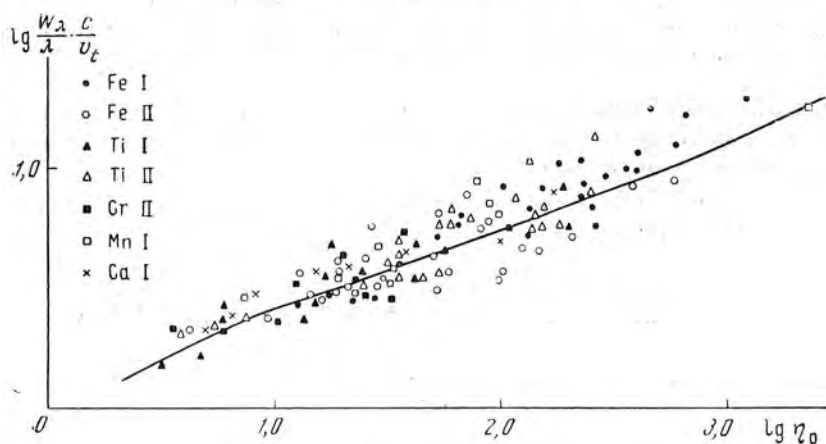
Фиг. 9. Кривая роста для ε Psc



Фиг. 10. Кривая роста для HD 5015



Фиг. 11. Кривая роста для 19 Dra



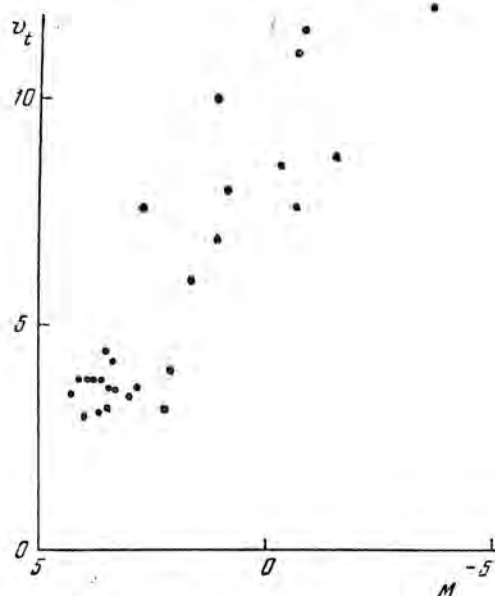
Фиг. 12. Кривая роста для 36 UMa

скоростей в атмосферах звезд. Для того чтобы судить о степени неоднородности звездных атмосфер, необходимо знать, к каким слоям в них относятся результаты, полученные по различным атомам и ионам. С этой целью был рассмотрен вопрос об эффективных уровнях образования линий в атмосфере звезды.

Согласно Пеккеру [11], эквивалентная ширина линии равна

$$W = \int_0^{\infty} \frac{\sigma}{\kappa} G(\tau) \phi(\tau) d\tau, \quad (2)$$

где σ — коэффициент поглощения в линии, κ — коэффициент непрерывного поглощения, $G(\tau)$ — весовая функция, которая зависит только от



Фиг. 13. Связь средней турбулентной скорости со светимостью звезд

модели атмосферы, $\psi(\tau)$ — функция насыщения, зависящая от величины эквивалентной ширины и от принятой модели атмосферы. Коэффициент поглощения в линии можно написать в виде $\sigma_0 n_i$, где σ_0 — коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 атом, n_i — число атомов на i -м уровне в 1 см³.

4. В атмосферах F-звезд подавляющее большинство атомов металлов находится, как будет видно ниже, в однажды ионизованном состоянии. Поэтому можно написать с достаточной степенью точности $n = n^+$. В этом случае число нейтральных атомов на i -м уровне, согласно формулам Больцмана и Саха, будет равно

$$n_i = n \frac{g_i}{u^-} \cdot \frac{P_e h^3}{2 (2\pi m_e)^{3/2} (kT_u)^{3/2}} e^{\frac{\chi_{ii} - \epsilon_i}{kT}} = \varphi[P_e(\tau), T(\tau)] e^{\frac{\chi_{ii} - \epsilon_i}{kT_u}}, \quad (3)$$

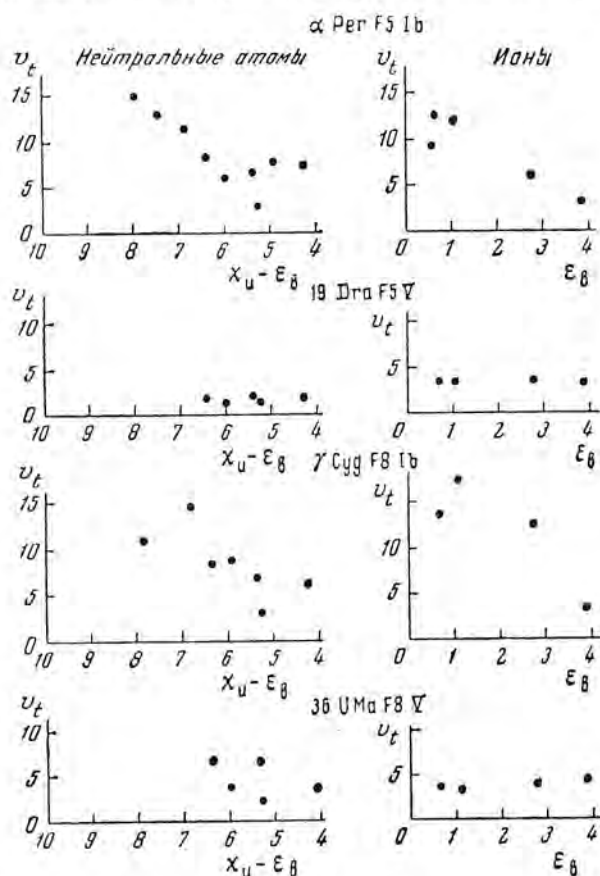
а число ионизованных атомов на j -м уровне будет

$$n_j^+ = n \frac{g_j^+}{u_0^+} e^{-\frac{\epsilon_j}{kT_u}}. \quad (4)$$

Доля, вносимая в образование линии поглощения нейтральными атомами слоем атмосферы от τ до $\tau + \Delta\tau$, будет равна, согласно равенствам (2) и (3),

$$\Delta W = \frac{\sigma_0}{\kappa} \varphi [P_e(\tau), T(\tau)] e^{\frac{\chi_n - \epsilon_i}{kT_n}} G(\tau) \psi(\tau) \Delta\tau. \quad (5)$$

Из этой формулы видно, что если допустить, что линии металлов имеют одинаковую интенсивность, то для одной и той же принятой модели



Фиг. 14. Изменение турбулентной скорости, определенной по линиям с различными потенциалами возбуждения для звезд разной светимости

различия в эффективных уровнях образования линий нейтральных атомов будут зависеть от параметра $\chi_n - \epsilon_b$. Иными словами, для рассматриваемых атмосфер более правильным индикатором глубины образования линий нейтральных металлов будет не потенциал возбуждения ϵ_b , а разность потенциалов ионизации и возбуждения $\chi_n - \epsilon_b$.

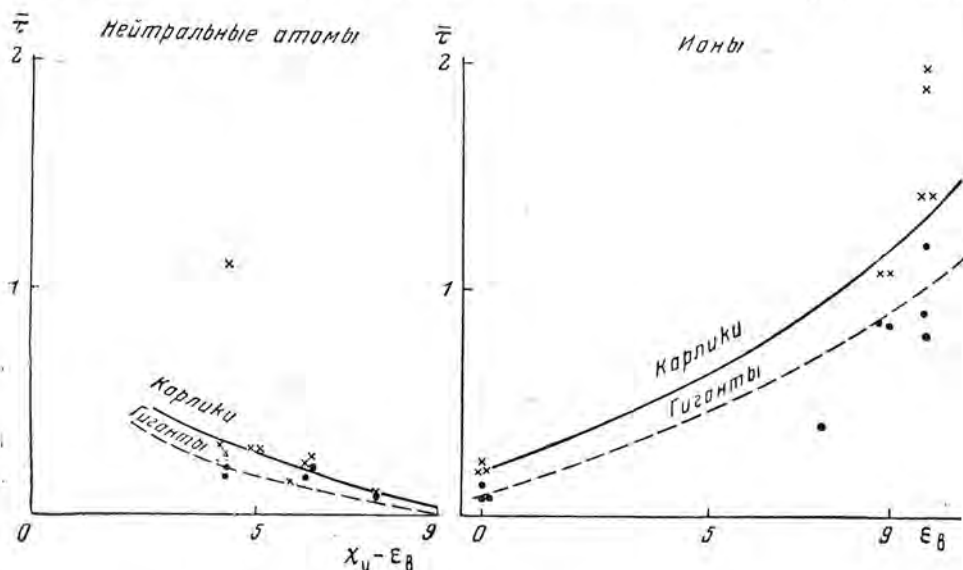
Аналогичное рассмотрение показывает, что различия в эффективных уровнях образования линий ионизованных атомов зависят только от потенциала возбуждения ϵ_b^+ .

Сравнение полученных значений турбулентных скоростей с величиной $\chi_n - \epsilon_b$ для нейтральных атомов и с величиной потенциала возбуждения ϵ_b для ионов показало, что турбулентная скорость для нейтральных атомов растет с увеличением $\chi_n - \epsilon_b$ в звездах-сверхгигантах и остается постоянной для звезд-карликов в пределах точности определений.

Турбулентная скорость для ионов растет с уменьшением потенциала возбуждения ϵ_v в звездах-сверхгигантах и остается почти неизменной в звездах-карликах.

Графически это сравнение представлено на фиг. 14 для двух сверхгигантов α Per и γ Cyg и двух звезд-карликов—19 Dra и 36 UMa — спектральных классов F5 — F8.

Представлялось интересным связать величины турбулентной скорости, полученные по линиям с различными потенциалами возбуждения для



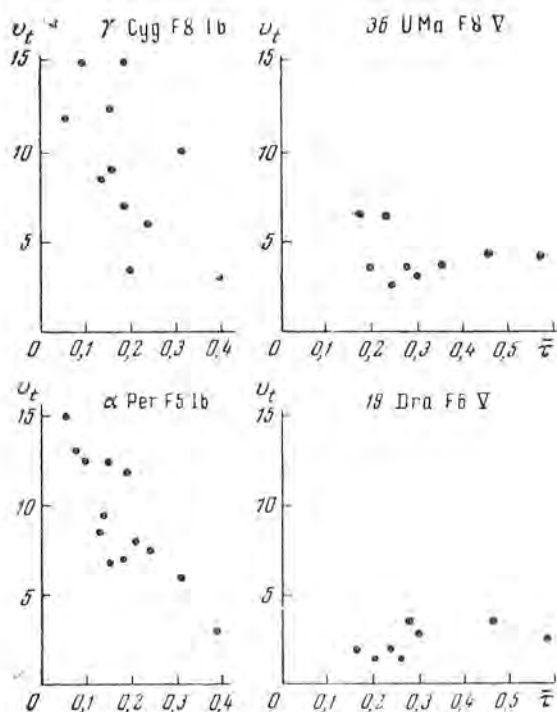
Фиг. 15. Связь эффективной оптической глубины с потенциалом возбуждения линии, построенная по данным де Ягера [12]

нейтральных атомов и ионов, с оптическими глубинами в атмосферах звезд. Для этого мы воспользовались работой де Ягера и Невена [12], в которой авторы вычислили эффективные уровни образования некоторых линий. На основании этих данных были построены зависимости эффективной глубины образования линии от величины $\chi_u - \epsilon_v$ для нейтральных атомов и от потенциала возбуждения ϵ_v для ионов. Эти зависимости показаны на фиг. 15.

Нужно отметить, что указанные зависимости носят только качественный характер, так как эффективная глубина образования линии, кроме параметров $\chi_u - \epsilon_v$ и ϵ_v , зависит еще от интенсивности линии (см. пункт 5). При проведении средних кривых на фиг. 15 из-за недостаточного числа точек мы не смогли провести отдельные кривые для линий разной интенсивности и провели одну, среднюю. Кроме того, модели [12] рассчитаны приближенным методом. Все это может несколько изменить в деталях полученные зависимости фиг. 15, но качественная картина не изменится: $\bar{\tau}$ растет с ростом ϵ_v и уменьшением $\chi_u - \epsilon_v$, и линии ионов в среднем образуются несколько глубже, чем линии нейтральных атомов. Такие зависимости были проведены отдельно для звезд-гигантов ($g = 2$) и звезд-карликов ($g = 5$). Таким образом, используя фиг. 15, удалось объединить в одну зависимость турбулентные скорости, полученные по нейтральным атомам и ионам, и рассмотреть их в соответствии с оптической глубиной $\bar{\tau}$ атмосферы звезды.

Изменение турбулентной скорости с оптической глубиной в атмосферах звезд разной светимости приведено на фиг. 16.

Из этого графика видно, что величина турбулентной скорости для сверхгигантов довольно быстро растет при приближении к поверхностным слоям атмосферы. В среднем при изменении оптической глубины от 0,45 до 0,1 турбулентная скорость увеличивается на 10 км/сек. Аналогичный результат для сверхгигантов более ранних спектральных типов получен в работе [13]. Райт [10] по спектрограммам с большой дисперсией получил изменение турбулентной скорости с потенциалом возбуждения по линиям железа Fe I для сверхгиганта α Per, которое лежит в тех же пределах.



Фиг. 16. Изменение турбулентной скорости с оптической глубиной для звезд разной светимости

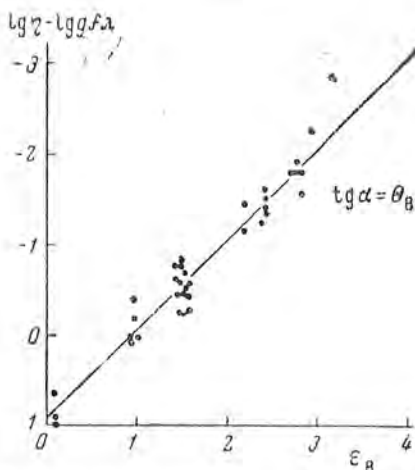
В атмосферах карликов, как видно из фиг. 16, изменение величины турбулентной скорости с оптической глубиной настолько незначительно, что можно считать, что она остается постоянной в пределах ошибок определений. С другой стороны, в работе Унно [14], посвященной турбулентным движениям в солнечной фотосфере, установлено, что турбулентная скорость растет вглубь атмосферы. Все это дает основание предполагать, что увеличение турбулентной скорости при приближении к поверхности атмосферы свойственно только атмосферам звезд-сверхгигантов. Такое изменение у звезд-карликов отсутствует. Очень быстрое увеличение турбулентной скорости к поверхности атмосфер сверхгигантов, возможно, является результатом выхода конвективной зоны ближе к поверхности в звездах-сверхгигантах, чем в звездах-карликах, так как, согласно де Ягеру и Новелу [12], верхняя граница конвективной зоны для гигантов залегает при оптической толще $\tau = 0,60$, в то время как для карликов — при $\tau = 0,80-0,90$.

5. Далее был рассмотрен вопрос о температурах. Температура возбуждения в данной работе определялась следующим образом. По вели-

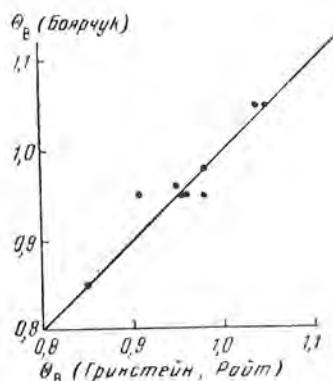
чине $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda}$ из кривой роста находим величину

$$\lg \eta = \lg \frac{\pi^{1/2} e^2}{m_e c v_l k_\lambda} N_i / \lambda. \quad (6)$$

Затем образуем разности $\lg \eta - \lg gf/\lambda$, которые равны величине $\lg N_i$ с точностью до постоянного слагаемого. Строим зависимость величины $\lg \eta - \lg gf/\lambda$ от потенциала возбуждения ϵ_v . Угол наклона этой зависимости и дает нам величину $\theta_v = \frac{5040}{T_v}$. Многочисленные определения



Фиг. 17. Определение температуры возбуждения по линиям Fe I для звезды HD 5015



Фиг. 18. Сравнение температур возбуждения $\left(\theta_v = \frac{5040}{T_v}\right)$, полученных по нейтральным атомам и для различных сил осцилляторов

температуры возбуждения в атмосферах Солнца и звезд показали, что эта температура всегда ниже эффективной [15]. Более того, как мы увидим ниже, величины температур возбуждения, определенные по линиям различных элементов, не равны между собой. По-видимому, это отклонение вызывается неоднородным строением атмосфер звезд. Можно предположить, что из рассмотрения отклонений T_v от T_v можно сделать некоторые заключения относительно строения атмосфер звезд. С этой целью были рассмотрены подробнее возможные причины, приводящие к отклонению T_v от T_v . По-видимому, здесь основным является тот факт, что линии, по которым определяется температура возбуждения, образуются в более внешних слоях ($\bar{\tau} = 0,25$), чем уровень, характеризующий эффективную температуру ($\bar{\tau} = 0,75$). Это приведет к тому, что температуры возбуждения будут ниже эффективных.

Другим обстоятельством, влияющим на определение температуры возбуждения, оказывается то, что линии, имеющие различный потенциал возбуждения, возникают на различных оптических глубинах. Это должно привести к тому, что вместо прямой линии на фиг. 17 мы имели бы кривую. Однако эффективная глубина образования линии зависит и от интенсивности линии, а также от погрешности в определении величин $\lg \eta - \lg gf/\lambda$, что создает известную дисперсию на графиках, подобных фиг. 17. Эта дисперсия сильно затрудняет обнаружение существования систематического отклонения положения точек от прямой. Чаще всего в таких случаях проводится прямая под углом, тангенс которого характеризует тем-

пературу возбуждения, соответствующую среднему положению потенциала возбуждения.

Третьей причиной, искажающей находимую величину температуры возбуждения, является изменение турбулентной скорости с глубиной. По оси ординат мы откладывали величину

$$\lg \eta - \lg g/\lambda = \lg \frac{N_i}{g_i} - \lg v_t + \text{const}, \quad (7)$$

предполагая, что величина v_t постоянна во всей рассматриваемой толще атмосферы. Если v_t меняется с глубиной, то вследствие зависимости эффективного уровня образования линии от потенциала возбуждения это изменение приведет к изменению в величине $\lg \frac{N_i}{g_i}$ и тем самым исказит температуру возбуждения. Этот эффект можно учесть, если известна зависимость турбулентной скорости от τ .

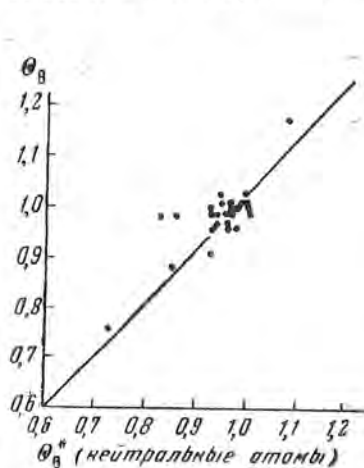
Наконец, четвертая причина неточности определения температуры возбуждения обусловлена ошибками в принятых значениях сил осцилляторов. Любая ошибка в этих значениях, которая систематически меняется с изменением потенциала возбуждения, войдет с обратным знаком в величину $\theta_v = \frac{5040}{T_v}$.

При построении кривых роста нами использовались силы осцилляторов из списка [7]. Нужно отметить, что эти значения отягощены некоторыми погрешностями. Например, при составлении этого списка температура принималась одной и той же для нейтральных атомов и для ионов. Однако в нашем случае (для поздних F-звезд) эта погрешность оказалась незначительной, так как наблюдаемые линии имеют небольшие потенциалы возбуждения и ионизации. Это подтверждается следующим сравнением. Было проведено определение температур возбуждения по эквивалентным ширинам линий Fe I для звезд, сфотографированных с большой дисперсией — 2 Å/мм [16, 17], но используя силы осцилляторов из списка [7]. Сравнение этих температур с температурами, полученными Дж. Гринстейном и К. Райтом, и, следовательно, с температурами, полученными при использовании других сил осцилляторов, представлено на фиг. 18. Рассмотрение фиг. 18 показывает, что температуры, полученные по нейтральным атомам, хорошо согласуются с температурами, полученными Дж. Гринстейном и К. Райтом [16, 17] для этих же звезд, к тому же силы осцилляторов для нейтральных атомов, используемые нами, хорошо согласуются с лабораторными определениями. Поэтому температуру возбуждения, определенную по нейтральным атомам, мы считаем свободной от ошибок, которые вызывались бы неточными значениями сил осцилляторов. В температуры возбуждения, определенные по ионизованным атомам, эта погрешность войдет. Поэтому, учитывая все вышесказанное, температуру возбуждения мы можем рассматривать лишь как приближенный параметр, устанавливающий распределение атомов по состояниям.

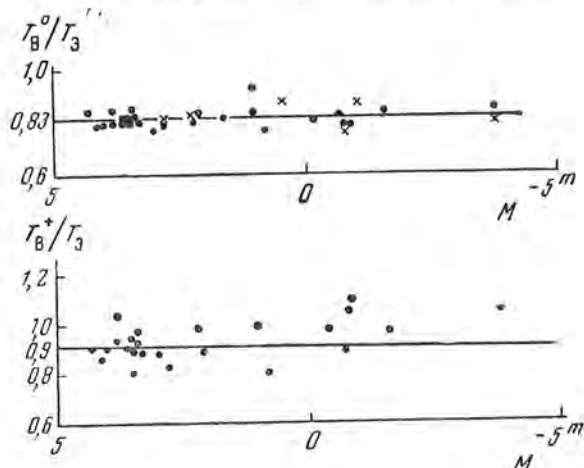
Попутно отметим, что указанные ошибки, кроме ошибок в силах осцилляторов, не будут влиять на получаемое обилие элементов, если для перехода к числу атомов на первый уровень использовать температуру возбуждения, определенную для каждого элемента.

Как уже было сказано выше, кривые роста были построены методом, предполагающим задание некоторого предварительного значения температуры возбуждения T_v . Эти величины были получены следующим образом. По спектральному классу и классу светимости оценивалась эффективная температура, а по ней — температура возбуждения, согласно эмпирическому соотношению $T_\phi : T_R : T_v = 1 : 0,89 : 0,82$ [15]. Значения

эффективных температур и предварительных температур возбуждения приведены в табл. 3, в столбцах 4 и 5, соответственно. Это соотношение было составлено по ряду работ, в которых были изучены звезды с большой дисперсией и температуры возбуждения были найдены по нейтральным атомам, поскольку пока еще нет достаточно больших списков определений сил осцилляторов для ионов. Окончательные температуры возбуждения были получены при анализе кривых роста. Они оказались несколько ниже эффективных температур, по всей видимости по причинам



Фиг. 19. Сравнение температур возбуждения, полученных из кривой роста (ось абсцисс), с температурами возбуждения, вычисленных согласно соотношению [15]



Фиг. 20. Зависимость отношения температур возбуждения к эффективным температурам от светимости

уже описанным. Данные об этих температурах приведены в табл. 3, в столбцах 6 и 7. В столбце 6¹ приведены величины $\frac{5040}{T_v^0} = \theta_v^0$, где T_v^0 — средняя температура возбуждения, полученная по нейтральным атомам железа, кальция, марганца и титана; в столбце 7 — величина $\frac{5040}{T_v^+} = \theta_v^+$, где T_v^+ — средняя температура возбуждения, полученная по ионам титана, ванадия, хрома. Усреднение значений температур возбуждения, определенных по различным атомам, было проведено с соответствующими весами, которые придавались в зависимости от числа используемых линий и диапазона потенциалов возбуждения. Значения весов колебались от 1 до 5. Полученные из анализа кривых роста температуры возбуждения хорошо согласуются с температурами возбуждения, вычисленными из соотношения [15] (фиг. 19). При этом мы должны были использовать температуру возбуждения именно для нейтральных атомов, так как соотношение $T_v^0 = 0,82 T_v$ было получено для температур, определенных по нейтральным атомам.

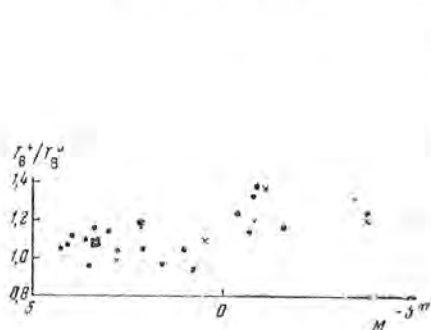
На фиг. 20 приведены зависимости отношения средней температуры возбуждения, определенной по нейтральным атомам, к эффективной температуре, а также отношения температуры возбуждения, определенной для ионизованных атомов, к эффективной температуре, от светимости изученных звезд. Из этого графика видно, что отношение температур не зависит от светимости звезд и, согласно фиг. 20, можно получить $T_v^0 = 0,83 T_v$ и $T_v^+ = 0,90 T_v$. Первое соотношение почти в точности совпадает с ранее принятым. Второе соотношение показывает, что температу-

ры, полученные по ионизованным атомам, выше, чем температуры, полученные по нейтральным атомам.

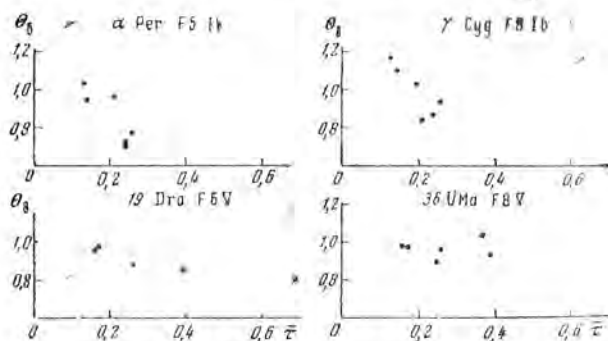
Другая же часть соотношения [15] $T_{ii} = 0,89 T_a$ также хорошо согласуется с результатами наблюдений. Линии нейтральных атомов наблюдаемых элементов в атмосферах изучаемых звезд относятся в среднем к оптической глубине $\bar{\tau} = 0,25$. Используя это, мы подсчитали температуру слоя, где возникают линии по известной формуле

$$T^4 = \frac{T_a^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (8)$$

Полученную таким образом температуру мы можем рассматривать как некоторое приближение ионизационной температуры. Она получилась



Фиг. 21. Зависимость отношения температуры возбуждения, определенной по ионам, и температуры возбуждения, определенной по нейтральным атомам, от светимости звезд



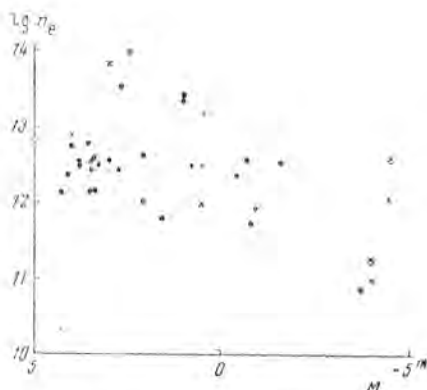
Фиг. 22. Изменение температуры возбуждения с оптической глубиной в атмосферах звезд разной светимости

равной $T_{ii} = 0,91 T_a$. Это соотношение оказывается очень близким к соотношению [15]. Так вычисленные температуры ионизации помещены в табл. 3, столбец 8.

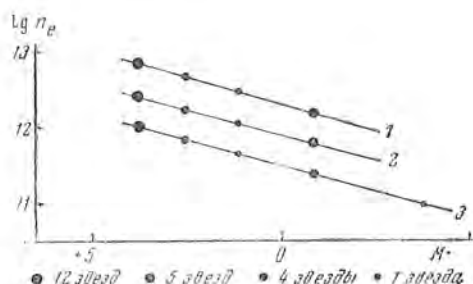
Таким образом, видно, что для звезд, рассмотренных в данной работе, соотношение [15] дает хорошее согласие с наблюдениями. Температуры возбуждения для ионов оказались более высокими, чем для нейтральных атомов, и эту разницу нельзя отнести только за счет погрешностей в силах осцилляторов. Нужно также отметить, что у сверхгигантов эта разница несколько больше, чем у звезд главной последовательности. Это можно видеть на фиг. 21, где по оси абсцисс отложены светимости звезд, а по оси ординат — отношение температуры возбуждения для ионов к температуре возбуждения для нейтральных атомов. Крестиками проставлены эти же отношения температур, изученных с большой дисперсией [16, 17]. Имея температуры возбуждения, полученные для различных элементов, нейтральных атомов и ионов (а значит и для разных потенциалов ионизации и возбуждения), мы рассмотрели изменения этих температур с оптической глубиной в атмосфере звезды. Это было сделано тем же методом, как и при рассмотрении турбулентных скоростей. На фиг. 22 приведены графики, показывающие изменение температуры возбуждения $\left(\frac{5040}{T_b} = \theta_0 \right.$ — ось ординат)

с оптической глубиной ($\bar{\tau}$), для звезд спектрального класса F5 светимости Ib и V и спектрального класса F8 светимости Ib и V. Из этих графиков видно, что температура возбуждения увеличивается с

глубиной в атмосферах звезд, но это изменение различно для сверхгигантов и карликов. Так, в среднем для сверхгигантов при изменении оптической глубины τ от 0,1 до 0,5 температура меняется на $1500-1000^\circ\text{C}$, а для карликов в этом же диапазоне τ температура возбуждения меняется значительно меньше, примерно на $500-200^\circ\text{C}$ (последнее число лежит в пределах точности определений). Изменение температуры с глубиной в атмосферах звезд-карликов хорошо согласуется с результатами расчетов де Ягера и



Фиг. 23. Зависимость электронной плотности от светимости звезд



Фиг. 24. Ход средних электронных плотностей со светимостью звезд для разных температур ионизации

1 — $T_{\text{и}} = 6000^\circ$; 2 — $T_{\text{и}} = 5500^\circ$; 3 — $T_{\text{и}} = 5000^\circ$

Неведа [12]. Столь большое изменение температуры с глубиной, полученное для сверхгигантов (1500°C), трудно считать полностью реальным. По всей видимости, здесь частично сказывается эффект изменения турбулентной скорости, который у гигантов значительно больше, чем у карликов.

6. Знание чисел атомов в нейтральном и ионизованном состояниях одного и того же элемента ионизационной температуры дает возможность определить по формуле Саха электронную плотность. Такие определения для всех звезд были сделаны по хрому и железу. Среднее взвешенное значение $\lg n_e$ дано в столбце 9 табл. 3. На фиг. 23 показана зависимость величины $\lg n_e$ от абсолютной величины звезды. Точками отмечены $\lg n_e$ из табл. 3 и из [4, 5], а крестиками — взятые из других работ [18]. Фиг. 23 показывает, что звезды большей светимости имеют меньшие электронные плотности. Чтобы рассмотреть изменение электронной плотности со светимостью для разных температур, все значения $\lg n_e$ из фиг. 23 были разбиты на четыре группы по светимости звезд. Для каждой группы были построены отдельные зависимости электронной плотности от температуры, а по ним был получен средний ход электронных плотностей со светимостью для трех температур: $T = 5000, 5500$ и 6000° . Эти данные приведены на фиг. 24.

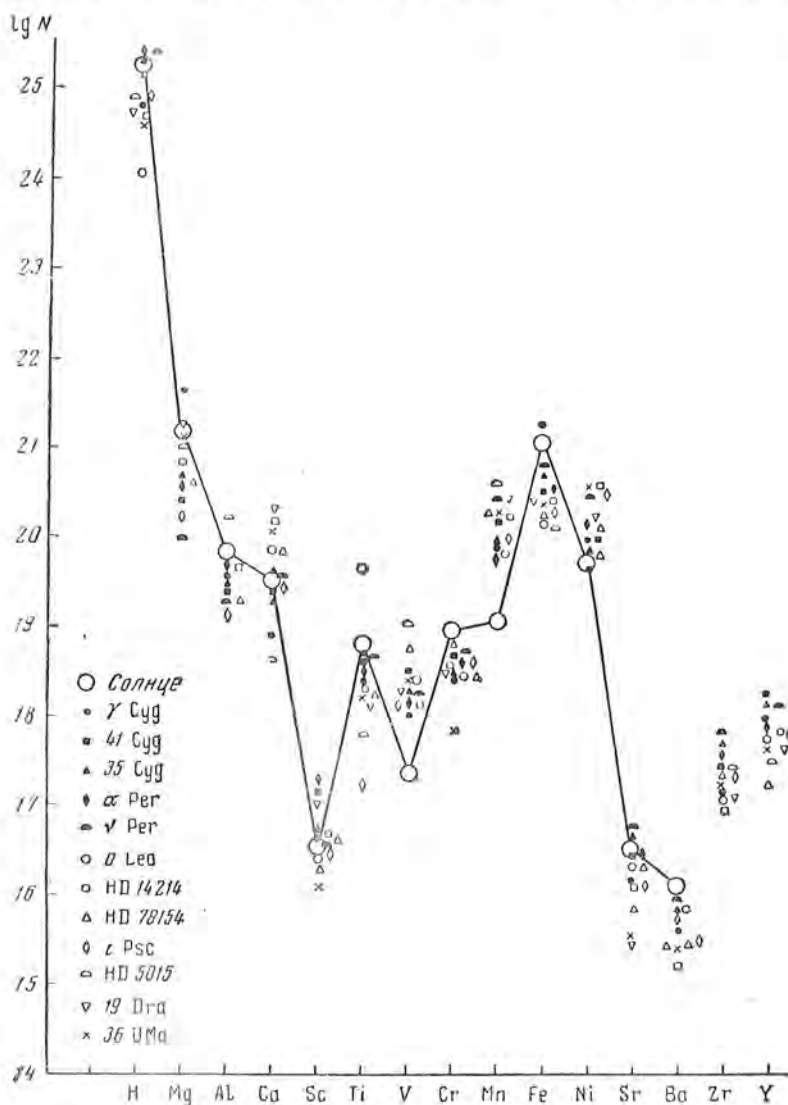
7. Полученные средние значения электронной плотности позволили рассчитать коэффициент непрерывного поглощения k_λ . Значения коэффициента, рассчитанные на 1 г нейтрального водорода, приведены в табл. 3, столбец 10. Эти данные позволили нам подсчитать обилие всех элементов, наблюдающихся в изучаемых звездах. В атмосферах звезд, рассматриваемых в данной работе, атомы находятся в основном в однажды ионизованном состоянии. Остальные степени ионизации практически отсутствуют. Было вычислено обилие элементов Mg, Al, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Sr, Ba, Zr, Y. Оно представлено в табл. 4, в которой приведены для каждой звезды и каждого элемента полученные из наблюдений логарифмы чисел

Таблица 4

Элемент	γ Cyg	δ Cyg	β Cyg	α Per	ν Per	ϵ Leo	HD 14214	HD 78154	ι Psc	HD 5015	θ Dra	β UMa
Mg I	17,68	16,31	16,47	16,14	16,73	16,50	16,99	17,03	16,63	17,68	17,74	17,70
Mg	19,47	18,71	18,92	18,80	12,10	18,92	19,69	19,36	18,92	19,73	20,03	19,96
Al I	15,90	14,90	14,68	14,69	14,65		15,35	15,26	15,18	16,39		
Al	17,28	17,66	17,59	17,82	17,43		18,42	17,97	17,85	19,16		
Ca I	14,94	14,92	14,94	14,68	14,57	15,85	15,04	15,02	15,29	15,01	15,41	15,49
Ca II	17,90	17,88	17,77	17,96	17,95	19,45			18,35	17,61		
Ca	17,90	17,88	17,77	17,96	17,95	19,45	17,90	18,71	18,35	17,61	19,06	19,03
Sc II	15,60	15,66	15,14	15,59	14,94	16,13	15,72	15,61	15,43	15,25	15,96	15,27
Sc	15,60	15,66	15,14	15,59	14,94	16,13	15,72	15,61	15,43	15,25	15,96	15,27
Ti I	15,21	15,14	15,06	14,89	15,34	16,13	15,48	15,69	15,53	15,59	15,42	15,74
Ti II	17,37	17,11	17,09	16,80	17,02	17,80	17,33	17,29	17,16	16,78	17,09	17,40
Ti	17,37	17,11	17,09	16,80	17,02	17,80	17,33	17,29	17,16	16,78	17,09	17,40
V I	13,59	14,49	14,37	14,36	14,79	15,45	14,64	14,89	14,93	14,48	15,00	15,39
V II	16,99	16,91	16,80	16,61	16,72	18,13	17,23	17,77	17,07	18,01	17,20	17,62
V	16,99	16,91	16,80	16,61	16,72	18,13	17,23	17,77	17,07	18,01	17,20	17,62
Cr I	14,66	14,93	14,89	14,74	14,88	15,84	14,81	14,58	16,57	15,39	14,11	15,73
Cr II	17,34	17,19	16,88	16,90	16,98	18,15	17,70	17,78	17,51	17,56	17,51	17,01
Cr	17,34	17,19	16,88	16,90	16,98	18,15	17,70	17,78	17,51	17,56	17,51	17,01
Mn I	15,10	15,22	15,28	15,29	15,34	16,50	15,42	15,56	15,32	15,52	15,46	15,57
Mn	16,91	17,62	17,67	17,68	17,65	18,84	18,40	17,87	17,60	17,57	17,74	17,64
Fe I	17,12	17,00	16,96	16,28	17,04	17,74	17,14	17,25	17,18	17,50	17,32	17,64
Fe II	17,54	19,08	19,11	18,85	19,11	19,84	19,52	19,27	19,26	19,15	19,30	19,53
Fe	17,54	19,08	19,11	18,85	19,11	19,84	19,52	19,27	19,26	19,15	19,30	19,53
Ni I	17,56	17,32	17,74	16,91	18,10	18,00	17,90	17,76	17,72	18,44	18,00	18,29
Ni II	18,95	18,42	18,15	18,55	18,78	19,33	18,99	18,72	19,44	18,92	19,15	19,75
Ni	18,95	18,42	18,15	18,55	18,78	19,33	18,99	18,72	19,44	18,92	19,15	19,75
Sr I	12,05		11,80	12,25	11,59	12,62	11,34	11,74	11,45	12,90	12,38	13,12
Sr II	15,15	14,95	15,08	14,83	15,10	16,09	15,17	14,81	14,98	15,25	14,35	14,53
Sr	15,15	14,95	15,08	14,83	15,10	16,09	15,17	14,81	14,98	15,25	14,35	14,53
Ba II	14,57	14,04	14,28	14,14	14,33	15,57	14,25	14,43	14,39	14,39	13,30	14,57
Ba	14,57	14,04	14,28	14,14	14,33	15,57	14,25	14,43	14,39	14,39	13,30	14,57
Zr II	16,12	15,97	16,09	15,95	16,21	16,80	16,06	16,36	16,27	16,40	15,95	16,37
Zr	16,12	15,97	16,09	15,95	16,21	16,80	16,06	16,36	16,27	16,40	15,95	16,37
Y II	16,97	16,74	16,60	16,27	16,55	17,41	16,87	16,26	16,73	16,46	16,55	16,82
Y	16,97	16,74	16,60	16,27	16,55	17,41	16,87	16,26	16,73	16,46	16,55	16,82

атомов элемента: в нейтральном состоянии, в однажды ионизованном состоянии и полного числа атомов. Все приведенные числа рассчитаны на 1 г нейтральных атомов водорода, т. е. для водорода $\lg N_H = 23,78$. Для циркония и иттерия были использованы относительные силы осцилляторов, поэтому числа, приведенные в таблице для этих элементов, характеризуют содержание этих элементов с точностью до дополнительного множителя. Найденное содержание металлов для всех звезд, а также для Солнца нанесены на фиг. 25. Из рассмотрения этого графика видно, что содержание металлов для звезд не плохо согласуется с содержанием для Солнца. В содержании металлов для изученных звезд значительных различий не наблюдается. Сравнение содержания углерода в данной работе было оценено только качественно, путем сравнения эквивалентных ширины молекулярных полос CN в звездах разной светимости.

На фиг. 26 из регистрограмм для звезд спектрального класса F5 — F8 видно, что интенсивность молекулярных полос CN возрастает при переходе от звезд большей светимости к звездам с меньшей светимостью. Отсутствие полосы CN в звездах-сверхгигантах говорит о том, что там слишком низкие электронные плотности для образования молекул.



Фиг. 25. Сравнение среднего относительного химического содержания для звезд и Солнца

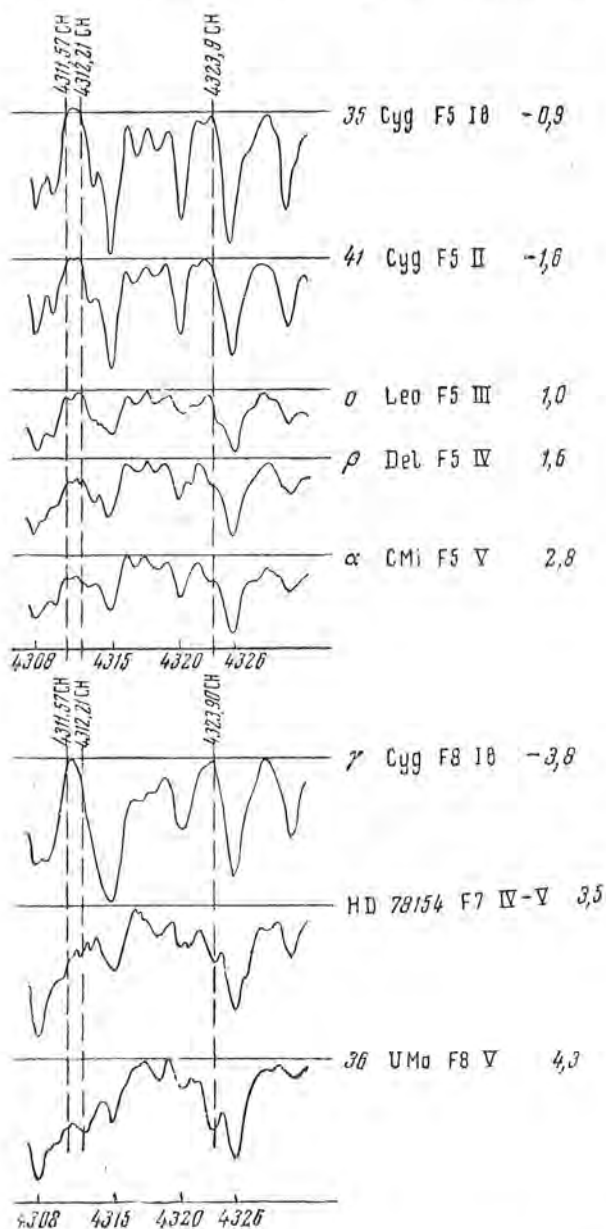
Возможно, здесь также сказывается различное содержание углерода в звездах-сверхгигантах и карликах одного и того же спектрального класса. Однако это предположение требует дальнейшего исследования.

Все изложенное выше приводит нас к заключению, что существуют большие различия в строении атмосфер звезд спектральных классов F5 — F8 при переходе от звезд малой светимости к звездам большой светимости.

1. В звездах-сверхгигантах турбулентные скорости в атмосферах меняются с оптической глубиной и растут к поверхности. При изменении

$\bar{\tau}$ от 0,45 до 0,1 v_t меняется в среднем на 6—10 км/сек. В атмосферах звезд-карликов турбулентные скорости остаются практически постоянными.

2. Температуры возбуждения в атмосферах звезд-сверхгигантов очень быстро растут вглубь, увеличиваясь при изменении на 1500—1000° С.



Фиг. 26. Сравнение интенсивности молекулярных полос CN в звездах разной светимости

В атмосферах звезд-карликов температуры также растут вглубь, но значительно медленнее. При изменении $\bar{\tau}$ от 0,10 до 0,60 температуры возбуждения увеличиваются всего лишь на 500° С. Частично такое отличие связано с методикой определения температуры возбуждения, и является отражением различной зависимости турбулентной скорости v_t с оптической глубиной в атмосферах гигантов и карликов.

3. Для звезд-сверхгигантов, т. е. для звезд большей светимости, средние электронные плотности оказываются меньшими, чем для звезд карликов — звезд меньшей светимости.

4. Среднее химическое содержание металлов, найденное для сверхгигантов и карликов, не имеет существенных различий. Интенсивность полос СН меняется очень сильно при переходе от гигантов к карликам. У гигантов эти полосы практически отсутствуют, а у карликов довольно сильны. Это, по-видимому, связано с менее плотными и более протяженными атмосферами в звездах-сверхгигантах по сравнению с атмосферами звезд-карликов.

В заключение приношу благодарность Т. М. Барташ за помощь в обработке наблюдательного материала.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. М. Е. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., **24**, 115, 1960.
2. М. Е. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 287, 1960.
3. В. Б. Н и к о н о в и др. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 42, 1957.
4. N. R o m a n. *Astrophys. J. Suppl.*, **2**, 195, 1955.
5. D. M o r g a n. *Astrophys. J.*, **117**, N 3, 313, 1953.
6. Ch. M o o r e. *Contribs. Princeton Univ. Observ.*, N 20, 1945.
7. М. Е. Б о я р ч у к и А. А. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 234, 1959.
8. M. W r u b e l. *Astrophys. J.*, **109**, 66, 1949.
9. *Trans. Internat. Astron. Union*, **9**, 741, 1955.
10. K. O. W r i g h t, E. v a n D i e n. *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, **18**, N 1, 1, 1949.
11. J. C. P e c k e r. *Ann. Astrophys.*, **14**, 115, 1951.
12. C. de J a g e r, L. N e v e n. *Rech. Astron. Observ. Utrecht*, **13**, (4), 1957.
13. Т. С. Г а л к и н а и И. М. К о н ы л о в. *Наст. том*, стр. 35.
14. W. U n n o. *Astrophys. J.*, **129**, 375, 1959.
15. Э. Р. М у с т е л ь. *Звездные атмосферы. Физматгиз*, 1960.
16. K. O. W r i g h t. *Publ. Domin. Astron. Observ. Victoria*, **8**, N 1, 1949.
17. J. H. G r e e n s t e i n. *Astrophys. J.*, **107**, 151, 1948.
18. J. H. G r e e n s t e i n. *Stellar Atmospheres*. Univ. Chicago Press.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ АТМОСФЕРЫ СИРИУСА

I. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ
И ИХ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ В ОБЛАСТИ 3400—4800 Å

А. А. Боярчук

Даны эквивалентные ширины почти 500 линий и их отождествление в области 3400—4800 Å по спектрам, полученным на эшелловом спектрографе Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории (дисперсия 0,65 Å/мм).

A QUANTITATIVE ANALYSIS OF THE ATMOSPHERE OF SIRIUS. I. EQUIVALENT WIDTHS AND THE IDENTIFICATION OF SPECTRAL LINES IN THE REGION 3400—4800 Å, by A. A. Boyarchuk.— The equivalent widths of about 500 lines and their identification in the region 3400—4800 Å are given. The spectra (dispersion 0.65 Å/mm) were obtained with the echelle spectrograph of the solar tower telescope of the Crimean Astrophysical Observatory.

В последнее время появился ряд работ, в которых были построены модели атмосфер конкретных звезд [1—3]. Эти работы показали, что только исследование при помощи моделей может дать правильное представление о физических условиях в атмосфере звезд, о их химическом составе. Использование моделей особенно важно при определении содержания водорода и гелия для звезд типа А и более холодных. Применение обычных методов анализа при помощи кривой роста может дать в этом случае совершенно неверные результаты, отличающиеся от истинных на несколько порядков.

В указанных выше работах обычно рассматривалось семейство моделей для несколько различных значений эффективной температуры и ускорений силы тяжести. Затем выбирали ту модель, которая наилучшим образом удовлетворяла наблюдениям. Однако здесь имеются два параметра (эффективная температура и ускорение силы тяжести), и это обстоятельство приводит к тому, что выбор модели будет не вполне однозначен.

В случае Сириуса ускорение силы тяжести известно из наблюдений движения его спутника. Задача выбора модели упрощается, и определение эффективной температуры будет более уверенным. С этой точки зрения расчет моделей атмосфер для визуальных двойных звезд имеет большое значение.

Необходимость детального анализа атмосферы Сириуса вызывается еще и тем, что для Сириуса, как было показано Бонсаком [4], Воллестейном, Стоуном и Вильямсом [5], по-видимому, существуют аномалии в содержании легких элементов. Причину этих аномалий авторы видят в двойственности звезды. Нужно отметить, что теория эволюции двойных звезд еще не развита достаточно хорошо. Поэтому получение надежных данных о двойных звездах, особенно о химическом составе их атмосфер, в настоящее время весьма актуально. Настоящая работа посвящена количественному анализу атмосферы Сириуса. В первой ее части описан материал наблюдений, во второй будет произведен детальный анализ атмосферы с использованием неоднородной модели.

Наблюдения

В декабре 1959 г. были получены три спектрограммы Сириуса на эшелюном спектрографе Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории (БСТ) [6]. Данные о спектрограммах собраны в табл. 1.

Таблица 1

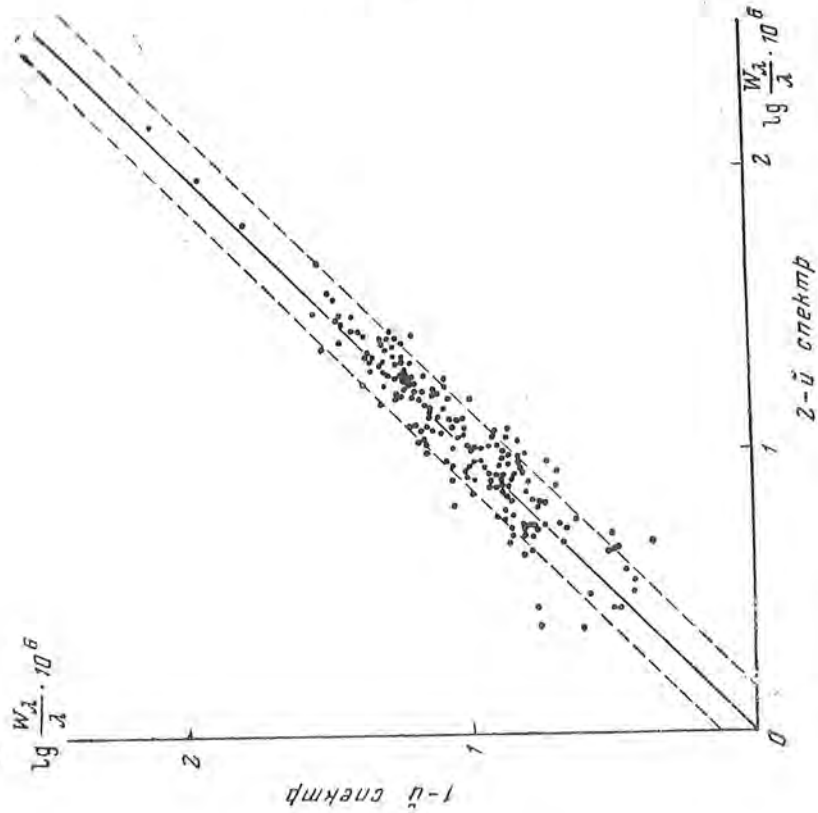
Номер спектра	Дата, 1959 г.	Время экспозиции	Ширина щели на пластинке, Å	Примечание
1	29.XI	3 ^h	0,06	Очень хорошая прозрачность Сквозь цирусы
2	1.XII	20 ^m	0,08	
3	3.XII	2 ^h	0,06	

Примечание. Спектр 1 несколько передержан в районе 3800—4800 Å (середина полосок), но имеет нормальную плотность для краев полосок и ультрафиолетовой области спектра. Спектры 2 и 3 имеют хорошую плотность для большей части изучаемого спектрального диапазона, за исключением далекого ультрафиолета.

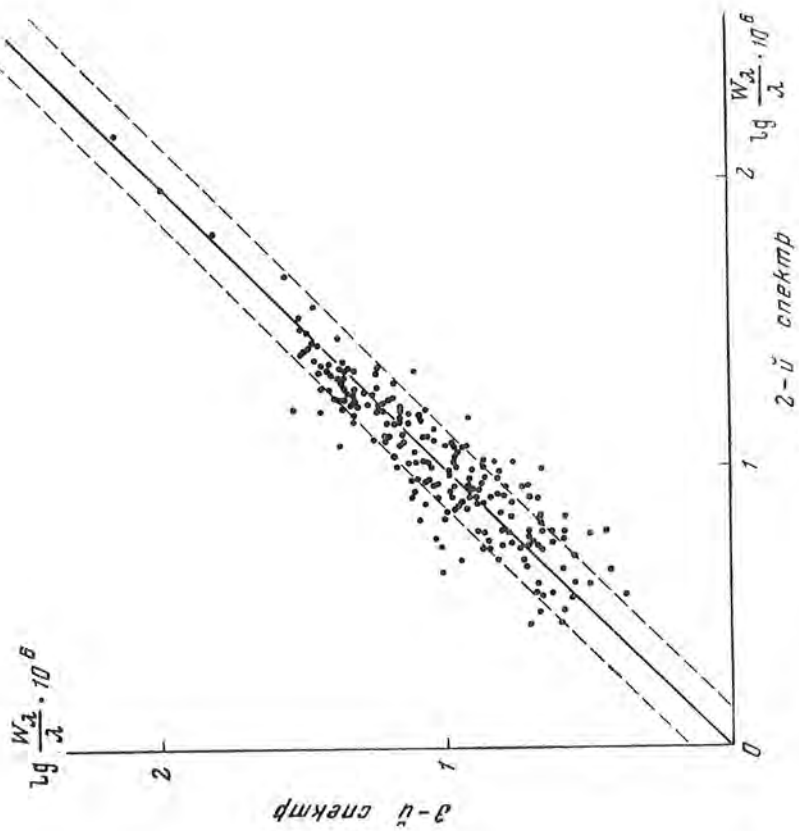
Эти спектрограммы охватывают спектральную область 3400—4800 Å и имеют дисперсию 0,8 Å/мм при $\lambda = 4800$ Å и 0,5 Å/мм при $\lambda = 3400$ Å. Полученные спектрограммы были прокалиброваны на спектрографе (ступенчатый ослабитель) и измерены на регистрирующем микрофотометре Молля. Эквивалентные ширины линий были определены по регистрограммам обычным путем. Результаты собраны в табл. 2. В первом столбце этой таблицы дана длина волны линии, во втором — элемент, которому принадлежит линия и номер мультиплета, в третьем — величина $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, где W_λ — средняя эквивалентная ширина, взятая по всем трем спектрам и, наконец, в четвертом — число независимых определений эквивалентной ширины линии. Вследствие того, что порядки эшелюного спектра частично перекрываются, для некоторых линий было возможно получить большее число независимых определений величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, чем число спектров, т. е. больше трех.

На фиг. 1 и 2 представлено сравнение величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, определенных по различным спектрам. Сплошная линия проведена под углом 45°, а штриховые линии проведены на расстоянии от биссектрисы, соответствующем отклонению на 15%. Легко видеть, что не существует систематических различий между эквивалентными ширинами, определенными по разным спектрам. Различия между двумя независимыми определениями эквивалентных ширин, превышающие 15%, сравнительно редки. Это позволяет надеяться, что средняя ошибка средней эквивалентной ширины не будет превышать 8% или 0,04 в величине $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$.

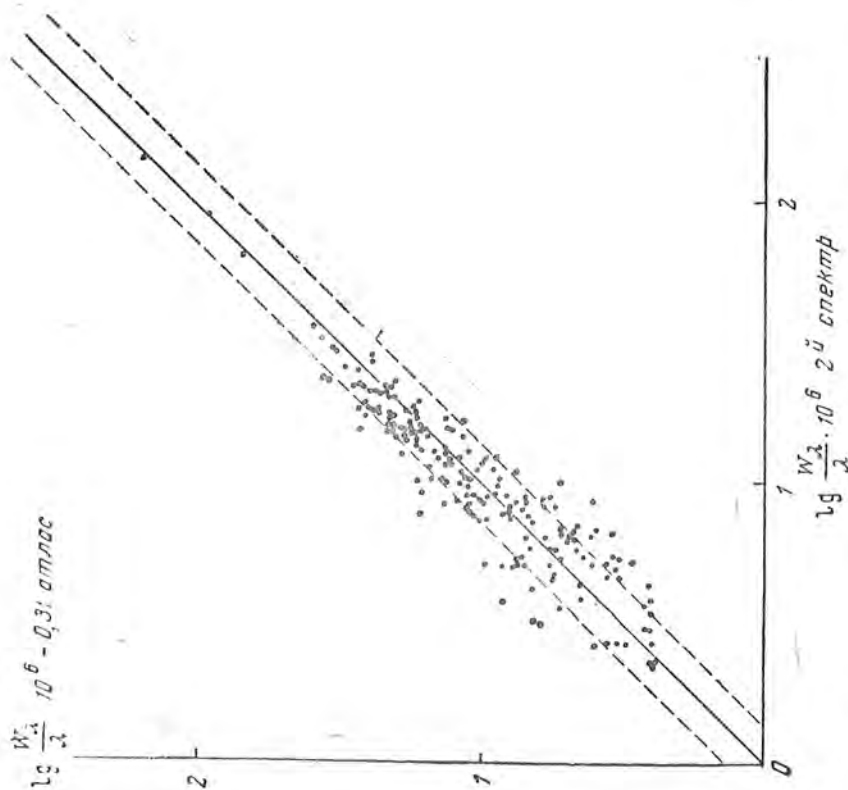
На фиг. 3 произведено сравнение эквивалентных ширин, определенных на основании спектра 2, с эквивалентными ширинами, определенными по фотометрическому атласу спектров Хильтнера и Вильямса [7]. Из фигуры видно, что случайные отклонения от биссектрисы примерно таковы, как и на предыдущих двух фигурах, но существует систематическое отличие: величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, определенные из атласа, на 0,34



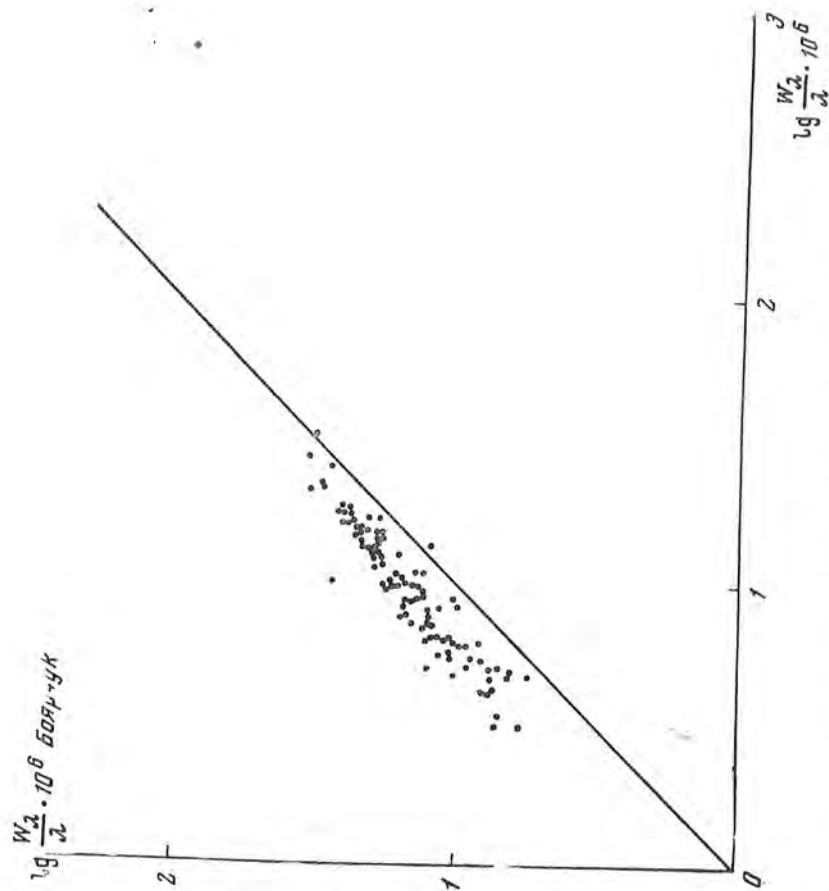
Фиг. 1. Сравнение величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для 1-го и 2-го спектров



Фиг. 2. Сравнение величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для 3-го и 2-го спектров



Фиг. 3. Сравнение величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ для 2-го спектра и атласа [7]



Фиг. 4. Сравнение величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, данных в табл. 2 и в работе [5]

больше, чем наши. Хунгер [2] и Грот [8] также отмечали, что эквивалентные ширины линии, определяемые по регистрограммам фотометрического атласа, завышены, по сравнению с другими определениями.

Фиг. 4 дает сравнение наших средних величин $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ с величинами $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$, опубликованными Воллерстейном, Стоун и Вильямсом [5]. Видно, что хотя разброс точек и небольшой, но существует систематическое различие, которое меняется в зависимости от величины $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$.

Отождествление линий

Полученные спектрограммы имеют большую дисперсию ($\sim 0,7 \text{ \AA/мм}$) и разрешение. Чтобы не вносить ошибок, мы проводили отождествление линий независимо, не основываясь на какой-либо работе по отождествлению линий в звездных спектрах.

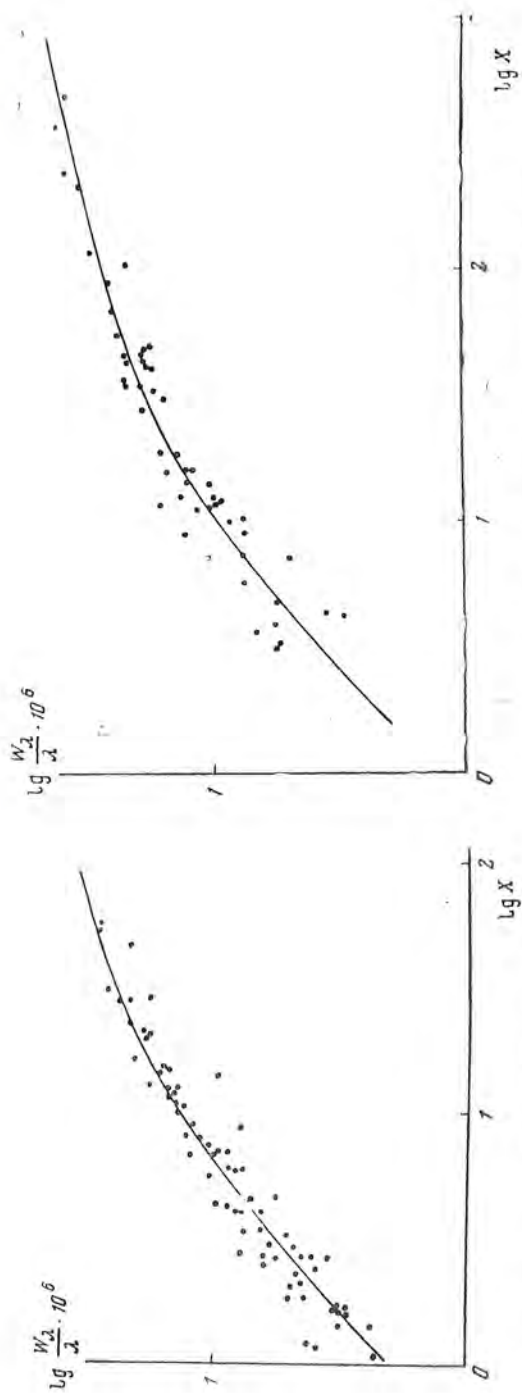
По регистрограмме мы имеем возможность определить длину волны линий с точностью $\pm 0,15 \text{ \AA}$. Эта точность ограничивается главным образом шириной линии. Из второй части таблицы мультиплетов Мур [9] были выписаны все линии, длины волн которых попадают в этот интервал $\Delta\lambda = 0,3 \text{ \AA}$, кроме таких линий, которые заведомо не могут наблюдаться в атмосфере Сириуса, например O II, N II и др. Затем все выписанные линии были сгруппированы по мультиплетам. Для каждого мультиплета или, где возможно, группы мультиплетов были построены кривые роста.

При построении были использованы лабораторные силы осцилляторов. В случае разрешенных переходов использовались также теоретические относительные интенсивности линий в мультиплете [10]. Если линия располагалась на кривой роста хорошо, то отождествление считалось правильным. Было выполнено несколько приближений. Сперва были отображены линии, отождествление которых наиболее надежно. Затем, используя эти линии, было произведено отождествление менее надежных линий и т. д. При отождествлении линий, соответствующих квадрупольным переходам, использовались также интенсивности, данные в таблицах Мур. Конечно, такой критерий не очень надежен.

Результаты отождествлений даны в столбце 2 табл. 2. Знак вопроса означает неуверенное отождествление. Элемент, линия которого blendируется с линиями основного, взят в круглые скобки. Как показало сравнение с отождествлениями линий в спектрах А-звезд, произведенное отождествление хорошо согласуется с данными других авторов, хотя существуют отдельные несовпадения.

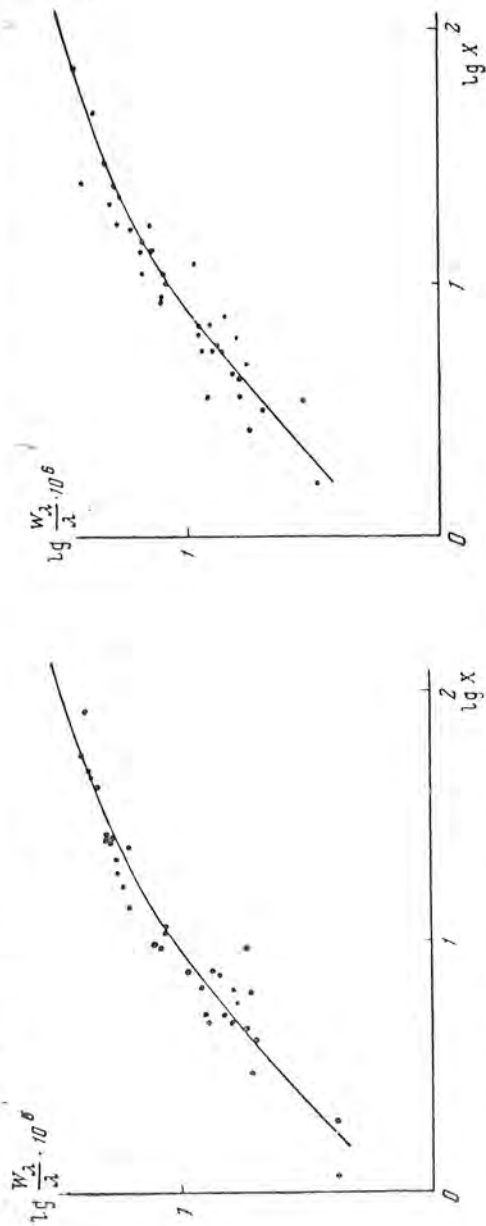
По окончании отождествления были построены кривые роста для отдельных элементов с использованием звездных сил осцилляторов [11]. Эти сводные для отдельного элемента кривые роста представлены на фиг. 5—8. По этим кривым роста была найдена турбулентная скорость. Величина турбулентной скорости в пределах ошибок определений оказалась равной 3 км/сек для всех элементов и не зависящей от потенциала возбуждения уровней. При построении сводных кривых роста происходила дополнительная проверка правильности отождествления линий.

В заключение выражаю искреннюю благодарность член-корр. АН СССР А. Б. Северному, Н. В. Степенко и С. И. Гонасюку за помощь при получении спектрограмм Сириуса на БСТ, а также Г. Н. Шараповой за очень большую помощь при измерении спектрограмм. Благодарен также доктору Воллестейну, сообщившему данные о Сириусе до их опубликования.



Фиг. 5. Кривая роста для линий Fe I

Фиг. 6. Кривая роста для линий Fe II



Фиг. 7. Кривая роста для линий Ti I

Фиг. 8. Кривая роста для линий Ti II

Таблица 2

λ	Элемент и номер мультиплета	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	n
3416,02	Fe II 16	0,87	1	3511,84	Cr II 2	0,89	2
3417,84	Fe I 81	0,75	1	3513,80	Ni I 17, Ni II 1	1,34	2
3421,20	Cr II 3	1,38	1	3515,05	Ni I 19	1,08	2
3422,74	Cr II 3	1,51	1	3517,30	V II 6	0,82	1
3427,12	Fe I 81	0,85	1	3519,76	Ni I 5	0,38	1
3433,40	Cr II 3	1,44	1	3520,25	Ti II 98	0,84	1
3436,11	Fe II 91	0,86	1	3521,26	Fe I 24	0,59	1
3438,98	Mn II 1	1,04	1	3524,54	Ni I 18	1,24	1
3440,61	Fe I 6	1,06	1	3533,20	Fe I 326	0,73	1
3440,99	Fe I 6	0,90	1	3535,41	Ti II 98	0,97	1
3441,98	Mn II 3	1,40	1	3541,08	Fe I 326	0,66	1
3443,89	Fe I 6	0,80	1	3542,08	Fe I 326	0,91	1
3444,31	Ti II 6	1,15	1	3545,19	V II 5	1,10	1
3446,30	Ni I 20, Co II 2	1,21	1	3554,92	Fe I 326	0,87	2
3456,20	Ti II 99, V II 147	1,00	1	3556,80	V II 5	1,24	1
3458,47	Ni I 19	0,90	1	3558,52	Fe I 24	0,87	2
3460,03	Cr II 60	0,92	1	3564,54	Fe II 113	0,73	2
3460,31	Mn II 3	1,26	1	3565,38	Fe I 24	1,14	2
3461,50	Ti II 6, V II 6	1,44	1	3566,37	Ni 136 (Cr II 76)	1,15	2
3464,50	Fe II 114, Fe II 4	0,60	1	3570,10	Fe I 24, 326	1,90	1
3465,62	Ni II 4	0,80	1	3571,87	Ni I 5	0,67	1
3465,86	Fe I 6	0,91	1	3572,5	Sc II 3 (Zr II 1)	0,76	1
3468,68	Fe II 114	1,10	1	3573,74	Ti II 15	0,95	2
3471,35	Ni II 4	0,91	1	3576,76	Ni II 4	1,11	1
3472,07	Cr II 135	0,70	1	3578,69	Ti II 117, Cr I 4	0,95	1
3472,55	Ni I 20	0,67	1	3581,20	Fe I 23	1,25	1
3474,12	Mn II 3	1,50	1	3584,5	V II 9, Fe I 294	0,67	1
3475,45	Fe I 6	0,85	1	3585,32	Cr II 13	1,47	1
3477,18	Ti II 6	1,03	1	3586,11	Fe I 611	0,66	1
3482,90	Mn II 3	1,29	1	3586,92	Al II 7 Ti II 15	1,06	1
3483,77	Ni I 6	0,63	1	3589,74	V II 4	0,82	2
3488,0	Fe II 4	0,36	1	3592,01	V II 4	0,89	2
3488,63	Mn II 3	1,21	1	3593,32	V II 4 (Cr I 4)	0,99	2
3490,58	Fe I 6	0,70	1	3596,05	Ti II 15	0,84	2
3491,05	Ti II 6	1,08	1	3597,71	Ni I 18	0,65	2
3492,96	Ni I 18	1,06	1	3600,74	YV II 9	0,79	2
3493,47	Fe II 114	1,03	1	3601,93	Y VII 9 (Ni I 3)	0,66	2
3494,67	Fe II 16	0,89	2	3603,8	Cr II 13	1,34	2
3496,18	Zr II 1	0,70	2	3605,4	Fe I 294, Cr I 49	1,06	2
3497,6	V II 146, Mn II 3	1,25	2	3606,68	Fe I 294	0,74	2
3500,85	Ni I 6	0,73	2	3608,86	Fe I 23	1,10	2
3501,73	Co II 2	0,98	2	3610,4	Ni I 18 (Fe II 175)	0,76	2
3503,4	(Cr II 157)	0,67	2	3611,09	YV II 9	0,56	1
3504,43	V II 6	0,54	2	3613,24	Cr II 13	1,01	1
3504,89	Ti II 88	1,17	2	3614,87	Fe II 112	0,77	1
3507,39	Fe II 16 (Fe 1500)	0,54	2	3618,77	Fe I 23	1,07	1
3509,9	(Mn II 9) (Ti II 88)	0,54	2	3619,39	Ni I 35 (V II 158)	1,04	1
3510,34	Ni I 18	0,79	2	3621,2	Co II 1 (Fe II 144)	1,17	1

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

λ	Элемент и номер мультиплета	$\frac{W_{\lambda} \cdot 10^6}{\lg \lambda}$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$\frac{W_{\lambda} \cdot 10^6}{\lg \lambda}$	n
3622,00	Fe I 295	0,49	1	3748,26	Fe I 5	0,83	2
3623,19	Fe I 180	0,59	1	3749,49	Fe I 21	0,85	2
3624,83	Ti II 52, Fe II 144	1,15	2	3753,61	Fe I 73	0,37	2
3631,49	Cr II 12 (Fe I 23)	1,26	1	3754,59	Cr II 20	0,82	2
3633,13	V II 2	0,63	1	3755,13	Cr II 20	0,65	2
3634,04	Cr II 147	0,36	1	3757,6	Cr I 43, Ti II 72	1,16	2
3641,33	Ti II 52	0,96	1	3758,23	Fe I 21	1,31	2
3643,22	Cr II 1	0,49	1	3759,29	Ti II 13	1,55	2
3644,41	Ca I 9	0,49	2	3760,05	Fe I 177	0,64	2
3647,43	Fe I 46	0,29	2	3761,32	Ti II 13	1,45	2
3647,84	Fe I 23	1,03	2	3761,90	Cr II 11 (Ti II 107)	1,11	2
3649,40	Fe I 5, 291	0,63	2	3762,89	Fe II 192	0,78	2
3650,37	Cr II 156	0,82	2	3765,54	Fe I 608	1,08	2
3651,68	Cr II 1	0,67	2	3767,19	Fe I 21	1,09	2
3658,19	Cr II 98, 146	0,29	2	3769,46	Ni II 4	0,96	2
3659,77	Ti II 75	0,94	2	3773,36	Fe I 531	0,50	2
3662,24	Ti II 75	0,72	2	3774,33	V II 7	0,63	2
3664,6	V II 9 (Cr II 62)	0,63	1	3783,35	Fe II 14	1,19	3
3669,5	Fe I 291 (V II 116)	0,67	2	3786,18	Fe I 367	0,82	1
3677,69	Cr II 12	1,40	2	3787,88	Fe I 21	1,04	3
3679,91	Fe I 5	0,82	2	3788,70	V II 7	0,63	1
3682,23	Fe I 772	0,76	2	3795,00	Fe I 21	0,96	4
3684,11	Fe I 292	0,70	2	3805,35	Fe I 608	0,95	1
3685,19	Ti II 14	1,24	2	3806,76	Fe I 224	0,84	2
3686,00	Fe I 385	0,32	2	3807,19	Ni I 33	0,82	2
3686,67	Cr II 118	0,63	2	3810,76	Fe I 665	0,47	1
3687,46	Fe I 21	0,79	2	3812,96	Fe I 22, 176	1,08	4
3689,37	Fe I 369, 386	0,46	2	3813,39	Ti II 12	0,77	1
3694,00	Fe I 394	0,85	2	3814,12	Fe II 153	1,02	3
3700,34	V II 116	0,33	2	3814,58	Ti II 12	0,93	3
3701,09	Fe I 385	0,54	2	3815,43	Cr I 71	0,51	2
3705,57	Fe I 5	0,81	2	3815,84	Fe I 45	1,33	4
3706,03	Ca II 3	1,33	2	3820,43	Fe I 20	1,46	3
3707,90	Fe I 5, Fe I 76	0,69	2	3821,18	Fe I 608	1,02	3
3709,25	Fe I 21	1,00	2	3821,92	Fe II 14	0,93	2
3710,30	V II 7	0,74	2	3824,44	Fe I 4	1,26	2
3712,97	Cr II 12	1,04	2	3824,91	Fe II 29	0,88	2
3714,77	Zr II 18	0,59	1	3825,88	Fe I 20	1,27	2
3715,19	Cr II 20	1,14	2	3827,08	Fe II 153	0,93	2
3719,94	Fe I 5	1,12	2	3827,82	Fe I 45	1,26	2
3730,39	Fe I 533	0,40	2	3829,35	Mg I 3	1,33	3
3732,76	V II 15	0,63	2	3832,30	Mg I 3	1,32	3
3733,32	Fe I 5	0,61	2	3834,36	Mg I 6	0,85	2
3734,87	Fe I 21	0,97	2	3838,29	Mg I 3	1,34	3
3736,90	Ca II 3	1,46	2	3939,36	Fe I 529	0,60	3
3738,38	Ca II 20	1,06	2	3840,44	Fe I 20	1,11	3
3741,63	Ti II 72	1,29	2	3841,05	Fe I 45	1,12	3
3742,97	Cr I 43	1,23	2	3843,00	Sc II 1	0,74	3
3745,6	Fe I 5, V II 15	1,27	2	3845,18	Fe II 127	0,77	3

Таблица 2 (продолжение)

λ	Элемент и номер мультиплета	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda} \cdot 10^6$	n
3846,80	Fe I 664	0,76	3	3951,16	Fe I 661	0,52	2
3850,82	Fe I 22	0,65	3	3951,97	V II 40	0,84	3
3853,07	Zr II 81	0,29	3	3956,68	Fe I 278	0,88	2
3853,66	Si II 1	1,22	3	3961,53	Al I 1	1,24	6
3856,02	Si II 1	1,51	3	3968,47	Ca II 1	1,59	5
3856,37	Fe I 4	1,20	3	3979,80	Cr I 67	0,74	1
3858,30	Ni I 32	1,05	3	3997,39	Fe I 278	0,91	4
3859,36	Sc II 1	0,90	3	3998,05	Fe I 276	0,66	—
3859,91	Fe I 4	1,28	4	3999,19	V II 202	0,61	2
3862,59	Si II 1	1,46	4	4002,07	Fe II 29	0,75	5
3863,74	Fe I 280	0,88	4	4002,55	Fe II 190	0,86	3
3865,59	Cr II 167, Fe I 20	1,41	3	4003,30	Cr II 194	0,79	5
3866,54	Cr II 130	0,72	—	4005,25	Fe I 43	1,18	5
3567,22	Fe I 488	0,59	1	4005,71	V II 32	0,92	5
3872,50	Fe I 20	1,33	4	4012,44	Ti II, Fe II 126	1,29	4
3873,76	Fe I 175	0,61	1	4014,53	Fe I 802	0,69	3
3878,02	Fe I 20	1,15	4	4015,50	Ni II 12	1,04	4
3878,58	Fe I 4	1,35	3	4021,87	Fe I 278	0,89	1
3886,28	Fe I 4	0,74	2	4023,39	V II 32	0,92	3
3895,66	Fe I 4	1,01	2	4024,55	Fe II 127	1,10	2
3897,90	Fe I 280	0,69	2	4025,14	Ti II 11	0,89	2
3899,71	Fe I 4	0,91	2	4028,33	Ti II 87	1,06	3
3900,55	Ti II 34	1,37	3	4030,76	Mn I 2	0,87	3
3902,95	Fe I 45	1,37	1	4031,46	Fe II 151	0,48	2
3903,27	V II 11	0,95	2	4033,07	Mn I 2, Fe II 126	0,97	3
3905,64	Cr II 167	1,27	3	4034,49	Mn I 2	0,61	3
3906,04	Fe II 173	1,11	2	4035,63	V II 32	0,96	3
3906,48	Fe I 4	0,37	1	4036,78	V II 9	0,45	2
3911,32	Cr II 129	0,60	1	4038,03	Cr II 194	0,79	5
3913,46	Ti II 34	1,39	3	4044,01	Fe II 172	0,75	5
3914,48	Fe II 3	1,02	2	4044,61	Fe I 359	0,30	2
3916,42	V II 10	0,86	2	4045,82	Fe I 43	1,47	7
3918,64	Fe I 430	0,90	2	4048,83	Fe II 172	1,09	5
3920,26	Fe I 4	0,99	3	4051,97	Cr II 19	0,88	5
3922,91	Fe I 4	1,05	5	4053,81	Ti II 87	0,97	4
3925,95	Fe I 364	0,80	6	4054,11	Cr II 19	0,45	2
3927,92	Fe I 4	1,14	7	4057,46	Fe II 212	0,87	5
3930,30	Fe I 4	1,26	6	4058,23	Fe I 558	0,38	2
3932,01	Ti II 34	0,88	5	4062,45	Fe I 359	0,50	4
3933,66	Ca II 1	2,15	6	4063,60	Fe I 43	1,42	5
3934,46	Cl II 3	0,60	2	4065,07	V II 215	0,48	2
3935,94	Fe II 173	1,21	6	4067,05	Cr II 193	1,32	5
3938,29	Fe II 3	1,10	4	4067,98	Fe I 559	0,70	4
3938,97	Fe II 190	1,01	5	4070,90	Cr II 193	0,95	5
3944,01	Al I 1	1,32	5	4071,74	Fe I 43	1,34	5
3945,11	Cr II 142	0,76	3	4072,56	Cr II 26	0,79	3
3948,90	Ca I 6	0,78	3	4073,76	Fe I 558	0,50	3
3950,35	Y II 6	0,78	2	4074,79	Fe I 524	0,47	2

Таблица 2 (продолжение)

λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	n
4075,50	V II 14, Cr II 19	0,73	2	4208,61	Fe I 689	0,54	4
4076,64	Fe I 558	0,81	5	4210,35	Fe I 152	0,87	3
4077,71	Sr II 1	1,41	5	4215,52	Sr II 1	1,40	3
4111,01	Cr II 18,26	0,85	2	4219,36	Fe I 800	0,94	1
4118,55	Fe I 801	1,02	7	4222,22	Fe I 152	0,60	2
4122,64	Fe II 28	1,11	6	4224,18	Fe I 689	0,61	2
4128,05	Si II 3	1,45	6	4224,85	Cr II 162	0,70	2
4128,74	Fe II 27	0,76	5	4226,73	Co I 2	0,85	2
4130,88	Si II 3	1,53	5	4225,46	Fe I 693	0,61	2
4132,06	Fe I 43	1,20	5	4227,43	Fe I 693	1,00	3
4132,90	Fe I 357	0,63	2	4233,17	Fe II 27	1,53	3
4134,68	Fe I 357	0,77	4	4233,61	Fe I 152	0,87	2
4137,00	Fe I 726	0,78	4	4235,94	Fe I 152	1,12	3
4138,40	Fe II 39	0,55	2	4238,82	Fe I 693	0,96	3
4143,42	Fe I 523	0,91	4	4242,38	Cr II 31	1,30	3
4143,87	Fe I 43	1,15	4	4244,80	Ni II 9	0,48	1
4145,77	Cr II 162	0,95	4	4246,83	Sc II 7	0,58	2
4149,22	Zr II 41	0,72	3	5247,43	Fe I 693	0,86	5
4153,91	Fe I 695	0,71	2	4250,12	Fe I 152	1,00	7
4154,50	Fe I 355	0,81	2	4250,79	Fe I 42	1,11	7
4156,67	Fe I 419	0,75	2	4252,62	Cr II 31	0,87	6
4157,79	Fe I 695	0,64	2	4254,35	Cr I 1	1,16	7
4158,80	Fe I 695	0,62	2	4258,15	Fe II 28	1,00	7
4163,64	Ti II 105	1,25	3	4259,20	Mn II 7	0,52	2
4167,27	Mg I 15	0,81	3	4260,48	Fe I 152	1,21	7
4170,86	Cr II 181, Fe I 482	0,80	4	4261,92	Cr II 31	1,14	4
4171,90	Ti II 105	1,23	5	4269,28	Cr II 31	0,90	3
4172,13	Fe I 649	0,65	2	4271,16	Fe I 152	1,10	4
4173,45	Fe II 27	1,38	5	4271,76	Fe I 42	1,32	4
4175,64	Fe I 354	0,65	3	4273,32	Fe II 27	0,99	4
4176,57	Fe I 695	0,56	3	4274,80	Cr I 1	0,91	4
4177,54	V II 14	1,26	5	4275,57	Cr II 31	1,10	4
4178,85	Fe II 28	1,28	5	4278,11	Fe II 32, Cr II 161	0,85	4
4179,43	Cr II 26	0,97	5	4282,41	Fe I 71	0,99	4
4181,76	Fe I 354	1,02	6	4283,01	Ca I 5	0,38	2
4184,33	Ti II 21	0,44	3	4284,21	Cr II 31	0,95	3
4187,04	Fe I 152	0,88	4	4287,89	Ti II 20	0,83	3
4187,80	Fe I 152	1,12	4	4289,72	Cr I 1	0,82	3
4188,13	Sm II 50?	0,63	4	4290,22	Ti II 40	1,21	3
4191,44	Fe I 152	0,94	4	4294,10	Ti II 20, Fe I 41	1,30	3
4192,07	Ni II 10	0,82	4	4296,57	Fe II 28	1,20	3
4195,41	Cr II 161	0,94	5	4299,24	Fe I 152	1,02	4
4196,22	Fe I 693	0,50	4	4300,05	Ti II 41	1,36	4
4198,31	Fe I 152	1,16	5	4301,93	Ti II 41	1,06	4
4199,10	Fe I 522	1,17	5	4303,17	Fe II 27	1,28	4
4202,03	Fe I 42	1,18	5	4308,0	Fe I 42, Ti II 41	1,38	4
4203,99	Fe I 355	0,68	4	4309,38	Fe I 414	0,60	2
4205,08	V II 37	0,55	5	4312,86	Ti II 41	1,20	5
4207,35	Cr II 26	0,54	4	4314,08	Sc II 15	0,86	4

Таблица 2 (продолжение)

λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^3$ $\lg \frac{\lambda}{\lambda}$	n
4314,98	Ti II 41	1,25	5	4481,33	Mg II 4	1,97	6
4320,74	Sc II 15	0,79	5	4488,32	Ti II 115	0,85	5
4325,76	Fe I 42	1,34	7	4489,18	Fe II 37	1,09	5
4337,92	Ti II 20	0,85	2	4491,40	Fe II 37	1,15	4
4351,76	Fe II 27	1,34	3	4493,37	Fe II 222, Fe I 796	0,62	3
4352,68	Cr II 37	0,65	2	4494,57	Fe I 68	0,67	4
4358,50	Fe I 412	0,71	2	4501,27	Ti II 31	1,28	3
4359,74	Zr II 79	0,63	2	4507,20	Fe II 213	0,53	2
4362,10	Ni II 9	0,73	3	4508,28	Fe II 38	1,36	3
4367,66	Ti II 104	0,90	3	4515,34	Fe II 37	1,34	3
4369,40	Fe II 28	0,88	2	4520,22	Fe II 37	1,28	3
4374,95	Y II 13	1,01	4	4522,63	Fe II 38	1,41	3
4383,55	Fe I 41	1,38	3	5424,93	Ba II 3	0,74	3
4385,38	Fe II 27	1,27	3	4528,62	Fe I 68	1,02	4
4386,86	Ti II 104	0,74	3	4529,46	Ti II 82	0,71	3
4390,58	Mg II 10	1,12	5	4534,10	Fe II 37, Ti II 50	1,46	3
4394,06	Ti II 51	0,70	3	4539,62	Cr II 39	0,75	2
4395,03	Ti II 19	1,32	6	4541,52	Fe II 38	1,19	3
4395,85	Ti II 61	0,72	3	4549,50	Fe II 38, Ti II 82	1,81	7
4399,77	Ti II 51	1,08	6	4554,03	Ba II 1	1,31	7
4401,45	Fe I 350	0,69	4	4555,02	Cr II 44	1,08	7
4403,35	Zr II 79	0,61	3	4555,89	Fe II 37	1,35	7
4404,75	Fe I 41	1,27	6	4558,66	Cr II 44	1,44	4
4409,52	Ti II 61	0,39	1	4563,76	Ti II 50	1,29	4
4411,08	Ti II 115	0,80	5	4564,59	V II 56	0,50	3
4413,60	Fe II 32, Fe 1046?	0,61	3	4565,78	Cr II 39	0,90	4
4415,12	Fe I 41	1,18	5	4571,97	Ti II 82	1,35	5
4416,82	Fe II 27	1,29	4	4576,33	Fe II 38	1,13	4
4417,72	Ti II 40	1,10	4	4580,06	Fe II 26	0,72	4
4428,00	Mg II 9	0,61	2	4582,83	Fe II 37	0,98	4
4433,99	Mg II 9	0,78	2	4583,83	Fe II 38	1,48	4
4442,34	Fe I 68	0,54	1	4588,22	Cr II 44	1,36	4
4443,20	Fe I 350	0,54	3	4589,96	Ti II 50	0,92	4
4443,80	Ti II 19	1,29	4	4590,50	V II 210	0,64	1
4447,72	Fe I 68	0,52	1	4592,09	Cr II 44	1,17	3
4450,49	Ti II 19	0,87	4	4592,54	Cr I 303, Ni I 98	0,54	2
4451,54	Fe II	0,81	4	4595,68	Fe II 38, Ni I 101	0,83	3
4454,78	Ca I 4	0,83	5	4596,37	V II 210	0,51	1
4459,04	Ni I 86	0,66	4	4598,53	Fe II 219	0,65	3
4461,65	Fe I 2	0,70	2	4611,35	Fe I 17	0,45	1
4464,46	Ti II 40	0,79	4	4613,2	Fe I 554, Ce I 21	0,40	2
4466,55	Fe I 350	0,75	2	4616,64	Cr II 44	1,10	3
4468,49	Ti II 31	1,27	4	4618,83	Cr II 44	1,26	3
4469,16	Ti II 18, Fe I 830	0,67	7	4620,51	Fe II 38	1,02	3
4471,48	He I 14	0,50	3	4629,34	Fe II 37	1,35	3
4472,92	Fe II 37	0,88	5	4631,89	Fe II 219	0,55	
4476,02	Fe I 350	0,79	5	4634,11	Cr II 44	1,22	2

Таблица 2 (окончание)

λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	n	λ	Элемент и номер мультиплета	$W_{\lambda} \cdot 10^6$ $\lg \frac{W_{\lambda}}{\lambda}$	n
4635,33	Fe II 186	1,07	4	4670,17	Fe II 25	0,70	3
4638,13	Fe I 822, Cr I 32	0,82	3	4678,85	Fe I 821	0,75	3
4656,97	Fe II 43	0,88	3	4703,0	Mg I 41	1,00	3
4662,70	Ti II 38	0,87	3	4731,44	Fe II 43	1,22	1
4663,70	Fe II 44	0,75	3	4739,2	Mg II 18	0,76	1
4666,75	Fe II 37	0,94	2	4779,99	Ti II 92	0,87	1

10 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. Traving. Z. Astrophys., 36, 1, 1955.
2. K. Hunger. Z. Astrophys., 36, 42, 1955.
3. H.-G. Groth. Z. Astrophys., 51, 231, 1961.
4. W. K. Bonsack. Astrophys. J., 133, 551, 1961.
5. G. Wollerstein, V. N. Stone, J. A. Williams. Astrophys. J., 135, № 2, 1962.
6. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астрон. журн., 37, 23, 1960.
7. W. A. Hiltner, R. C. Williams. Photometric Atlas of Stellar Spectra. Ann. Arbor, 1946.
8. H.-G. Groth. Z. Astrophys., 51, 206, 1961.
9. С. Е. Moore. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Princeton, 1945.
10. Л. Х. Аллер. Астрофизика, том I, ИЛ, 1955, стр. 150.
11. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. общ., 22, 234, 1960.

ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД OF*Р. Н. Кумайгородская*

Изучение непрерывного спектра звезд 9 Sge, ξ Per и λ Cep в интервале $\lambda\lambda$ 4592—4354 (спектрограммы получены с дисперсией 23 Å/мм у H_γ в 1958 и 1959 гг.) приводит к выводу о наличии эмиссионных линий λ 4504 и λ 4485 у 9 Sge [8, 9] и исключает присутствие линий В III λ 4497,58 и λ 4487,46, обнаруженных Э. Андерхилл в звездах О [2].

Теоретически подсчитаны возможные интенсивности линий В III в спектрах звезд О. В предположении, что отношение содержания бора и водорода в звездах О такое же, как для Солнца [12], W_λ для этих линий должна быть порядка $5 \cdot 10^{-4}$ Å.

Качественное сопоставление усредненных (синтетических) [7] контуров линий λ 4686 He II и $\lambda\lambda$ 4641—34 N III для звезд 9 Sge, λ Cep, ξ Per, 68 Cyg, HD 206267, λ Ori A и HD 193322 с абсолютными величинами этих звезд убедительно подтверждает зависимость, обнаруженную А. Слеттебаком [19], а также показывает существование непрерывного перехода от чисто абсорбционных звезд О (ОА) к звездам О с эмиссией (ОЕ).

A STUDY OF SOME EMISSION LINES IN THE SPECTRA OF OF STARS, by *R. N. Kumaigorodskaya*.— Spectrograms of 9 Sge, ξ Per, and λ Cep with dispersion 23 Å/mm at H_γ have been obtained during 1958 and 1959. A study of the continuum in the spectral region $\lambda\lambda$ 4592—4354 leads to the conclusion on the presence of the λ 4504 and λ 4485 emission lines in the spectrum of 9 Sge [8, 9] and excludes the presence of the В III lines λ 4497.58 and λ 4487.46, detected by Underhill in O type stars [2].

Possible В III line intensities in spectra of O stars have been computed theoretically. Assuming that the borium to hydrogen abundance ratio for O stars is the same as that for the sun [12], W_λ for these lines should be of the order of $5 \cdot 10^{-4}$ Å. A qualitative comparison of averaged (synthetic) [7] line profiles of λ 4686 He II and $\lambda\lambda$ 4641—34 N III for 9 Sge, λ Cep, ξ Per, 68 Cyg, HD 206267, λ Ori A and HD 193322 with the absolute magnitudes conclusively confirms the dependence detected by A. Slettebak [19]. It also shows that there is a continuous transition from purely absorption O stars (OA) to O stars with emission (OE).

§ 1. О линиях В III в спектрах звезд О

Как известно, бор является космически редким элементом. Подобно дейтерию, литию и бериллию, он быстро выгорает при термоядерных реакциях, происходящих в недрах звезд. Поэтому обнаружение линий бора в спектрах Солнца и звезд имеет большое значение для решения вопроса о внутренней циркуляции и перемешивании звездного вещества. Однако линии бора до сих пор не отождествлены в звездных спектрах. В результате лабораторных исследований еще не было найдено ни одной линии В I, В II или В III с небольшим потенциалом возбуждения и с длиной волны больше 3000 Å [1]. В спектре Солнца линии В I лежат в области, доступной для наблюдений с ракет и спутников, и изучение ее с достаточным разрешением могло бы подтвердить наличие линий бора.

Что касается полос соединений бора (полосы BO, BH), то они, согласно Х. Бэбкоку [2] и Ш. Мур [3], обнаруживаются в спектрах солнечных пятен, а отдельные линии полосы BO, согласно Д. Дэвису [4], наблюдаются в спектрах звезд (β Пегаса gM2).

Э. Андерхилл [5] предприняла попытку обнаружить в звездах типа O7 линии В III: $\lambda\lambda 4497,58$ и $\lambda\lambda 4487,46$, которые даются в таблицах Ш. Мур (1945 г.). Однако метод обнаружения линий В III в изучаемых Э. Андерхилл звездах ранних спектральных классов связан с рядом неопределенностей, так как возможность выявления линий В III во многом зависит от проведения непрерывного спектра в том участке длин волн, где эти линии находятся.

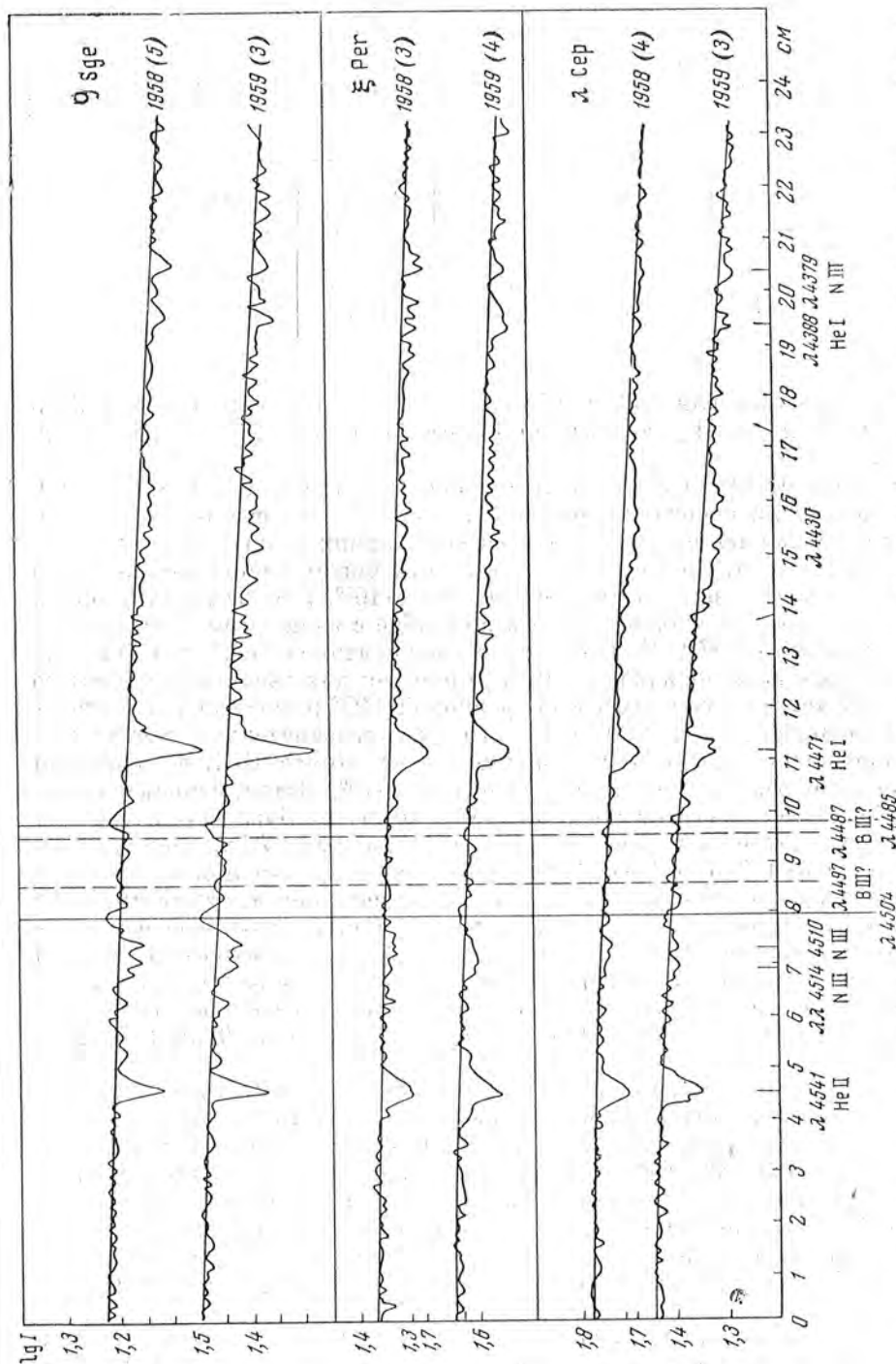
Здесь необходимо отметить, что Э. Андерхилл вообще проводит непрерывный спектр несколько выше его истинного положения. Это следует из [6] и из сравнения эквивалентных ширин некоторых абсорбционных линий для звезд λ Ori A, S Mon, 9 Sge и λ Cer, взятых из [6] и [7]. Эквивалентные ширины абсорбционных линий у Э. Андерхилл завышены по сравнению с другими авторами.

Кроме того, и это самое главное, в изучаемом Э. Андерхилл спектральном участке $\lambda\lambda 4460-4560$ ряд наблюдателей (П. Свингс и О. Струве в 1940 г. [8], Маннино и Эмбле в 1955—1956 гг. [9], Р. Кумайгородская в 1958—1959 гг. [7]) отмечают наличие двух эмиссионных линий $\lambda\lambda 4504$ и $\lambda\lambda 4485$ в спектре 9 Sge, которыми она пренебрегает, принимая их за относительно интенсивные участки истинного непрерывного спектра, свободные от линий поглощения. Проводя непрерывный спектр по этим эмиссионным линиям, Э. Андерхилл получает между ними широкую неглубокую абсорбционную полосу, некоторые детали которой приписывает наличию линий В III. Эмиссионные линии $\lambda\lambda 4504$ и $\lambda\lambda 4485$, по-видимому, наблюдаются не во всех звездах О, так как из изученных нами восьми звезд Of [7] они хорошо заметны только в спектре 9 Sge. Отождествить их до сих пор не удалось.

Для более уверенного проведения непрерывного спектра в том участке, где наблюдаются эмиссионные линии $\lambda\lambda 4504$ и $\lambda\lambda 4485$ и где Э. Андерхилл подозревает наличие линий В III, была выполнена следующая процедура обработки спектрограмм 9 Sge (O8f), λ Cer (O6f) и ξ Per (O7f). Полученные на микрофотометре (с 25-кратным увеличением) регистрограммы были переведены в $\lg I_{\lambda}$ без сглаживания флуктуаций, обусловленных зернистостью фотопластинок. Затем из нескольких таких записей была построена усредненная (синтетическая) с усреднением через 1 мм ($\sim 1\text{\AA}$). Такой метод усреднения мы для краткости изложения называем «шотландским», так как подобный метод был применен астрономами Эдинбургской обсерватории [10]. Этот метод обработки хорош для выявления как слабых, так и широких эмиссионных и абсорбционных линий и других слабых деталей спектра. Для более уверенного проведения непрерывного спектра, был взят интервал $\lambda\lambda 4592-4354$. Такие синтетические записи построены для каждой из изучаемых звезд отдельно для 1958 и 1959 гг. (спектрограммы звезд 9 Sge, λ Cer и ξ Per получены на спектрографе, установленном на 50" рефлекторе, с дисперсией 23 $\text{\AA}/\text{мм}$ в 1958 и 1959 гг.) и приведены на фиг. 1. В круглых скобках указано число отдельных записей. Звезды 9 Sge и λ Cer общие с изученными Э. Андерхилл [5].

Из фиг. 1 видно, что эмиссионные линии $\lambda\lambda 4504$ и $\lambda\lambda 4485$ хорошо наблюдаются в спектре 9 Sge как в 1958 г., так и в 1959 г. Пренебрегать ими при проведении непрерывного спектра нельзя.

В таком случае никак не подтверждается наличие линий В III $\lambda\lambda 4497,58$ и $\lambda\lambda 4487,46$ — в спектрах всех звезд: 9 Sge, ξ Per и λ Cer, на этих местах наблюдаются обычные флуктуации непрерывного спектра. Э. Андерхилл из двух вариантов (либо яркие участки $\lambda\lambda 4504$ и $\lambda\lambda 4485$ — это эмиссионные линии, либо это интенсивные участки непрерывного спектра) выбирает



Фиг. 1. Синтетические записи спектров звезд 9 Sge, ξ Per и λ Cep (1958—1959 гг.) в спектральном интервале от λ 4592 до λ 4354 в $\lg I_{\lambda}$.
 Сплошными вертикальными линиями указаны положения эмиссионных линий λ 4504 и λ 4485, штриховыми — положения линий λ 4497 и λ 4487.

второй вариант, руководствуясь тем, что эмиссионные линии $\lambda 4504$ и $\lambda 4485$ не наблюдаются в звездах WR и длины волн их не отождествлены. Последний довод нельзя признать состоятельным, так как при изучении спектра 9 Sge [11] из 1247 линий 333 линии также пока не отождествлены. Наши данные определенно говорят в пользу первого варианта. Используя уже синтетические записи интервала $\lambda 4592-4354$ в спектрах 9 Sge, мы определили эквивалентные ширины эмиссионных линий $\lambda 4504$ и $\lambda 4485$ (см. таблицу).

λ	1955 г.	1956 г.	1958 г.	1959 г.
4504	0,25	0,22	0,45 (5)	0,34 (3)
4485	0,27	0,31	0,41 (5)	0,47 (3)

Данные в таблице для 1955 и 1956 гг. взяты из работы Маннино и Эмбле [9]. Как видно, W_λ этих линий такого же порядка, что и по данным автора.

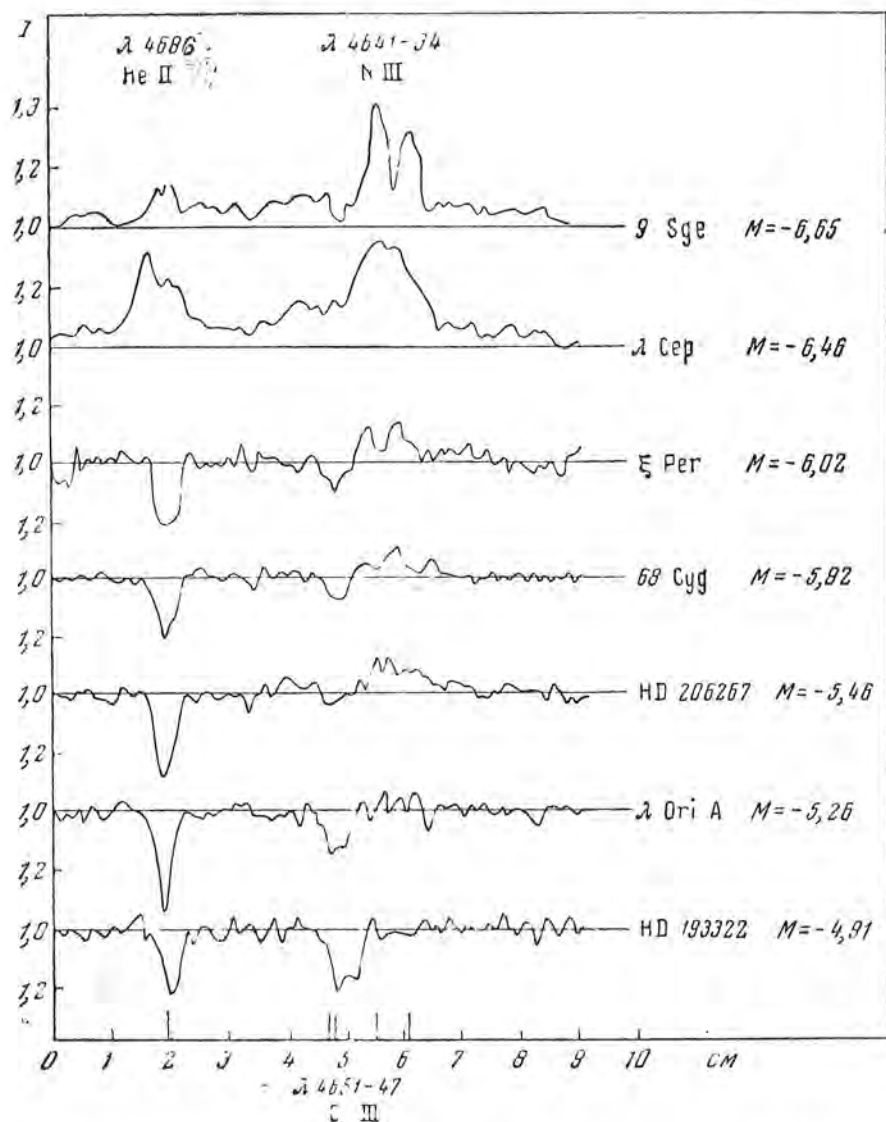
Мы подсчитали возможные интенсивности линий В III в спектрах звезд типа O на основании предположения, что отношение содержания бора к содержанию водорода в атмосферах ранних звезд такое же, как в атмосфере Солнца. Согласно Камерону [12], число атомов бора равно 24 при условии, что число атомов водорода $2,5 \cdot 10^{10}$. В атмосферах горячих звезд полное число атомов водорода в столбце с единичным сечением составляет $\sim 3,5 \cdot 10^{22}$ [13]. Тогда полное число атомов бора в такой атмосфере должно быть порядка $3,4 \cdot 10^{13}$. Принимая для звезд спектрального класса O7 температуру атмосферы равной $40\,000^\circ$ и задаваясь электронным давлением $\lg P_e = 2,00$ [14], находим, предварительно оценив степень ионизации В III ($5,2 \cdot 10^{-6}$), полное число атомов В III в единичном столбце атмосферы O-звезды. Оно равно $\sim 1,7 \cdot 10^9$. Затем, используя формулу Больцмана, находим числа атомов В III на возбужденных уровнях 4^2D и 4^2F^0 , с которых возникают линии $\lambda 4487,46$ и $\lambda 4497,58$. Они соответственно равны $1,4 \cdot 10^6$ и $1,9 \cdot 10^6$. Все необходимые данные при этих подсчетах (потенциалы возбуждений, суммы по состояниям, статистические веса и т. д.) взяты из [15] и [16]. Далее по формуле, связывающей эквивалентные ширины линий и число атомов для случая оптически тонкого поглощающего слоя, были оценены эквивалентные ширины линий $\lambda 4497,58$ и $\lambda 4487,46$ в ангстремах. При сделанных выше предположениях (полагая также, что $f = 0,890$ для $\lambda 4487,46$ и $f = 1,346$ для $\lambda 4497,58$ [5]) получено, что $W_\lambda \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$.

Легко видеть, что даже при дисперсии порядка $5-10 \text{ \AA/мм}$ из-за зернистости фотопластинок (размер зерна $\sim 0,03 \text{ мм}$) флуктуации в интенсивности непрерывного спектра таковы, что «эквивалентные» ширины их будут порядка $0,003-0,006 \text{ \AA}$, т. е., примерно на порядок больше ожидаемых эквивалентных ширин линий В III при принятом нами содержании бора. Следовательно, для уверенного выявления линий бора с дисперсией $5-10 \text{ \AA/мм}$ надо, чтобы относительное содержание бора в атмосферах звезд O было на $1,5-2$ порядка больше, чем в атмосфере Солнца.

Нельзя полностью исключить возможность того, что в массивных звездах содержание бора может оказаться выше принятого нами. В частности, относительное содержание бора в космических лучах больше, чем принималось ранее, и выше, чем в звездах [17].

§ 2. О связи между интенсивностью эмиссионных линий N III $\lambda\lambda 4641-34$ и светимостью звезд O

При изучении звезд типа O с высокой и умеренной дисперсией обнаруживается, что эмиссия в линиях N III $\lambda\lambda 4641-34$ наблюдается практически всегда [18, 19], различаясь, однако, по своей интенсивности.



Фиг. 2. Синтетические контуры линий $\lambda 4686$ He II и $\lambda\lambda 4641-34$ N III для 9 Sge, λ Cep, ξ Per, 68 Cyg, HD 206267, λ Ori A и HD 193322 (1958 г.)

По-видимому, звезды Of и абсорбционные звезды типа O не образуют двух отдельных групп, а между ними существует непрерывный переход [6, 20]. Кроме того, имеются данные, говорящие о том, что звезды Of являются звездами с большей светимостью, чем обычные звезды O [20, 21]. А. Слеттебак [19] обнаружил явную зависимость между интенсивностью эмиссии в линиях N III и абсолютными величинами звезд Of. Однако Э. Андерхилл

считает, что нет достаточных оснований утверждать, что звезды Of имеют большую светимость, чем звезды OA [6].

Нами были получены [7] «шотландским» методом синтетические контуры эмиссионных линий $\lambda 4686$ He II и $\lambda 4641-34$ N III в спектрах 9 Sge и λ Сер. Тем же методом были получены и контуры абсорбционной линии $\lambda 4686$ He II и эмиссионных линий $\lambda 4641-34$ N III для ξ Per, 68 Cyg, HD 206267, λ Ori A и HD 193322 также по материалу 1958 г. (фиг. 2). Звезды расположены в порядке убывания абсолютных величин, полученных количественным спектроскопическим методом [20]. Видно, что эмиссия в линиях N III сильнее в звездах большей светимости, а линия $\lambda 4686$ He II наблюдается в эмиссии только в спектрах λ Сер и 9 Sge. В спектре HD 193322 не обнаруживается никаких признаков эмиссии даже в линиях $\lambda 4641-34$ N III. Светимость этой звезды наименьшая среди изученных нами звезд.

Таким образом, наши данные убедительно подтверждают наличие обнаруженной А. Слеттебаком зависимости между интенсивностью эмиссионных линий $\lambda 4641-34$ N III и абсолютными величинами звезд. Отсюда можно заключить, что действительно существует непрерывный переход от звезд OA к звездам Of.

По-видимому, зависимость между интенсивностью эмиссионных линий и светимостью звезд типа O имеет глубокий физический смысл. Поэтому чрезвычайно важно было бы изучить этот вопрос для большого числа звезд, особенно учитывая возможную переменность эмиссионных линий в спектрах этих звезд.

В заключение выражаю благодарность Т. М. Барташ за помощь в обработке регистрограмм.

19 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Мерилл. Линии химических элементов в астрономических спектрах. Физматгиз, 1959.
2. H. D. Babcock. *Astrophys. J.*, **102**, 154, 1945.
3. Ch. Moore. *Science*, **113**, 672, 1951.
4. D. V. Davis. *Astrophys. J.*, **106**, 28, 1947.
5. A. B. Underhill. *Astrophys. J.*, **131**, 395, 1960.
6. A. B. Underhill. *Universite' de Liege (Belgique). Institut d'Astrophysique. Cointe — Sclessin. Collection in 8°, 1958. (Extr. Mem. in 8° Soc. Roy. Sc. Liege Quatrieme Ser. Tome 20, Fasc. 1).*
7. Р. Н. Румайгородская. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **24**, 91, 1960.
8. P. Swings a. O. Struve. *Astrophys. J.*, **91**, 546, 1940.
9. Mannino et J. Humblet. *Osserv. Spectr. Ric. Scient.*, **28**, f. 5—6, 1199—1204, 1958.
10. W. H. Greaves, E. A. Baker a. R. Wilson, *Publ. Edinburgh Observ.*, **1**, N 2, 1949.
11. A. B. Underhill. *Astrophys. J.*, **63**, N 8, 1958.
12. A. G. W. Cameron. *Astrophys. J.*, **129**, 676, 1959.
13. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **21**, 54, 1959.
14. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **26**, 232, 1961.
15. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*, ИЛ, 1960.
16. Ch. Moore. *Contribs. Princeton Univ. Observ.*, N 20, 1945.
17. E. P. Ney. *Astrophys. J. Suppl.*, **4**, 369, 1960.
18. J. B. Oke. *Astrophys. J.*, **120**, 22, 1954.
19. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, **124**, 173, 1956.
20. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **20**, 199, 1958.
21. N. G. Roman. *Astrophys. J.*, **114**, 492, 1951.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ SS Cyg

Е. К. Чуваев

Излагаются результаты фотоэлектрических наблюдений SS Cyg за два сезона 1960—1961 гг.

Получены значения V , $B - V$ и $U - B$ для четырех вспышек. Установлены изменения активности звезды в минимуме с течением времени. Возможно, что степень активности звезды связана с характером вспышки на фазе возгорания. Найдено, что большинство вспышек большой мощности являются двойными.

Высказаны некоторые соображения по поводу характера изменения цветов и $B - V$ и $U - B$ во вспышках.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF SS Cyg, by E. K. Chuvayev.— The results of photoelectric observations of SS Cyg obtained during 1960—1961 are given.

The values of V , $B - V$ and $U - B$ were obtained for four flares. Variations in the activity of the star at minimum brightness with time have been found. It is possible that the degree of activity is connected with the character of the flare at the pre-flare phase. It is found that the majority of very intense flares are double. Some considerations on the $B - V$ and $U - B$ variations in flares are given.

Как переменная звезда SS Cyg известна с конца прошлого столетия. С того же времени она является объектом почти непрерывных наблюдений различных национальных ассоциаций любителей астрономии. Благодаря их усилиям с 1896 г. до настоящего времени зарегистрировано свыше 450 максимумов звезды, которые повторяются в среднем через 50 дней. Благодаря сравнительно высокой яркости (блеск звезды меняется в пределах от 12,0 до 8^m.2) она является объектом, доступным и для спектроскопических исследований.

Работами Флеминга [1], Адамса и Джоя [2], Элви и Бибкока [3], Джоя [4], Хиндерера [5] выяснено, что спектр SS Cyg имеет необычайный характер, удовлетворительной интерпретации которого нет до сих пор.

К настоящему времени установлено, что это спектрально-двойная звезда с периодом обращения компонент 0,276 дня [4]. Джой считает ее компоненты звездами dG5 и sdBe. В минимуме спектр имеет сильную непрерывную эмиссию в области балмеровского предела, очень широкие, от 50 до 100 Å, но мелкие эмиссионные линии H, He I и Ca II, которые по мере увеличения блеска, по-видимому, заливаются непрерывным континуумом и становятся едва заметными, а затем исчезают и заменяются линиями поглощения. По своему характеру непрерывный спектр звезды меняется от G в минимуме до A или даже B в максимуме. Этому соответствуют найденные Хиндерером [5] изменения цветовой температуры от 4900 до 12 000°.

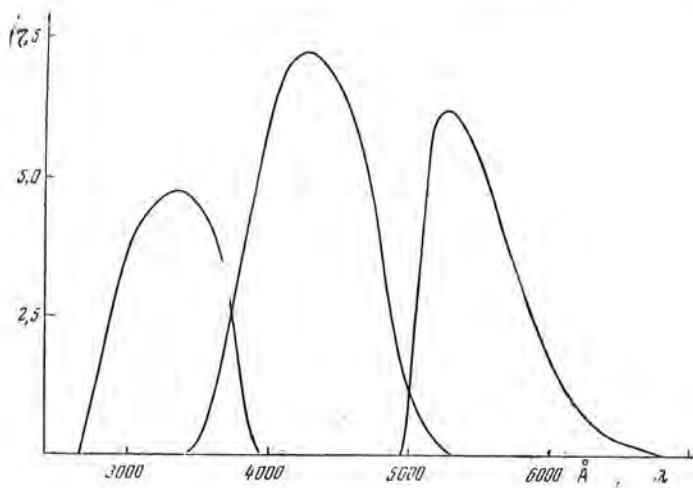
Однако фотоэлектрически звезда наблюдалась сравнительно мало.

Работы Уокера [6], Гранта [7], Пинто и Розино [8] содержат результаты наблюдений звезды в минимуме. В них установлен важный факт колебаний блеска с амплитудами до $0^m,3$, $0^m,4$ и $0^m,8$ в V , B , U соответственно за промежутки времени 10—15 минут и более быстрых колебаний меньшей амплитуды. В работе Цуккерман [9], Гранта и Абта [10] приводятся результаты наблюдений трех вспышек, а также обсуждается вопрос о характере и природе изменений распределения энергии в непрерывном спектре с изменением блеска.

Кемпбелл [11] на основании статистической обработки более 260 максимумов установил большое количество различных закономерностей в поведении звезды. В частности, он подразделил вспышки по формам кривых блеска на четыре типа, довольно сильно различающихся один от другого. Учитывая такое многообразие в характере поведения звезды, становится ясной необходимость получения большего материала наблюдений хорошего качества.

1. Инструмент, общая характеристика наблюдений

Фотоэлектрические наблюдения SS Cyg начались в Крымской обсерватории во второй половине 1960 г. и продолжались во вторую половину 1961 г. Фотометр для наблюдений был установлен в фокусе куде 50-см рефлектора с $D : F = 1 : 13$. В качестве приемника света использовался фотоумножитель ЕМ1 типа 6256В.



Фиг. 1. Кривые чувствительности фотометра для фильтров УФС-2, СС-5, ЖС-12

Наблюдения проводились с фильтрами УФС-2, СС-5 и ЖС-12. Кривые чувствительности фотометра в произвольных единицах для равного распределения энергии приведены на фиг. 1. Запись отсчетов производилась на потенциометре ЭПП-09. Величины V , B — V и U — B определялись по разностям относительно звезд сравнения. Разности $\Delta(B - V)$ и $\Delta(U - B)$ для сравниваемых звезд в фотометрической системе инструмента дважды привязывались к соответствующим разностям в системе UBV . Последняя привязка в декабре 1961 г. по наблюдениям пяти звезд в Плеядах дала следующий результат:

$$\Delta(B - V) = 0,97 \Delta(B - V)_{\text{кр}};$$

$$\Delta(U - B) = 0,81 \Delta(U - B)_{\text{кр}}.$$

Аналогичной привязки для величин ΔV произведено не было, так как для данной работы систематическая ошибка в определении V даже на 0,1 не имела принципиального значения. О точности наблюдений можно судить по средним квадратичным ошибкам одного измерения для звезды класса G и $V = 11^m, 34$ в ночь с очень нестабильной прозрачностью: $V - 4,2\%$, $B - 4,2\%$, $U - 3,4\%$. В качестве звезд сравнения использовались две звезды сравнения Гранта и Абта [10]. Ниже приводятся их фотометрические характеристики, согласно этим авторам.

Звезда	V	$B - V$	$U - B$
α	9,80	+0,38	+0,27
d	10,88	+0,52	+0,08

Наблюдения проводились по различным программам главным образом в зависимости от фазы яркости. Измерения в трех фильтрах перемежались длительной записью в одном из фильтров. Частота наблюдений звезды сравнения зависела от качества ночи. В фазах, близких к максимуму яркости, звезда наблюдалась каждую хорошую ночь сравнительно непродолжительное время. В фазах, близких к минимуму, наблюдения производились каждую ночь столько, сколько позволяли условия погоды.

2. Наблюдения

За два сезона удалось получить довольно полный материал для четырех вспышек SS Cyg. Результаты приводятся в таблице. Для всех дат даны средние значения за ночь с указанием числа наблюдений. Более детальные данные приведены для ночи 11—12. IX 1961 г., относящиеся к фазе быстрого подъема блеска. В примечаниях буквой П отмечены ночи с плохим состоянием неба, данные для которых могут считаться не очень надежными. На фиг. 2 даны кривые V , $B - V$ и $U - B$. На фиг. 3 приводятся двухцветные диаграммы для каждой вспышки. Стрелками указана хронологическая последовательность наблюдений.

3. Флуктуации яркости SS Cyg с небольшой амплитудой (активность SS Cyg)

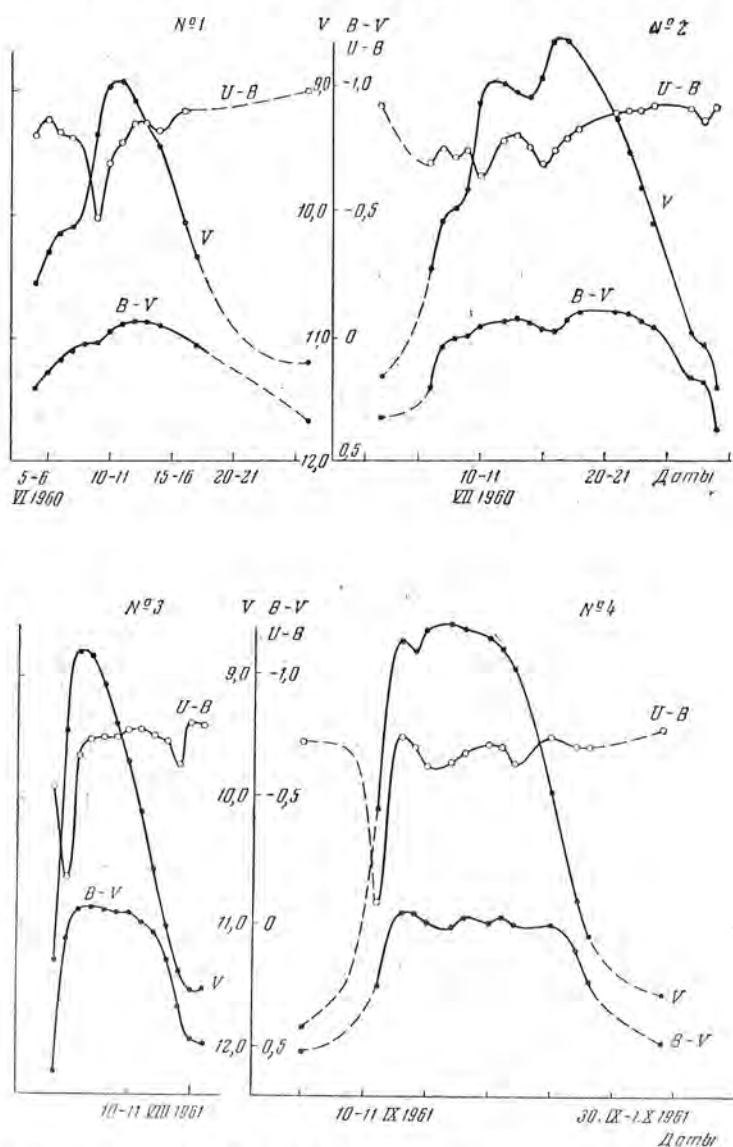
Многочисленные непрерывные записи SS Cyg на разных фазах полностью подтверждают выводы, полученные раньше [6—8, 10]. В минимуме звезда показывает непрерывные беспорядочные колебания блеска. По мере нарастания блеска амплитуда быстрых колебаний относительно уменьшается, но остается приблизительно постоянной по абсолютной величине.

Однако здесь следует отметить два интересных и важных обстоятельства.

1. Детальное рассмотрение непрерывных записей SS Cyg свидетельствует об отсутствии какой-либо предпочтительной формы изменения яркости в небольших флуктуациях. Наряду с быстрым нарастанием блеска и плавным падением можно видеть плавное нарастание блеска с быстрым спадом. Вместе с тем, как говорилось выше, при относительно больших флуктуациях амплитуда изменения блеска в фильтре U значительно больше амплитуды в фильтре V — свойство, присущее вспышкам у таких нестационарных звезд, как UV Cet, T Tau и др.

Создается впечатление, что флуктуации яркости SS Cyg являются результатом статистического наложения совокупности типичных вспышек с быстрым нарастанием яркости и плавным спадом.

2. По величине амплитуд флуктуаций или, другими словами, по своей активности минимумы SS Cyg могут существенно различаться между

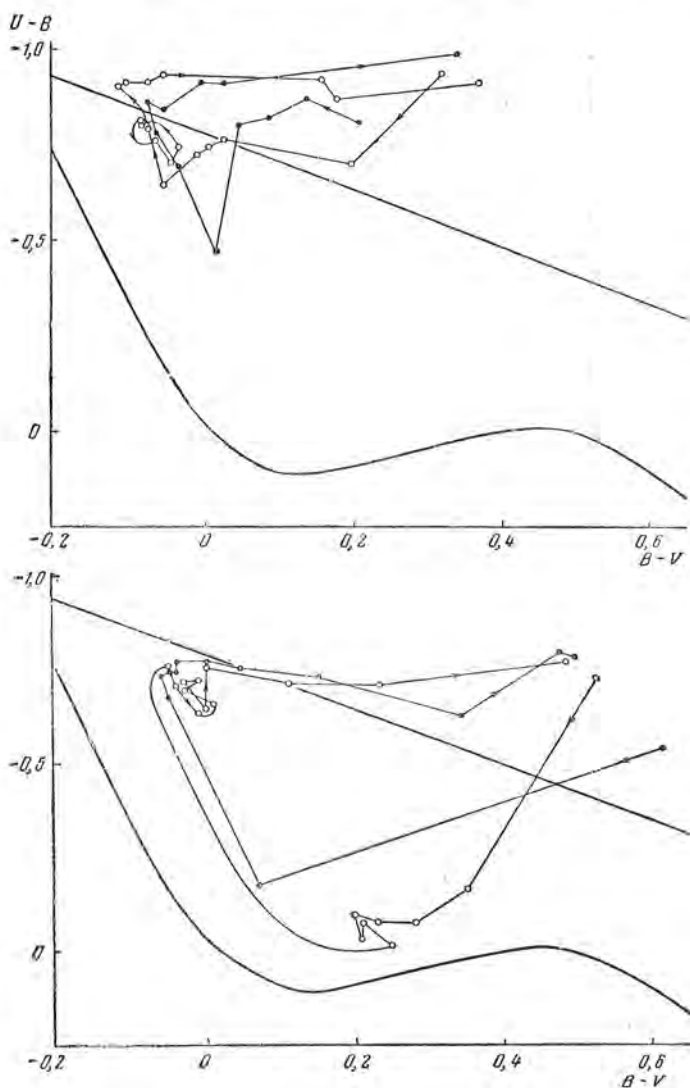


Фиг. 2. Кривые V , $B - V$ и $U - B$ для четырех вспышек SS Cyg

собой. Фиг. 4 показывает характер флуктуаций около одного из минимумов в 1960 г. и около одного из минимумов в 1961 г. для типичных ночей наблюдений. По оси ординат отложены отношения отсчетов по SS Cyg и по звезде сравнения в фильтре V .

Из фиг. 4 следует, что активность звезды в 1960 г. была заметно выше, чем в 1961 г. Этот факт невольно хочется сопоставить с характером больших вспышек. Действительно, кривые V на фазе подъема блеска в больших вспышках 1960 г. существенно более плавные, чем во вспышках 1961 г.

Конечно, пока нет оснований считать доказанной физическую связь между активностью звезды в минимуме и быстротой нарастания блеска к максимуму при большой вспышке. Если же мы имеем здесь дело не со



Фиг. 3. Двухцветные диаграммы для четырех вспышек SS Cyg

Вверху — для вспышек № 1 и 2, внизу — для вспышек № 3 и 4. Черные кружки соответствуют вспышкам № 1 и 3. Кривая представляет звезды главной последовательности, не обремененные межзвездным поглощением. Прямая — линия нарастающего поглощения

случайным совпадением, а со свойством звезды, то его можно истолковывать следующим образом: вспышке звезды с плавным подъемом (по Кемпбеллу, максимум типа *C* или *D*) предшествует высокая активность звезды в минимуме, тогда как относительно низкая активность звезды предшествует вспышке с быстрым нарастанием яркости (максимум типа *A* или *B*). В дальнейшем, видимо, полезно для характеристики активности звезды разработать соответствующие количественные критерии.

Дата	n	V	$B - V$	$U - B$	Примечания
<i>Вспышка № 1</i>					
Июнь 1960 г.					
4—5	15	10 ^m ,55	+0 ^m ,21	—0 ^m ,82	
5—6	45	10,30	+0,14	—0,88	
6—7	58	10,15	+0,09	—0,83	
7—8	30	10,10	+0,05	—0,81	
9—10	17	9,35	+0,02	—0,48	
10—11	7	8,97	—0,03	—0,71	
11—12	29	8,93	—0,06	—0,79	
12—13	24	9,09	—0,07	—0,87	
13—14	41	9,27	—0,07	—0,87	
14—15	26	9,44	—0,05	—0,84	
16—17	29	10,06	0,00	—0,92	
17—18	27	10,34	+0,03	—0,92	
26—27	28	11,20	+0,34	—1,00	
<i>Вспышка № 2</i>					
Июль 1960 г.					
2—3	15	11,31	+0,32	—0,94	П
6—7	23	10,43	+0,20	—0,71	
7—8	44	10,04	+0,03	—0,77	
8—9	29	9,95	0,00	—0,73	
9—10	60	9,80	+0,01	—0,76	
10—11	15	9,10	—0,05	—0,65	П
12—13	21	8,95	—0,07	—0,80	
13—14	19	9,02	—0,08	—0,82	
14—15	22	9,06	—0,06	—0,77	
15—16	5	8,90	—0,04	—0,71	
16—17	5	8,61	—0,03	—0,75	П
17—18	4	8,61	—0,08	—0,81	П
21—22	1	9,22	—0,11	—0,91	
22—23	48	9,50	—0,10	—0,92	
23—24	24	9,78	—0,07	—0,92	
24—25	39	10,06	—0,05	—0,94	
27—28	19	10,95	+0,16	—0,93	
28—29	41	11,05	+0,18	—0,88	
29—30	13	11,40	+0,37	—0,93	
<i>Вспышка № 3</i>					
Август 1961 г.					
4—5	36	11,31	+0,61	—0,55	
5—6	7	9,44	+0,07	—0,18	
6—7	46	8,80	—0,05	—0,68	
7—8	47	8,84	—0,06	—0,74	
8—9	34	9,07	—0,05	—0,75	
9—10	38	9,39	—0,04	—0,75	
10—11	30	9,70	—0,04	—0,78	
11—12	31	10,10	0,00	—0,78	
12—13	33	10,56	+0,04	—0,76	
13—14	12	11,03	+0,15	—0,74	
14—15	20	11,40	+0,34	—0,64	
15—16	10	11,55	+0,47	—0,81	
16—17	10	11,53	+0,49	—0,80	

Дата	n	V	$B - V$	$U - B$	Примечания
Вспышка № 4					
Сентябрь 1961 г.					
5—6	7	11,84	+0,52	—0,74	
11—12					
23 ^h 45 ^m UT	4	10,36	+0,35	—0,17	
0 29	11	10,25	+0,28	—0,08	
1 29	7	10,11	+0,23	—0,08	
1 49	2	10,04	+0,20	—0,10	
2 25	4	10,00	+0,21	—0,04	
2 47	5	9,94	+0,21	—0,08	
3 40	5	9,83	+0,25	—0,01	
Среднее	38	10,07	+0,25	—0,08	
13—14	15	8,70	—0,05	—0,76	
14—15	21	8,79	—0,04	—0,71	
15—16	14	8,61	—0,01	—0,64	
17—18	1	8,57	+0,01	—0,66	II
18—19	30	8,60	—0,03	—0,70	
20—21	3	8,68	—0,01	—0,73	II
21—22	37	8,77	—0,03	—0,72	
22—23	12	8,93	0,00	—0,65	II
25—26	58	9,92	0,00	—0,76	
27—28	22	10,80	+0,11	—0,72	
28—29	29	11,09	+0,23	—0,72	
Октябрь, 1961 г.					
4—5	23	11,56	+0,48	—0,79	

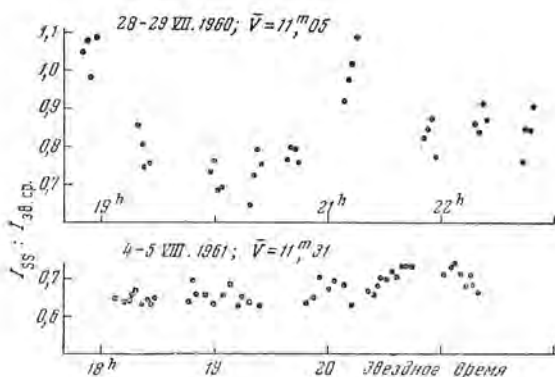
4. Большие вспышки SS Cyg

Общий вид кривых V , $B - V$ и $U - B$ для всех четырех вспышек не содержит каких-либо особенностей, отличных от аналогичных кривых, полученных Цуккерман и Грантом и Абтом. Здесь, может быть, уместно обратить особое внимание лишь на одну важную деталь. На основании кривых блеска и цветов для трех вспышек в [8] и [9] и четырех вспышек данной работы следует определенная зависимость между скоростью нарастания яркости и величиной спада $U - B$ на фазе увеличения блеска. Чем больше величина dV/dt , тем больше спад значения $U - B$. Ниже это явление будет обсуждено более детально.

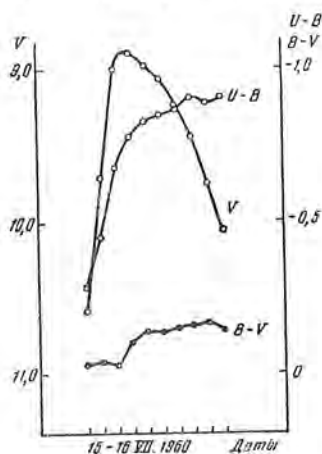
Чрезвычайно интересной оказалась вспышка № 2. Внимательное рассмотрение кривых V , $B - V$ и $U - B$ заставляет подозревать о наложении одной на другую двух вспышек. Действительно, кривая V имеет два четко выраженных максимума, а в месте возрастания блеска предполагаемой вспышки определенно чувствуется спад в величине $U - B$. Для большей наглядности из величин V , $B - V$ и $U - B$ вспышки № 2 было произведено фотометрическое вычитание соответствующих величин вспышки № 1 при совмещении кривых на фазе возгорания и в максимуме (фиг. 5). Полученные кривые настолько похожи на кривые обычных вспышек, что факт двойственности в данном случае едва ли вызывает сомнение.

Отметим также примерно одинаковую мощность вспышек, на которые разделилась вспышка № 2. Именно с точки зрения мощности вспышек и был далее рассмотрен вопрос о том, насколько типичными или исключительными являются случаи двойственности.

С этой целью были рассмотрены 105 вспышек за период с 1945 по 1960 г. по данным, которые в последние годы публикует Мэйалл в J. Roy. Astr. Soc. Canada. За единицу мощности принималось количество энергии, излучаемое звездой 12 величины за сутки. Мощность вспышки определялась по площадям, ограниченным кривой блеска и уровнем яркости в минимуме. Для приближенных оценок оказалось вполне достаточно аппроксимировать контуры соответствующих площадей треугольниками или трапециями. Затем подсчитывалось число вспышек, попадающих в каждый данный интервал значений мощности.



Фиг. 4. Активность SS Cyg в различные периоды времени



Фиг. 5. Фотометрические разности V , $B-V$ и $U-B$ вспышек № 2 и 1

Фиг. 6 иллюстрирует полученные результаты. Поразительным является деление вспышек на две резко выраженных группы, с почти точно вдвое различающимися значениями мощности в максимумах кривой распределения. Напрашивается следующий вывод: двойные вспышки не являются исключительным явлением, к ним, вероятно, относится большинство мощных вспышек. Природа же двойственности является новой загадкой этой замечательной звезды. Та же причина может объяснить давно отмеченный Стерне и Кемпбелом [12] факт деления вспышек SS Cyg на две группы по их продолжительности.

Поскольку двойственность вспышек сказывается на величинах показателей цвета, особенно $U-B$, нет оснований считать, что она не скажется и на виде спектра. Скорее всего следует ожидать спектральных различий в зависимости от типа и фазы максимума звезды. Возможно, именно это обстоятельство и отражает те различия в спектрах звезды для различных типов вспышек, которые обнаружили Джой, Хиндерер и др.

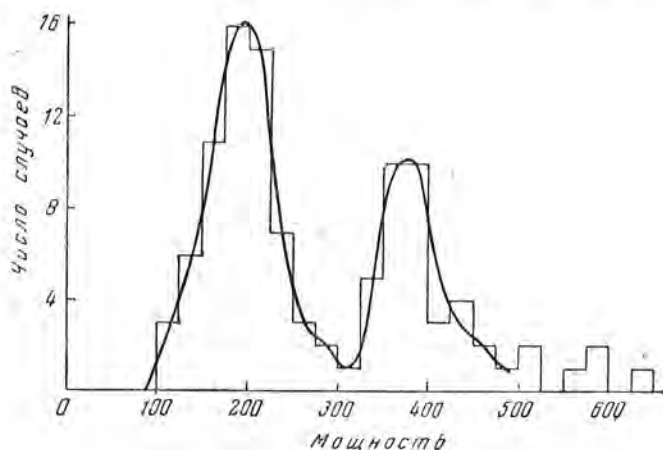
С точки зрения двойственной природы мощных вспышек интересно обсудить некоторые фотометрические характеристики таких вспышек с физической стороны.

1. Рассмотрим цвет $B-V$. Согласно Джюю, компоненты системы SS Cyg спектральных классов G и B имеют примерно одинаковую яркость в минимуме. Принимая суммарную яркость системы в минимуме равной $11,9-12^m,0$, для блеска отдельных компонент получим $12,4-12^m,5$. Это, по-видимому, означает, что изменения величины $B-V$ от минимума до максимума обуславливаются не только увеличением яркости горячей компоненты, но и температурными изменениями в процессе вспышки, как это получается и из спектрофотометрического анализа Хиндерера.

Если $B-V$ характеризует цветовую температуру, то возникает вопрос: почему величина $B-V$ оставалась практически неизменной в макси-

муме двойной вспышки № 2? Было бы естественным ожидать, что две вспышки, следующие одна за другой с небольшим промежутком времени (по сравнению с масштабом явления), должны привести к более сильному изменению величины $B - V$, чем наблюдаемое.

В данном же случае дело обстоит так, как если бы на поверхности звезды возникали две локализованные вспышки с одинаковой яркостью и температурой. Однако очень сложная и загадочная природа этого явления требует дальнейшего изучения. В частности, существенно то, что SS Cyg представляет собой очень тесную двойную систему [13].



Фиг. 6. Кривая распределения вспышек по мощности

2. Теперь рассмотрим цвет $U - B$ и, в частности, спад этого цвета на фазе возрастания яркости. Как легко видеть, этот спад является результатом отставания роста яркости в фильтре U относительно роста яркости в фильтре B . По-видимому, это свидетельствует о том, что высвобождение энергии в начальной стадии вспышки SS Cyg происходит в достаточно глубоких слоях, вследствие чего выход ультрафиолетового излучения запаздывает по сравнению с выходом излучения в видимой части спектра.

В заключение обращаем внимание на необходимость проведения одно-временных спектроскопических и фотоэлектрических наблюдений, значение которых для выяснения загадочной природы SS Cyg очевидно.

Автор приносит глубокую благодарность за большую помощь в наблюдениях и их обработке лаборантам обсерватории А. И. Оляковой и Т. М. Смирновой. Автор благодарен также чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за внимательный просмотр рукописи и обсуждение ряда вопросов, возникших при этом.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. P. Fleming. Harv. Ann., 56, 1912.
2. W. S. Adams, A. H. Joy. Popul. Astron., 30, 102, 1922.
3. C. T. Elvey, H. W. Babcock. Astrophys. J., 97, 412, 1943.
4. A. H. Joy. Astrophys. J., 124, 317, 1956.
5. F. Hinderer. Astron. Nachr., 277, 193, 1949.
6. M. F. Walker. I. A. U. Sympos. N 3: Non-stable Stars, Cambridge Univ. Press, p. 46, 1957.
7. G. Grant. Astrophys. J., 122, 566, 1955.
8. G. Pinto, L. Rosino. Asiago Contr., N 106.
9. M. C. Zuckerman. Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. IV, 20, 237, 1958.
10. G. Grant, H. A. Abt. Astrophys. J., 129, 323, 1959.
11. L. Campbell. Harv. Ann., 90, 93, 1934.
12. T. E. Sterne, L. Campbell. Harv. Ann., 90, 189, 1934.
13. E. Schatzman. Ann. Astrophys., 22, 436, 1959.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫХИВАЮЩИХ
ЗВЕЗД. II

И. Ф. Чугайнов

Непрерывная фотоэлектрическая регистрация блеска вспыхивающих звезд позволила в 1961 г. отметить еще шесть вспышек EV Lac. Все наблюдения получены с синим фильтром. Световые кривые (фиг. 1—2) построены следующим образом: по оси абсцисс отложено мировое время UT , а по оси ординат — величина потока избыточного излучения, возникающего при вспышке, выраженного в единицах потока от звезды в нормальном состоянии i_n . Рассмотрено представление световых кривых экспоненциальной зависимостью. Заподозренная в предыдущей работе [1] зависимость между скоростями возгорания и затухания вспышки подтверждается. Блеск EV Lac в нормальном состоянии, по-видимому, постоянен.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. II, by P. F. Chugainov. — Continuous photoelectric registration of the brightness of flare stars during 1961 permitted the detection of six more flares of EV Lac. All the observations were made with a blue filter. The light curves are given in figs. 1—2. The abscissas are universal time UT , the ordinates are the flux of excess radiation, originating during a flare, expressed in units of the flux from the star in a normal state i_n . The possibility of representing the light curves by an exponential relation is considered. The suspected dependence between the rate of increase and decrease in flare brightness is confirmed. The brightness of EV Lac in a normal state is apparently constant.

В 1961 г. мы продолжали систематическую фотоэлектрическую регистрацию блеска вспыхивающих звезд на 20-см рефлекторе. Проводились наблюдения трех звезд — AD Leo, BD + 51° 2402 и EV Lac. Наибольшее время наблюдений (236^h,4) приходится на последнюю. Было зарегистрировано еще шесть вспышек этой звезды. Таким образом, число зарегистрированных нами вспышек EV Lac достигло в настоящее время десяти. У AD Leo и BD + 51° 2402 в этом году вспышек не было отмечено.

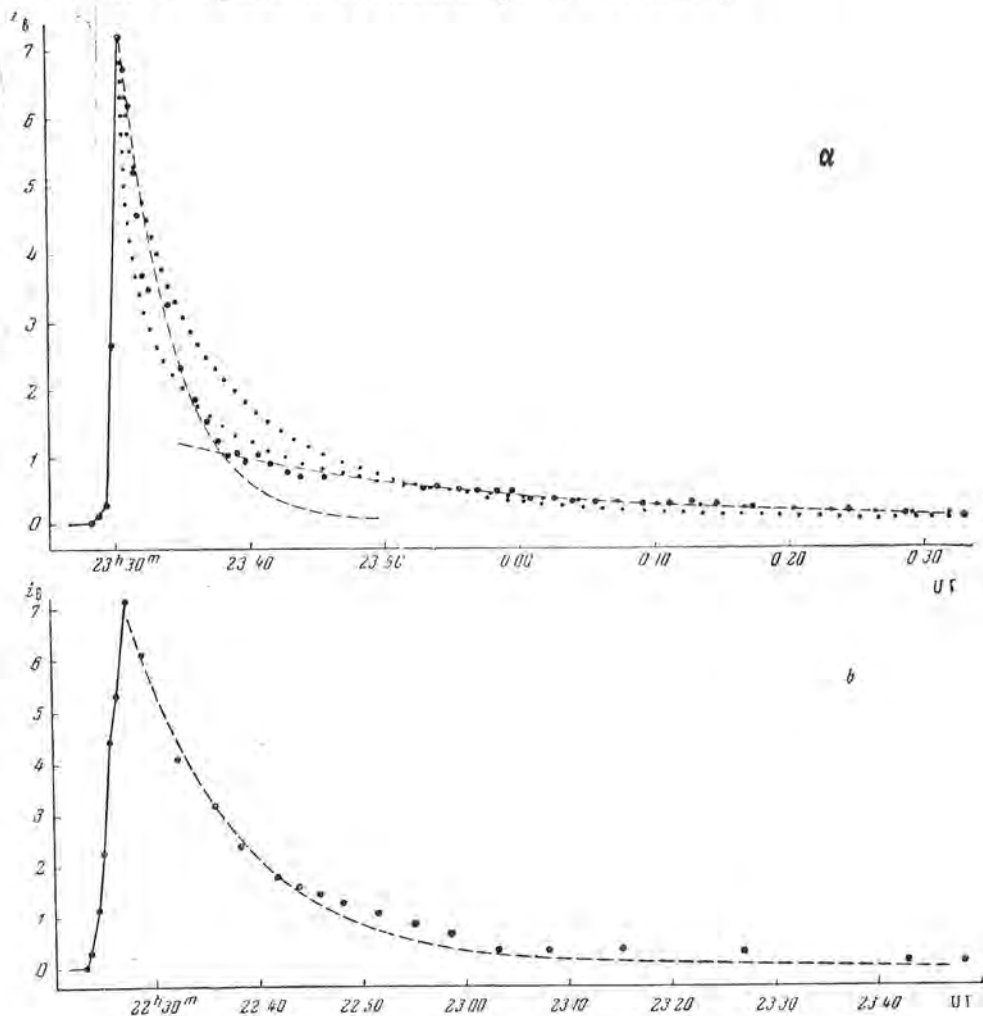
Методика наблюдений и их обработка описаны в предыдущей статье [1].

В табл. 1 даны моменты (по мировому времени) начала вспышек, наблюдавшихся в 1961 г. Все наблюдения 1961 г. проведены с синим фильтром.

Таблица 1

Номер вспышки	Дата, 1961 г.	UT
5	7.VIII	20 ^h 27 ^m
6	1.IX	20 40
7	6.IX	18 22
8	14.IX	22 35
9	4.X	17 17
10	17.X	16 48

Световые кривые этих вспышек приведены на фиг. 2 (с — h) следующим образом: по оси абсцисс отложено мировое время, по оси ординат — величина $i_v = \left(\frac{\Pi_{\text{всп}}}{\Pi_{\text{норм}}} - 1 \right)_{\text{ист}}$, представляющая собой поток избыточного излучения, возникающего при вспышке, выраженный в единицах потока от звезды в нормальном состоянии («поток вспышки»).

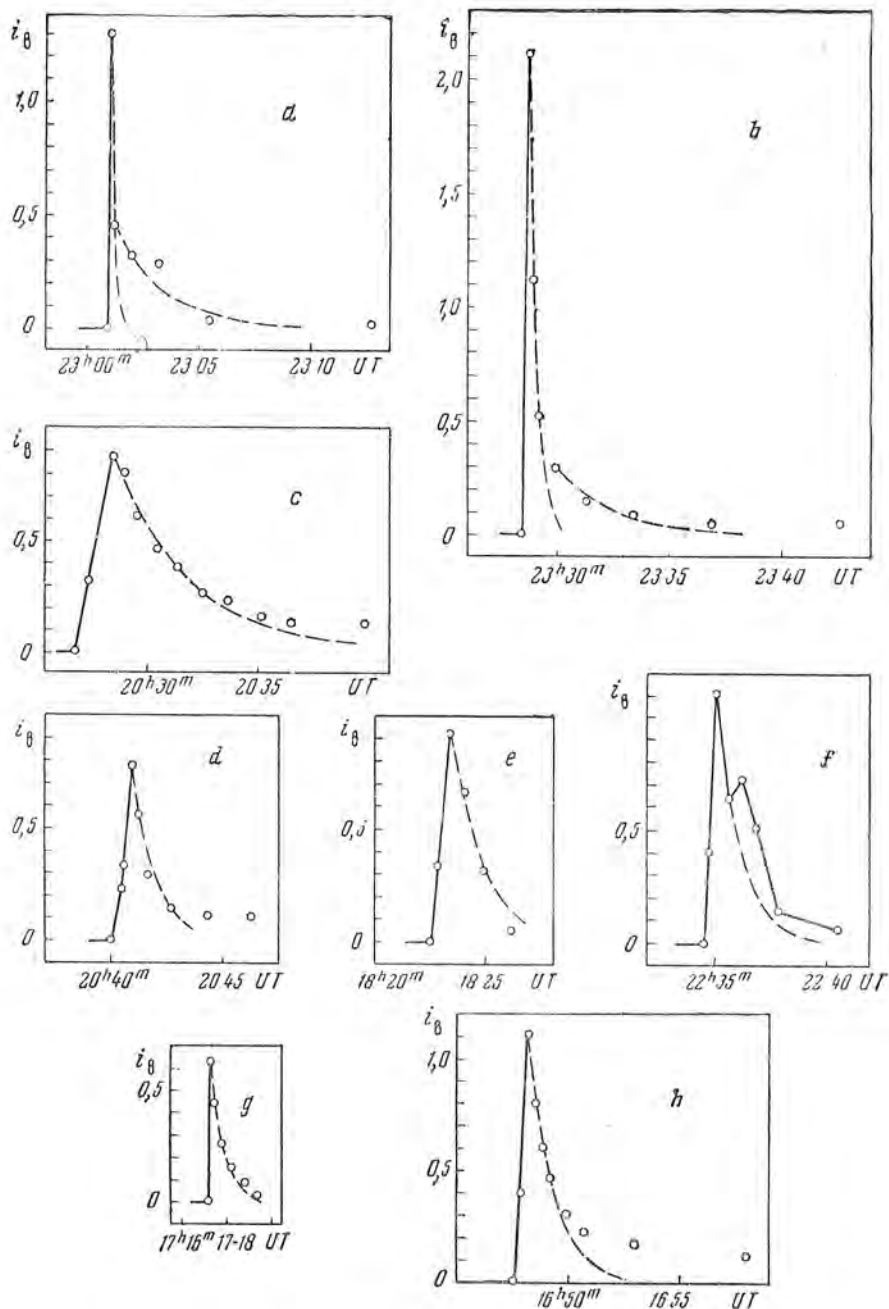


Фиг. 1. Световые кривые вспышек 1 и 2

α — вспышка 1; b — вспышка 2

Подробнее об этой величине см. в [1]. Такой способ построения световой кривой имеет преимущество перед использованием кривой блеска звезды в шкале звездных величин [1], так как он позволяет непосредственно исследовать закон изменения потока излучения вспышки. Построенные таким же образом световые кривые для вспышек 1—4 (1960 г.) даны на фиг. 1 a , b и 2 a , b .

В предыдущей работе [1] было проведено предварительное изучение кривых потока излучения вспышки. Для вспышек 1, 3, 4 эти кривые после максимума были представлены двумя участками экспонент, причем начальное уменьшение i_v более быстрое, чем последующее. При обработке вспышки 2 была подобрана экспонента, представляющая с наи-



Фиг. 2. Световые кривые вспышек 3—10

a — вспышка 3, *b* — вспышка 4, *c* — вспышка 5, *d* — вспышка 6, *e* — вспышка 7,
f — вспышка 8, *g* — вспышка 9, *h* — вспышка 10

меньшими ошибками всю кривую изменения i_B после максимума. Однако сравнение между собой всех десяти полученных к настоящему времени световых кривых показывает, что от представления всей световой кривой экспонентой, по-видимому, следует отказаться. Во всех случаях экспонентой можно достаточно хорошо представить либо начальный, либо последующий ход изменения i_B .

Был принят следующий способ обработки световых кривых. Подбирается экспонента, наилучшим образом представляющая начальный ход изменения i_v после максимума. Введем следующие обозначения:

$$i_v(t) = i_{v, \text{макс}} e^{-\beta_1(t-t_{\text{макс}})}, \quad (1)$$

где $i_{v, \text{макс}}$ — поток излучения вспышки в момент максимума $t_{\text{макс}}$, а величина β_1 следующим образом связана с величиной α_1 , рассмотренной в [4]:

$$\beta_1 = 0,921 \alpha_1.$$

У всех вспышек эта формула хорошо представляет наблюдаемые значения i_v от максимума до некоторого момента t_1 , когда $i_v \approx 0,20 \div 0,40 i_{v, \text{макс}}$. Начиная с момента t_1 , наблюдаемые значения i_v в девяти случаях из десяти лежат выше, даваемых формулой (1). Представление нисходящей части световых кривых вспышек 5—10 (1961 г.) формулой (1) показано штриховой линией на фиг. 2 (с — h). Индивидуальные точки представляют наблюдаемые значения i_v . Результаты обработки световых кривых вспышек 1960 г. были пересмотрены. При этом мы следовали принятому теперь способу обработки. Так, для представления нисходящей ветви кривой вспышки 2 была подобрана экспонента, наилучшим образом аппроксимирующая ход изменения i_v от максимума до значений $i_v \approx 0,2 i_{v, \text{макс}}$. Представление световых кривых вспышек 1—4 экспонентами показано на фиг. 1, а, b и 2, а, b штриховыми линиями.

Изучение закона изменения i_v в интервале $i_v < 0,20 \div 0,40 i_{v, \text{макс}}$ представляет большой интерес. По-видимому, начиная с этих значений, затухание вспышки происходит очень медленно. Это видно из фиг. 1—2. Почти у всех вспышек 1961 г. после быстрого начального спада i_v до значений $0,2 \div 0,3 i_{v, \text{макс}}$ за 5—10 минут в дальнейшем в течение 30 минут, а может быть и больше поток излучения вспышки медленно «подползал» к нулю. К сожалению, точность определения i_v для этих значений у вспышек с $i_{v, \text{макс}} = 1 \div 2$, какими были вспышки 1961 г., очень низка из-за влияния больших шумов фотоумножителя. Вспышка 1 (1960 г.) остается пока единственной, у которой этот интервал был исследован достаточно подробно. Эта вспышка произошла, когда звезда находилась вблизи меридиана и изменения экстинкции были ничтожными. Довольно большое количество определений блеска звезды в этом интервале (23) до некоторой степени уменьшило ошибки в определении i_v . Начальное падение i_v было представлено экспонентой $7,15e^{-0,206(UT-23^{\text{h}}30^{\text{m}},6)}$. Начиная с момента $UT = 23^{\text{h}}38^{\text{m}}$, наблюдаемые значения i_v хорошо представляются экспонентой $1,02e^{-0,0428(UT-23^{\text{h}}38^{\text{m}})}$. Таким образом, вблизи момента $UT = 23^{\text{h}}38^{\text{m}}$ произошло резкое замедление затухания вспышки. Аналогичное явление отметил недавно П. Е. Рок [2] по наблюдениям вспышки YZ CMi.

Возникает вопрос, нельзя ли найти формулу, которая могла бы представить всю световую кривую вспышки. В частности, представляет интерес формула, предложенная В. Оскаяном [3],

$$i_v(t) = i_{v, \text{макс}} e^{-\beta t^n}, \quad (2)$$

где β и n — константы, причем $n < 1$. Нами был испробован ряд таких кривых для представления кривой вспышки 1. Результат получился аналогичный тому, что и при использовании кривых (1), а именно: формулой (2) невозможно аппроксимировать всю световую кривую после максимума, а либо начальный, либо последующий ее ход. На фиг. 1, а показаны точками две кривые, вычисленные по формуле (2). Кривая с параметрами $i_{v, \text{макс}} = 7,15$, $\beta = 0,295$, $n = 0,70$ довольно хорошо пред-

ставляет начальный ход i_v от $i_{v, \text{макс}}$ до $i_v \approx 0,65 i_{v, \text{макс}}$, а на участке $i_v \leq 0,07 i_{v, \text{макс}}$ идет ниже наблюдаемых значений. Вторая кривая с параметрами $i_{v, \text{макс}} = 7,15$, $\beta = 0,651$, $n = 0,45$ дает значительно более крутой, чем наблюдаемый, ход падения i_v на начальном участке световой кривой после максимума, но хорошо представляет значения на ее конечном участке. Для сравнения с этим результатом отметим, что формула (1), являющаяся частным случаем (2) при $n = 1$, хорошо представляет нисходящую ветвь световой кривой вспышки 1 на значительно большем интервале: от $i_{v, \text{макс}}$ до $i_v \approx 0,2 i_{v, \text{макс}}$, и в этом заключается ее преимущество перед формулой (2). Поэтому на данном этапе, по-видимому, имеет смысл обрабатывать световые кривые вспышек, используя формулу (1).

Интересные результаты дают измерения скорости возгорания вспышек. За исключением вспышки 2, у которой продолжительность процесса возгорания была около 4 минут, у остальных вспышек возгорание занимало промежутки времени меньше 2 минут. Следует отметить вспышку 9 (1961 г.), сравнимую по продолжительности процесса возгорания порядка 6—7 секунд со вспышкой 3 (1960 г.). Как упоминалось [1], в связи с необходимостью усреднять большие шумы фотоумножителя была выбрана скорость ленты самописца 430 мм/час. При такой скорости временная развертка кривой возгорания вспышки получается очень сжатой, и судить о законе изменения i_v во время возгорания трудно. Поэтому в качестве характеристики скорости нарастания i_v был принят промежуток времени τ_1 в минутах, в течение которого i_v изменялось от $i_{v, \text{макс}}/e$ до $i_{v, \text{макс}}$ ($e = 2,72$ — основание логарифмов Нэпера). Эта величина даже при сжатой записи кривой возгорания определяется довольно уверенно, за исключением таких сверхбыстрых вспышек, как 3, 4 и 9.

В [1] мы отметили, что, возможно, существует зависимость между скоростями возгорания и затухания вспышки, а именно, чем быстрее происходит процесс возгорания вспышки, тем быстрее идет ее затухание. Сравнение всех десяти вспышек дает дальнейшее подтверждение этому

Таблица 2

Номер вспышки	β_1	$\frac{1}{\tau_1}$	Номер вспышки	β_1	$\frac{1}{\tau_1}$
1	0,266	1,19	6	0,94	1,96
2	0,094	0,42	7	0,68	1,82
3	6,2	14	8	0,90	3,70
4	2,76	7,1	9	2,20	11
5	0,298	0,91	10	0,88	2,9

предположению. В табл. 2 приведены величины β_1 и $1/\tau_1$, найденные по световым кривым вспышек. Напомним, что в настоящей работе рассматривались только кривые, полученные по наблюдениям с синим фильтром.

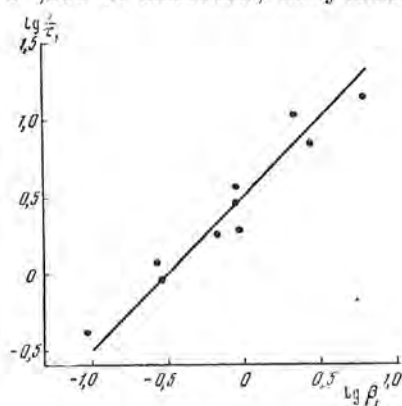
Как видно из фиг. 3, где сопоставлены $\lg 1/\tau_1$ и $\lg \beta_1$, между этими величинами существует линейная зависимость

$$\lg \beta_1 = -0,512 + \lg 1/\tau_1, \\ \pm 0,043$$

откуда

$$\beta_1 = 0,308 1/\tau_1. \\ \pm 0,031.$$

В 1961 г. мы получили 24 измерения блеска EV Lac в нормальном состоянии минимального блеска посредством сравнения ее с BD + 43° 4295. Как и в прошлом году, различия оценок лежат в пределах ошибок наблюдений. Среднее по всем наблюдениям значение звездной величины отличается всего на $0^m,004$ от значения, полученного в 1960 г. Среднее



Фиг. 3. Зависимость между $\lg 1/\tau_1$ и $\lg \beta_1$

квадратичное отклонение одного наблюдения равно $\pm 0^m,032$, что находится в пределах ошибок наблюдений. По-видимому, большую часть времени блеск звезды в нормальном состоянии постоянен. Необходимо, однако, отметить, что слабые кратковременные поярчания звезды могут быть замаскированы шумами фотоумножителя. Например, в ночь с 18 на 19 июля 1961 г. наблюдались два поярчания звезды на $0^m,2$ продолжительностью около трех минут. Возможно, это были две слабые вспышки.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Ч у г а й н о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 171, 1961.
2. Р. Е. R o q u e s. Astrophys. J., **133**, 914, 1961.
3. В. О с к а н я н. Сб. «Нестационарные звезды». Ереван, 1957.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЯРКОСТИ
В ДИФФУЗНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 6618

Б. П. Артамонов, Р. Е. Гершберг

Изучены флуктуации поверхностной яркости в диффузной туманности NGC 6618. В центральной части туманности флуктуации поверхностной яркости носят тот же характер, что и в центре туманности Ориона. Обнаружена корреляция флуктуаций яркости с расстоянием в области волокнистой структуры на западном краю туманности.

A STUDY OF BRIGHTNESS FLUCTUATIONS IN THE DIFFUSE NEBULA NGC 6618, by B. P. Artamonov, R. E. Gershberg. — Fluctuations in the surface brightness of the diffuse nebula NGC 6618 have been studied. In the central part of the nebula the fluctuations are of the same character as those in the center of the Orion nebula. A correlation between brightness fluctuations and distance was detected in the region of filamentary structure at the western edge of the nebula.

Один из методов изучения внутренних движений в эмиссионных туманностях заключается в исследовании флуктуаций поверхностной яркости по туманности [1]. До сих пор этот метод был применен только для изучения диффузной туманности NGC 1976 в Орионе [2]. Карты поверхностной яркости, опубликованные в работе [3], позволяют провести аналогичное исследование в эмиссионной туманности NGC 6618.

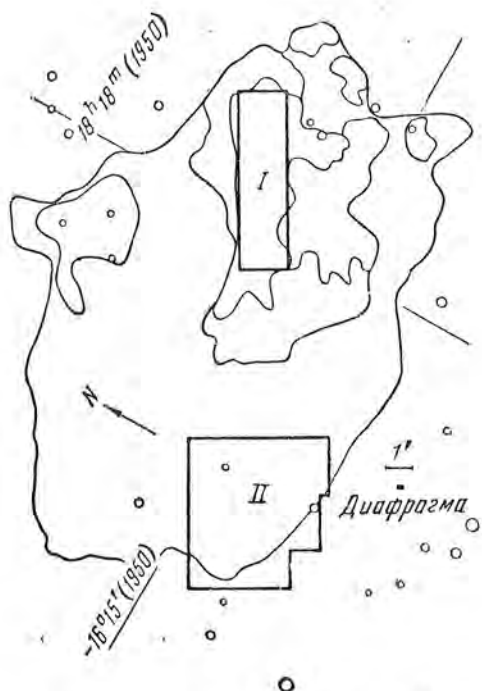
Изучение характера внутренних движений в туманности по флуктуациям поверхностной яркости сводится к вычислению по данным наблюдений функции

$$G(r) = \frac{\overline{\Delta I^2(r)}}{\bar{I}^2},$$

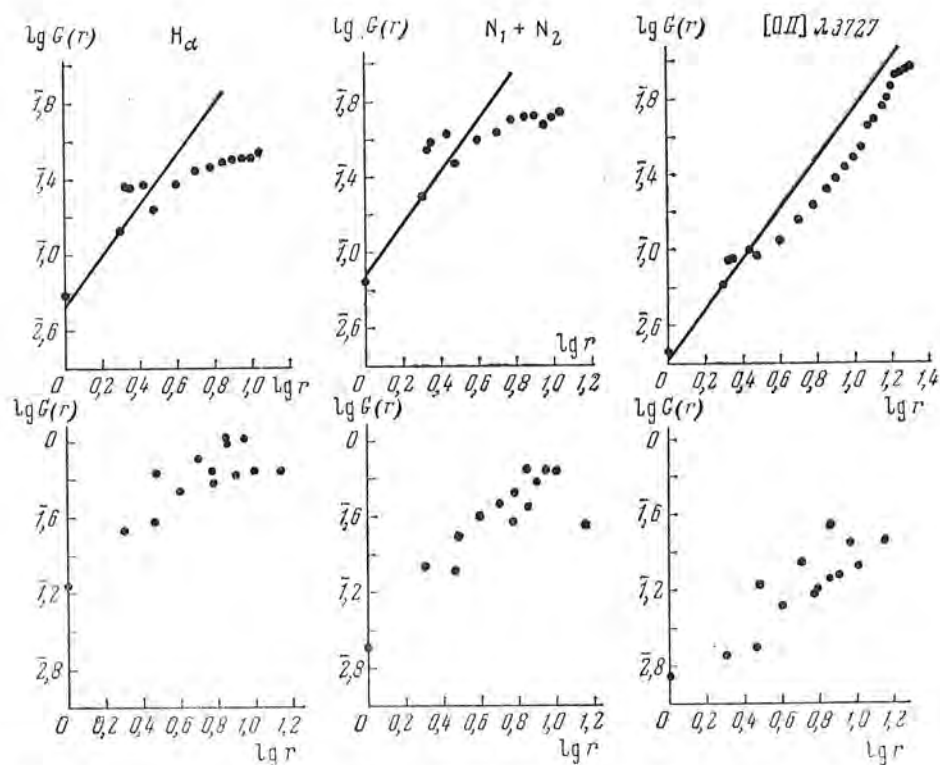
где $\bar{I}$ — средняя поверхностная яркость туманности, $\Delta I(r)$ — разность между поверхностными яркостями в двух точках туманности, разделенных расстоянием (r) , и к последующему сопоставлению полученной зависимости с теоретической функцией, при вычислении которой делаются те или иные предположения о характере внутренних движений в туманности.

В туманности NGC 6618 были выбраны две области (фиг. 1). Одна из них (I) расположена в наиболее яркой части туманности, где имеется довольно однородная структура с флуктуациями яркости, напоминающая, как и центр туманности Ориона, «кипящий котел». Другая область (II) расположена на восточном краю туманности, где диффузное вещество образует обширную систему, сходную с остатками оболочки Сверхновой. Извилистые контуры на фиг. 1 очерчивают наиболее характерные детали туманности, видимые в лучах H_α ; диаметры кружков, обозначающих звезды, приблизительно соответствуют фотовизуальным звездным величинам).

Функция $G(r)$ вычислена, как и в работе [2], для трех различных участков спектра: для области H_α , для области зеленых небулярных линий



Фиг. 1. Схема туманности NGC 6618



Фиг. 2. Значения функций $\lg G(\lg r)$, полученных из измерений фотографий в свете различных линий

Верхний ряд относится к области I, нижний — к области II

N_1 и N_2 [O III] и для области ультрафиолетового дублета [O II] $\lambda 3727 \text{ \AA}$. Усреднение $\Delta I^2(r)$ производилось по достаточно большому числу пар точек: от 48 до 128 пар для различных r . На фиг. 2 приведены полученные зависимости $G(r)$. Единица масштаба соответствует $0,11 \text{ пс}$ ($11'',6$ на расстоянии 1900 пс). Верхние три графика относятся к центральной части туманности, нижние — к области волокнистой структуры. На верхних графиках по начальным точкам проведены прямые с тангенсом угла наклона, равным $4/3$. Как известно [4], такой вид должна иметь функция $\lg G(\lg r)$ в случае, когда флуктуации поверхностной яркости обусловлены внутренними турбулентными движениями в туманности.

Функция $G(r)$, вычисленная для центральной части NGC 6618, имеет в общем тот же вид, что и в туманности Ориона. Поэтому выводы, полученные в [2] и касающиеся центра туманности Ориона, в такой же степени справедливы и для NGC 6618. Единственное отличие состоит в том, что в ультрафиолетовых лучах область «насыщения» кривой $\lg G(\lg r)$ достигается при больших r , чем в красных и зеленых лучах. По-видимому, этот результат не связан с характером внутренних движений в туманности. Как видно из фиг. 3 в работе [3], в рассматриваемой области имеется систематическое изменение яркости в ультрафиолетовых лучах: видимо, это эффект стратификации ионов кислорода по степени ионизации и нарастания межзвездного поглощения к западному краю туманности.

Нижние три графика фиг. 2 показывают, что в области волокнистой структуры между $\lg G$ и $\lg r$ определенно существует корреляция. Это довольно неожиданный результат, поскольку волокнистую систему нельзя рассматривать как сплошную среду в обычном гидродинамическом смысле. Если же вещество в волокнах не образует единой гидродинамической системы, то не ясно, почему флуктуации яркости могут зависеть от расстояния между сравниваемыми точками.

Вычисления $G(r)$ во вторую руку были выполнены А. И. Оляковой

Ноябрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обс., **11**, 34, 1954.
2. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., **11**, 22, 1954.
3. Р. Е. Гершберг, В. А. Пропп. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 303, 1961.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ
И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАССТОЯНИЙ ДО ЭТИХ ОБЪЕКТОВ

Р. Е. Гершберг

Предложен метод определения расстояний до отдельных планетарных туманностей по их радиоизлучению и электронной плотности [формула (8)]. Метод применим к туманностям, прозрачным в радиодиапазоне, и не чувствителен к их оптической толщине в лаймановском континууме. Вычислены новые расстояния до шести планетарных туманностей. Полученные расстояния (девятый столбец таблицы R_9) систематически меньше расстояний, определенных методом Шкловского (R_{10}). Уточнение результатов Шкловского при помощи более точных фотометрических данных (R_{11}) сближает эти две системы расстояний. По новым расстояниям вычислены массы планетарных туманностей; они оказались в пределах $10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$.

RADIO EMISSION OF PLANETARY NEBULAE AND A DETERMINATION OF DISTANCES TO THESE OBJECTS, by R. E. Gershberg. — A method for determining the distance to separate planetary nebulae from their radio emission and electron density is proposed [formula (8)]. The method is applicable to nebulae transparent to the radio waves and is not sensitive to their optical thickness in the Lyman continuum. New distances have been derived for six planetary nebulae. The derived distances (column 9 of the table — R_9) are systematically smaller than those found by Shklovsky's method (R_{10}). A more precise evaluation of Shklovsky's results, by using more accurate photometric data (R_{11}), brings these two systems of distances into closer agreement. The masses of the planetary nebulae have been computed, using the new distances. They were found to be within the limits $10^{-4} \div 2 \cdot 10^{-2} M_{\odot}$.

Согласно гипотезе Шкловского [1], на определенном этапе эволюции звезды в ее атмосфере нарушается гидростатическое равновесие и оболочка звезды начинает расширяться, превращаясь со временем в планетарную туманность. Расширение оболочки сопровождается уменьшением ее оптической толщины в лаймановском континууме. Когда оптическая толщина τ_{Lc} становится меньше единицы, в оболочке устанавливаются сравнительно однородные физические условия, и дальнейшее расширение оболочки можно рассматривать как изотермическое расширение газового облака, плотность которого убывает со временем до величины порядка плотности межзвездной среды. В большинстве известные планетарные туманности являются, согласно [1], уже оптически тонкими оболочками.

Гипотеза Шкловского могла быть проверена следующим образом. В расширяющейся прозрачной оболочке

$$M \propto n r^3 = \text{const} \quad (1)$$

$$I \propto n^2 r \propto M^{1/3} n^{5/3}, \quad (2)$$

где M — масса оболочки, n — плотность вещества в ней, r — размеры оболочки и I — ее поверхностная яркость. Если предположить, следуя [1], что массы всех планетарных туманностей примерно одинаковы, то

между плотностью и поверхностной яркостью следует ожидать соотношение

$$n \propto I^{1/2}. \quad (3)$$

Недавно Коллинз, Дауб и О'Делл [2] нашли, что такое соотношение действительно существует. Таким образом, [2] превращает гипотезу Шкловского в теорию поздней стадии развития планетарных туманностей.

Но вопрос о возникновении планетарных туманностей остается открытым. Шкловский, исходя из пространственно-кинематических свойств системы этих объектов, полагает, что непосредственными предшественниками планетарных туманностей являются переменные гиганты типа RV Тау. С другой стороны, Боярчук и Хербиг показали, что в peculiar переменной 377.1943 Sge, по-видимому, происходит медленное расширение внешних слоев ядра слабой планетарной туманности: за несколько десятилетий 377.1943 Sge из сравнительно маленькой О-звезды превратилась в гиганта В9*. В настоящее время нельзя даже утверждать, что эти две схемы исключают одна другую.

Таким образом, необходимы дополнительные исследования начальной стадии развития планетарных туманностей. Прежде всего следует найти метод определения расстояния до оптически толстых планетарных туманностей. Ниже предлагается такой метод.

1. Рассмотрим оптически толстую оболочку, окружающую горячую звезду. Согласно [1], эта модель соответствует начальной стадии развития планетарной туманности. Часть оболочки должна быть ионизована, причем размер ионизованной зоны определяется формулой Стремгрена [3]

$$r = U(\text{Sp}) n^{-2/3}. \quad (4)$$

Величина $U(\text{Sp})$ зависит только от параметров звезды и характеризует мощность излучения звезды в L_e . Зона H II, окружающая горячую звезду, должна излучать в радиодиапазоне. Оптическая толща среды в радиочастотах определяется формулой (см., например, [4])

$$\tau_\nu = \frac{0,98 \cdot 10^{-2}}{T_e^{3/2} \nu^2} \left[19,8 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{\nu} \right] \int n_e^2 ds. \quad (5)$$

Для $\lambda = 10$ см и $T_e = 15\,000^\circ \text{K}$ $\tau_\nu = 2 \cdot 10^{-8} ME$ (ME — мера эмиссии). В самой яркой планетарной туманности IC 4997 $ME \sim 10^8$ [1]. Поэтому практически все известные планетарные туманности должны быть прозрачны для сантиметровых волн. Далее, при $\tau_\nu < 1$ поток радиоизлучения определяется следующим образом:

$$F_\nu = \frac{2kT_e \nu^2}{c^2} \tau_\nu \Omega, \quad (6)$$

где Ω — телесный угол, под которым виден радиоисточник. Будем считать плотность вещества в зоне H II постоянной. Тогда из (5) и (6) следует

$$F_\nu = 5,4 \cdot 10^{-41} R \varphi^3 n_e^2, \quad (7)$$

где R — расстояние до туманности в парсеках, φ — угловой диаметр в секундах и F_ν — поток радиоизлучения в $\text{вт}/\text{м}^2 \cdot \text{гц}$ (при $T_e = 15\,000^\circ \text{K}$).

Плотность вещества в туманности можно определить методом, не зависящим от расстояния — по отношению интенсивностей линий ультра-

* Частное сообщение А. А. Боярчука.

фиолетового дублета [O II] [5]. Тогда формула (7) позволяет найти расстояние до туманности

$$R = 1,85 \cdot 10^{40} \frac{F_v}{\varphi^3 n_e^2} . \quad (8)$$

В принципе этот метод сходен с методом определения расстояний до планетарных туманностей, предложенным Ситоном [6]. Метод Ситона, как известно, основан на том обстоятельстве, что плотность n_e , определенная по линиям [O II], не зависит от принятого расстояния до туманности, а n_e , определенная по поверхностной яркости, зависит от этого расстояния; поэтому можно найти такое R , при котором n_e (O II) = n_e (H). Однако практическое применение метода Ситона усложнено эффектом межзвездного поглощения, которое сильно искажает поверхностную яркость туманности и, следовательно, n_e (H). При использовании (8) эти трудности не возникают.

Важно подчеркнуть, что соотношение (8) не зависит от оптической толщи туманности в L_c . Поэтому предлагаемый метод применим для определения расстояний до всех планетарных (и диффузных) туманностей, если только они прозрачны для радиоизлучения. Для оптически толстых (в L_c) туманностей можно объединить (7) и (4) и получить соотношение

$$F_v \propto U^3 R^2. \quad (9)$$

Это соотношение было использовано Ихсановым [7] и Морияма [8] для исследования диффузных туманностей и возбуждающих их звезд. Если удастся надежно выделить оптически толстые планетарные туман-

Т а б л и ц а

Объект	Поток радиоизлучения, 10^{-26} ат/м ² .гц					Ф
	Баррет, Хау- ард, Хэлдон, 3,45 см	Линде		Мэттьюс 31,2 см	Средний наб- людаемый поток	
		10 см	22 см			
IC 418	0,4	1,6		1,3	1,6	11"×14"
NGC 6543		0,9	0,7		0,8	16 ×22
NGC 6572		1,0	<0,3		{1,0 0,6	13 ×16
NGC 6853		1,3	0,8		1,0	240 ×480
NGC 7009		0,8			1,0	26 ×30
NGC 7293		1,2	1,2		1,2	720 ×900

Объект	n_e	Расстояние, пс			Масса, $10^{-3} \cdot M_{\odot}$
		R_9	R_{10}	R_{11}	
IC 418	$3,9 \cdot 10^4$	100	1300	580	0,10
NGC 6543	$6,0 \cdot 10^3$	620	770	520	13
NGC 6572	$8,3 \cdot 10^3$	{900 540	1200	{580 620	{24 5,3
NGC 6853	$3,7 \cdot 10^2$	34	150	87	0,77
NGC 7009	$6,0 \cdot 10^3$	240	550	390	2,4
NGC 7293	$1,6 \cdot 10^2$	17	50	50	0,54

Примечание. Поскольку поток от NGC 6572 на волне 22 см измерен неуверенно, вычисления расстояния до этой туманности и ее массы выполнены дважды: с учетом этих измерений и без них.

ности, то соотношение (9) позволит определить ионизирующую способность ядер таких туманностей. Однако исследование радиоизлучения оптически толстых планетарных туманностей современным радиотелескопом пока еще не под силу.

2. Обратимся к радионаблюдениям планетарных туманностей. В таблице приведены результаты наблюдений, взятые из работы Линдса [9]. В таблицу не включены данные Дрейка и Юэна [10], относящиеся к туманностям NGC 7293 и NGC 6853, поскольку последующие наблюдения [11, 9] не подтвердили этих данных. Кроме того, в таблицу не включены туманности NGC 3242 и NGC 3587, так как относящиеся к этим объектам результаты мало надежны [9]. В таблице приведены наблюдения на различных длинах волн, средний поток радиоизлучения, использованный при дальнейших расчетах, угловые размеры туманностей, взятые из [1], и электронные плотности, вычисленные нами по данным [2, 12].

В столбцах 9 и 10 таблицы приведены расстояния, вычисленные по формуле (8) и взятые из [1] (в дальнейшем обозначаются R_9 и R_{10} , соответственно). Сравнение соответствующих величин R_9 и R_{10} показывает значительные систематические различия. Целесообразно, однако, несколько уточнить результаты [1]. Как известно, меры эмиссии, использованные в [1] для вычисления расстояний до туманностей, определены довольно грубо. Они стягочены фотометрическими ошибками, поскольку в основе использованной системы ME лежат фотографические определения поверхностных яркостей, ошибками, связанными с предположением о постоянстве отношения $I(\text{O III})/I(\text{H}\beta)$ во всех планетарных туманностях, и ошибками за неточный учет эффекта межзвездного поглощения. Поэтому имеет смысл пересчитать расстояния по методу Шкловского, используя абсолютные поверхностные яркости туманностей в линии $\text{H}\beta$, найденные фотозлектрически [2]. Такая процедура освободила бы результаты [1] почти от всех указанных ошибок (почти, так как учет межзвездного поглощения в [2] сделан с использованием расстояний до планетарных туманностей из [1]). Но можно поступить иначе. Согласно [1],

$$R \propto \frac{M^{2/5}}{\varphi I^{1/5}}. \quad (10)$$

Поскольку $F_\nu \propto I\varphi^2$, то

$$R \propto \frac{M^{2/5}}{\varphi^{3/5} F_\nu^{1/5}}. \quad (11)$$

Используя измеренные потоки радиоизлучения, можно построить систему расстояний до планетарных туманностей, аналогичную системе [1], но свободную от всех указанных выше погрешностей. Естественно, что эта система расстояний будет справедлива лишь для планетарных туманностей, прозрачных и в L_c и в радиодиапазоне; кроме того, по-прежнему приходится предполагать одинаковость масс планетарных туманностей. Результаты такого определения расстояний до туманностей даны в столбце 11 таблицы (в дальнейшем — R_{11}). Нуль-пункт шкалы выбран так, чтобы расстояние до туманности NGC 7293 R_{11} совпало с расстоянием до этой туманности, приведенном в [1]. Привязка ко всякой другой туманности привела бы к увеличению расстояния до NGC 7293, но значение $R_{\text{NGC 7293}} > 50 \text{ пс}$ маловероятно, поскольку расстояние, определенное по тригонометрическому параллаксу ядра этой туманности, составляет лишь $26 \pm 5 \text{ пс}$.

Сравним R_9 и R_{11} . Из шести случаев в двух имеется удовлетворительное согласие, в остальных случаях наши расстояния систематически меньше, причем отклонения достигают 6 раз. Хорошего соответствия между расстояниями, определенными двумя совершенно независимыми метода-

ми, едва ли можно было ожидать, поскольку каждый из этих методов имеет по два существенных недостатка.

Во-первых, R_9 пропорциональны F_v , и первые столбцы таблицы достаточно наглядно иллюстрируют весьма низкую точность имеющихся F_v .

Во-вторых, точность расстояния, определенного предлагаемым методом, зависит от того, насколько близка плотность вещества, найденная по линиям [О II], к среднеквадратичной плотности вещества во всем наблюдаемом объеме туманности. Иными словами, до какой степени верно использованное предположение

$$\int n_e^2 dV = \frac{\pi}{6} (R\varphi)^3 n_e^2 \text{ (О II)}. \quad (12)$$

Если первый недостаток — явление временное, с развитием радиоастрономической техники он отпадет, то вторая трудность связана с вопросом о существовании флуктуаций плотности в планетарных туманностях, с вопросом о скажности диффузной среды. Этот вопрос до сих пор остается открытым [12—15].

В-третьих, метод Шкловского дает расстояния до планетарных туманностей с точностью до постоянного множителя, и для стандартизации шкалы необходимо привлекать дополнительные соображения. Эти соображения, в свою очередь, не являются безупречными.

Наконец, в-четвертых, каталог [1] составлен в предположении, что все планетарные туманности имеют одинаковые массы. Такое предположение основано лишь на общих теоретических соображениях и, строго говоря, не подтверждено независимыми наблюдениями.

Учитывая эти четыре обстоятельства, можно сказать, что соответствие R_9 и R_{11} неплохое.

Следует отметить, что полученные нами расстояния можно уточнить, если при помощи фотометрических данных или даже просто по прямым снимкам ввести поправку за пространственную структуру туманности. Туманность NGC 7293, например, естественно представить, как оболочку, у которой отношение кубов радиусов $\frac{r_{\text{внутр}}^3}{r_{\text{внеш}}^3} = 0,14$ (см., например,

снимок в [12]). Тогда эффективный объем туманности несколько уменьшится и формула (8) даст расстояние 20 пс, что практически совпадает с расстоянием, найденным по тригонометрическому параллаксу. По той же причине следует несколько увеличить расстояния до туманностей IC 418 и NGC 7009. Остальные три планетарные туманности имеют довольно равномерное распределение вещества по объему, и здесь не требуется введение поправок за структуру.

3. Зная расстояния до планетарных туманностей и плотность вещества в них, легко подсчитать массы этих туманностей. Используем очевидную формулу

$$M = \frac{\pi}{6} (R\varphi)^3 m_H n_e = 1,35 \cdot 10^{-18} R^3 \varphi^3 n_e M_{\odot}, \quad (13)$$

где по-прежнему R выражено в парсеках, а φ — в секундах. В последнем столбце таблицы приведены массы туманностей, вычисленные по формуле (13), причем использованы R_9 . Согласно этим вычислениям, массы планетарных туманностей заключены в пределах от 10^{-4} до $2 \cdot 10^{-2}$ солнечных масс. Следует заметить, что полученные величины очень сильно зависят от точности исходных данных

$$M \propto R^3 \varphi^3 n_e \propto F_v^3 \varphi^{-6} n_e^{-5}, \quad (14)$$

так что найденные значения могут быть отягощены значительными ошибками. Однако едва ли различия масс в 200 раз можно полностью отнести за счет ошибок.

Действительно, обратимся к фиг. 2 в [2], где показана зависимость n_e от I . На этом графике, построенном в логарифмическом масштабе, разброс точек превышает единицу. Разброс может быть вызван истинной дисперсией масс туманностей или ошибками при учете межзвездного поглощения. Поскольку, согласно (2), $n_e \propto M^{-1/2} I^{1/2}$, то даже половина этого разброса соответствует дисперсии масс планетарных туманностей на 2—3 порядка величины.

Далее, по зависимости $\lg n$ ($\lg I$) нетрудно оценить среднюю массу планетарных туманностей. Воспользуемся для этого абсолютной светимостью в линии H_β водородной плазмы в условиях планетарной туманности — $9,4 \cdot 10^{-26} n_e^2 \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$ (случай В, $T_e = 15\,000^\circ \text{ К}$) [16]. Тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} M &= r^3 n_e m_H, \\ I &= 9,4 \cdot 10^{-26} n_e^2 r \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

для определенности I здесь удобно считать туманность кубической формы). Из (15) получаем

$$I = 9,4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{\bar{M}}{m_H} \right)^{1/3} n_e^{5/3} \quad (16)$$

или

$$\lg n_e = \frac{3}{5} \lg I - \frac{3}{5} \lg C, \quad C = 9,4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{\bar{M}}{m_H} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

Согласно [2], $-\frac{3}{5} \lg C = 4,06$; следовательно, $\bar{M} = 5 \cdot 10^{-3} M_\odot$. Эта величина хорошо согласуется с нашими результатами, приведенными в последнем столбце таблицы.

В заключение следует подчеркнуть, что полученные расстояния до планетарных туманностей меньше общепринятых расстояний. Если это обстоятельство подтвердится на большем числе объектов, то уменьшение шкалы расстояний до планетарных туманностей неизбежно приведет к пересмотру абсолютных величин их ядер (в сторону ослабления на 1^m или больше) и к увеличению пространственной плотности планетарных туманностей в Галактике по крайней мере в несколько раз. Поскольку недавно было показано, что ядра некоторых планетарных туманностей излучают довольно жесткую корпускулярную радиацию [17], то при значительном увеличении общего числа этих объектов возникает вопрос, не являются ли планетарные туманности заметными источниками космических лучей в Галактике.

Представляется весьма желательным продолжение работы [2] для перевода всего каталога [1] на более надежную фотометрическую основу. К сожалению, трудно ожидать, что в ближайшее время такой перевод может быть выполнен методами радиоастрономии, поскольку потребуется измерение потоков мощностью вплоть до $10^{-28} - 10^{-29} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Добавление. При обсуждении настоящей работы в январе 1962 г. на семинаре по радиоастрономии в ГАИШе были высказаны сомнения по поводу обоснованности уменьшения шкалы расстояний до планетарных туманностей. Во-первых, новые расстояния систематически отличаются от результатов [1], которые основаны на статистических данных; во-вторых, уменьшение шкалы расстояний приводит к столь большой пространственной плотности планетарных туманностей, что их общее число (за время существования Галактики) становится близким или даже превос-

ходит общее число звезд в Галактике. В связи с этим необходимо сделать следующие замечания.

В недавней работе Ю. П. Псковского [18] показано, что шкала расстояний [1] должна быть уменьшена, исходя из звездно-статистических соотношений, в 1,5 раза. Это согласуется с результатами настоящей работы, полученными совершенно иным путем.

Что же касается второго замечания, то существование большого числа планетарных туманностей в Галактике (за время ее жизни), сравнимого с общим числом звезд, еще не означает, что все звезды проходят стадию ядра планетарной туманности. Такое же большое количество планетарных туманностей может обеспечить и особая группа звезд, если в ходе развития эти звезды неоднократно сбрасывают оболочку. Планетарные туманности с двойными и сложными оболочками, возможно, свидетельствуют о таких повторных выбросах.

Выражаю искреннюю благодарность В. И. Пронику за полезное обсуждение работы.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 33, 222, 315, 1956.
2. G. W. Collins II, C. T. Daub, C. R. O'Dell. *Astrophys. J.*, 133, 471, 1961.
3. B. Strömgren. *Astrophys. J.*, 89, 526, 1939.
4. И. С. Шкловский. Космическое радиоизлучение. Гостехиздат, 1956.
5. M. J. Seaton, D. E. Osterbrock. *Astrophys. J.*, 125, 66, 1957.
6. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 114, 154, 1954.
7. Р. Н. Исаилов. Астрон. ж., 37, 642, 1960.
8. F. Moriуama. *Publs. A. S. Japan*, 12, 203, 1960.
9. C. R. Lynds. *Publ. N. R. A. O.*, 1, N 5, 1961.
10. F. D. Drake, H. T. Ewen. *Proc. I. R. E.*, 46, 53, 1958.
11. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович, В. А. Удалцов. Астрон. ж., 38, 373, 1961.
12. D. E. Osterbrock. *Astrophys. J.* 131, 541, 1960.
13. Т. К. Менон. *Publ. N. R. A. O.*, 1, N1, 1961.
14. Ю. Н. Парийский. Астрон. ж., 38, 798, 1961.
15. Космическая газодинамика. Симпозиум МАС № 8, ИЛ, 1960, стр. 205.
16. A. Burgess. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 118, 477, 1958.
17. В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. об., 25, 61, 1961; 26, 342, 1961.
18. Ю. П. Псковский. Астрон. ж., 36, 305, 1959.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ И
НАПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

В. Е. Степанов, А. Б. Северный

Описан метод, позволяющий при помощи магнитографа Крымской астрофизической обсерватории измерять, кроме продольной составляющей магнитного поля Солнца, его поперечную составляющую и определять ее направление на поверхности Солнца, что дает тем самым абсолютную величину и направление вектора поля. Если при измерениях продольного поля применяется модуляция $\pm 1/4 \lambda$ и фототоки, возникающие при колебаниях интенсивности σ_1 - и σ_2 -компонент в двух щелях фотометра, вычитаются, то при измерениях поперечного поля применяется модуляция 0, $1/2 \lambda$, путем добавления к кристаллу ADP кварцевой пластинки с фиксированной разностью фаз $1/4 \lambda$, и оба указанных фототока складываются. Азимут поперечного поля определяется из двух записей сигналов, сделанных в положениях этой пластинки $1/4 \lambda$, отличающихся на 45° друг от друга. Для получения зависимости сигналов от величины наклона γ и азимута χ вектора поля применяется разложение электрических колебаний внутри магнитно-расщепленной линии на два взаимно-ортогональных колебания, что позволяет складывать их интенсивности в пределах оптически толстой линии поглощения и учесть блендирование и взаимодействие различным образом поляризованных σ_1 -, π - и σ_2 -компонент. Для вычисления конкретной зависимости сигналов от величины H и наклона γ применен метод, предложенный в [19, 20].

Описан метод калибровки величины поля и отсчета азимута поля (при помощи искусственного магнита). Точность определения поперечного поля (шумы) ~ 100 га.

В виде карт приведены результаты довольно сложной обработки записей сигналов продольного и поперечного полей (фиг. 11, 12). В некоторых случаях поля солнечных пятен показывают в их структуру.

A PHOTOELECTRIC METHOD FOR MEASUREMENTS OF THE MAGNITUDE AND DIRECTION OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD, by V. E. Stepanov, A. B. Severyny. — A method is described which, together with the measurement of the longitudinal component, permits the determination of the value and direction of the transverse component of the solar magnetic field. Thus the absolute value and direction of the field vector is obtained.

The measurements are made by means of the magnetograph of the Crimean Astrophysical Observatory. For the determination of the longitudinal component a modulation of $1/4 \lambda$ is used and the photocurrents, originating during the intensity variations of the σ_1 and σ_2 components in two slits of the photometer, are subtracted. For measurements of the transverse field the modulations 0, $1/2 \lambda$ are applied by using a quartz plate with a fixed phase difference $1/4 \lambda$ together with the ADP crystal. In this case the photocurrents are added. The azimuth of the transverse field is determined from two recordings of signals, obtained in positions of the $1/4 \lambda$ plate which differ by 45° . In order to determine the dependence of the signal on the value, inclination γ and azimuth χ of the field vector, electrical oscillations in a magnetically splitted line are divided into two mutually perpendicular oscillations. This permits the summation of their intensities within the limits of an optically thick absorption line and to take into account the blending and interaction of the differently polarized σ_1 , π and σ_2 components. The method proposed in [19] and [20] is applied for computing the dependence of the signals on H and γ .

The method of calibration of the field strength and azimuth reading for the field (by means of an artificial magnet) is described. The precision of determination of the transverse field (noise level) is ~ 100 gauss.

The results of a rather complex reduction of signal recordings of the longitudinal and transverse fields are given in the form of a map (Fig. 11, 12). In some cases the fields of spots show an eddy structure.

Метод определения продольной составляющей магнитного поля Солнца, разработанный Г. В. Бебкоком [1], был значительно развит в последующих работах [2—4], однако основной принцип этого метода — модуляция поляризованного света и выделение полезного сигнала из сравнительно большого уровня шумов фотоумножителей путем синхронизации оптической модуляции с демодулятором усилителя — остался неизменным.

В Крымской астрофизической обсерватории [2,3] был сконструирован магнитограф с улучшенной электрической схемой, что позволяет регистрировать поля с площади, равной одной квадратной секунде дуги [5]. В конструкцию магнитографа было введено приспособление для компенсации лучевых скоростей [2,6], которое успешно применялось для регистрации лучевых скоростей одновременно с записью поля [7,8]. Позднее, применяя третью щель и третий фотоумножитель [3], производилась одновременно и запись центральной остаточной интенсивности линии поглощения, по которой определялось магнитное поле.

Магнитограф, построенный в Пулковской обсерватории Л. М. Котляром [4], основан на том же принципе Г. В. Бебкока [1], однако свет от двух щелей попадает не на два фотоумножителя, а на один; при этом автором был применен двойной модулятор круговой поляризации с частотами 400 и 1400 *гц*. Преимущество этой системы заключается в том, что нет необходимости в балансировке фотоумножителей, недостатком является большая потеря света на оптических деталях, что приводит к значительному снижению общей чувствительности прибора.

Р. Лайтоном [9] был разработан новый фотографический метод получения магнитограмм. В спектрогелиографе он разделял свет на два оптических каналах с ортогональной поляризацией и, вырезая щелями спектрогелиографа крылья линии, расщепленной в магнитном поле, получал два изображения Солнца. В тех участках Солнца, где наблюдалось поле одной полярности, на одной пластинке было уменьшение почернения по сравнению с общим фоном, а на другой — увеличение. Делая из одной пластинки негатив и складывая негатив первой с позитивом второй пластинки, он получал магнитограмму участка поверхности Солнца с исключенным эффектом лучевых скоростей.

Этот способ привлекателен быстротой получения магнитограмм и удобен для изучения быстрых изменений поля. Его недостатками являются малая чувствительность ($H > 100$ *гс*) и трудность получения количественной величины поля. Наконец, в последнее время [10] был создан прибор, отличающийся от прежней модели характером записи поля. Сигнал поля записывается на фотобумаге электронным пучком осциллографа, яркость которого изменяется с величиной поля, а направление малых колебаний электронного пучка указывает на полярность магнитного поля. Получаемая этим способом карта магнитного поля имеет вид штриховой сетки. Однако магнитограмма имеет меньшую наглядность и характер записи ухудшает разрешение карты.

Наконец, недавно П. Тренор [11] предложил метод измерения величины и угла наклона поля. Применение компенсатора Бабиня позволяет получить систему полос, возникающих от различия поляризации в компонентах триплета Зеемана. Анализ разности фаз σ -компонент позволяет найти константы эллиптической поляризации и наклон поля. Этот фотографический метод довольно сложен и подвержен влиянию инструментальной поляризации; кроме того, он не позволяет найти азимут поля.

Однако все предложенные до сих пор методы не позволяли получить полную картину магнитного поля, из которой можно было бы судить о величине напряженности и направлении силовых линий на поверхности Солнца.

Задача настоящей работы состоит в разработке фотоэлектрического метода измерения величины и направления поля, характеризуемого углом наклона вектора поля к лучу зрения γ и азимутом поперечной составляющей поля χ . Поиски такого метода были начаты в 1958 г., однако удовлетворительная разработка его была достигнута в 1959 г. С тех пор метод более или менее систематически применяется для регистрации полей активных областей. Краткое сообщение об этом методе сделано в [12].

Необходимость получения полных данных о поле вытекает хотя бы из следующих соображений.

Одним из авторов недавно было обращено внимание на интересный факт появления в ядрах больших пятен поперечного поля [5]; в ряде случаев поперечная составляющая наблюдается в полутени. Некоторые униполярные пятна часто бывают окружены нейтральной линией, если рассматривать карту чисто продольного поля, но в некоторых интересных случаях было зарегистрировано появление замкнутых нейтральных линий внутри пятна [5]. Эти эффекты могут быть связаны как с сильным наклоном к нормали силовых линий поля, так и с наличием азимутальной составляющей поля у пятен. Для разделения этих двух составляющих необходим метод, позволяющий не только определить угол наклона поля, но и азимут силовой линии. Неустойчивость чисто продольного поля [13], наличие вихревой структуры вокруг пятен, которую хорошо показывают H_α -спектрогелиограммы (Хейл [14]), наличие движений по спиралям в области пятна, найденные в [15, 16], спиральная структура волокон в полутени, полученная в общем свете при фотопрографии с баллонов [17], появление поперечной составляющей в ядрах и полутени некоторых пятен [5] — все эти факты заставляют подозревать, что поле пятен имеет азимутальную составляющую и, возможно, сходно с бессловым магнитным полем, как это было отмечено в [5]. Однако, чтобы решить уверенно вопрос о природе магнитного поля солнечных пятен, необходим метод, позволяющий надежным образом определить направление силовых линий магнитных полей на Солнце.

§ 1. Метод измерения

Фотоэлектрический метод измерения магнитных полей по их действию на спектральные линии основан на регистрации колебаний интенсивности линии при измерениях состояния ее поляризации, которые возникают при модуляциях разности хода в том или ином поляризаторе. В случае оптически тонкой эмиссионной линии, возникающей в газе в присутствии произвольно ориентированного магнитного поля, состояние поляризации каждой из компонент не зависит от поляризации других компонент, несмотря на их блендирование (из-за конечной ширины линии), возникающее при слабых и умеренных полях (когда отсутствует полное разделение компонент). Например, если в этом случае в качестве анализатора используется пластинка $\pm 1/4 \lambda$ и поляризатора — соответственно ориентированный николь, то относительные интенсивности компонент триплета зависят от угла между направлением поля и лучом зрения, следуя простым формулам Сирса [18]

$$\sigma_1 \sim \frac{1}{4}(1 - \cos \gamma)^2, \pi \sim \frac{1}{2}\sin^2 \gamma, \sigma_2 \sim \frac{1}{4}(1 + \cos \gamma)^2.$$

Если можно менять фазу анализатора (кристалл фосфата аммония) от $-\frac{1}{4}\lambda$ до $+\frac{1}{4}\lambda$, то, регистрируя колебания разности интенсивностей σ_1 и σ_2 , мы получим при малых полях величину, пропорциональную $H \cos \gamma$. В случае абсорбционной, оптически тонкой линии поглощения

(или оптические толщи) в отдельных компонентах складываются (при их блендировании) без учета их состояния поляризации. Однако большинство чувствительных к магнитному полю линий солнечного спектра оптически толстые, что является причиной своеобразного взаимодействия между компонентами. Например, при наблюдениях поперек поля ($\gamma = 90^\circ$) излучение σ_2 -компоненты поглощается компонентой σ_1 , поляризованной так же, как и σ_2 (и наоборот), но не поглощается ортогональной к σ_1 и σ_2 компонентой π . Не взаимодействуют при формировании эффекта поглощения только взаимно-ортогональные колебания [19, 20]. В самом общем случае, независимо от механизма образования линии поглощения в таких условиях, состояние поляризации в каждом месте магнитно-расщепленной линии при взаимном блендировании компонент может быть представлено как состояние эллиптической поляризации, причем, очевидно, что распределение этих состояний симметрично по отношению к центру линии, т. е. направление и величины осей эллипса поляризации одинаковы на данном расстоянии от центра линии, а знак вращения противоположен. Примеры подобных распределений вычислены в [19] для разных γ в пределах от 0 до 90° .

Итак, рассмотрим эллиптически-поляризованное излучение на некотором расстоянии от центра магнитно-расщепленной линии поглощения. Пусть это излучение падает на плоскость щели спектрографа, перед которой установлен поляризационный модулятор, создающий разность фаз δ между обыкновенным и необыкновенным лучами. Пусть вдоль оси Oy (фиг. 1) направлена проекция вектора поля $\mathbf{H}$ на данную плоскость (направление луча сверху вниз, вдоль положительной оси Oz). Координаты ξ, η связаны с направлением осей анализатора: $O\xi$ направлена вдоль обыкновенной, а $O\eta$ — вдоль необыкновенной оси. Пусть OP — плоскость поляризации николя — образует угол 45° с осями $O\xi$ и $O\eta$. Будем предполагать, что состояние поляризации света определяется только магнитным полем, т. е. пренебрегать инструментальными эффектами поляризации (о них см. ниже). Так как при формировании поглощения взаимно-ортогональные колебания можно рассматривать как независимые, не взаимодействующие одно с другим, то представляет большие удобства такой способ рассмотрения преобразований света при прохождении им нашей поляризационной оптики, когда исходное эллиптически поляризованное излучение разложено на два взаимно-ортогональных, что всегда можно сделать. Обозначая величины, относящиеся к этим ортогональным колебаниям, знаком плюс и минус, монохроматические колебания на данном расстоянии от центра линии поглощения можно, очевидно, представить в виде

$$\begin{aligned} x_+ &= \xi_0 \cos \beta \sin \omega t, & x_- &= -\eta_0 \sin \beta \sin \omega t, \\ y_+ &= \xi_0 \sin \beta \cos \omega t, & y_- &= \eta_0 \cos \beta \cos \omega t, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\operatorname{tg} \beta$ и $\operatorname{ctg} \beta$ определяют отношение полуосей эллипсов для колебаний плюс и минус соответственно, а ξ_0, η_0 — амплитуды колебаний, об определении которых будет сказано ниже. Выражения (1) показывают, что эллиптичность обоих колебаний одинакова, оси эллипсов взаимно-ортогональны, но вращение световых векторов в одном случае правое, в другом левое, т. е. представление (1) удовлетворяет поставленному требованию при условии, если $\xi_0^2 + \eta_0^2$ равна интенсивности в данном месте магнитно-расщепленной линии, т. е.

$$\xi_0^2 + \eta_0^2 = r_\lambda I_0, \quad (2)$$

где r_λ — остаточная интенсивность в данном месте магнитно-расщепленной линии, а I_0 — интенсивность непрерывного спектра (см. ниже). Для выяснения, как преобразуются колебания (1) при прохождении поляризационной оптики, спроектируем их на обыкновенную и необыкновенную

венную оси анализатора ξ и η , используя формулы для поворота осей

$$\begin{aligned}\xi &= x \cos \chi - y \sin \chi, \\ \eta &= x \sin \chi + y \cos \chi.\end{aligned}\quad (3)$$

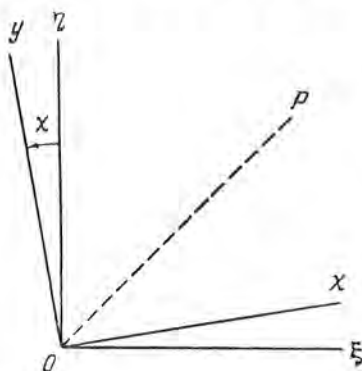
где χ — угол между проекцией поля **Н** (ось Oy) и необыкновенной осью $O\eta$. Подставив (1) в (3), получим для колебания (+)

$$\begin{aligned}\xi_+ &= \xi_0 (\cos \beta \cos \chi \sin \omega t - \sin \beta \sin \chi \cos \omega t), \\ \eta_+ &= \xi_0 (\cos \beta \sin \chi \sin \omega t + \sin \beta \cos \chi \cos \omega t)\end{aligned}\quad (4)$$

и для колебания (—).

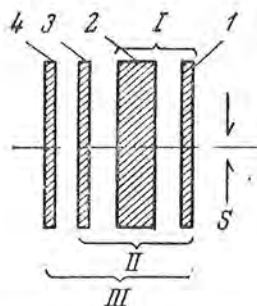
$$\begin{aligned}\xi_- &= \eta_0 (-\sin \beta \cos \chi \sin \omega t - \cos \beta \sin \chi \cos \omega t), \\ \eta_- &= \eta_0 (-\sin \beta \sin \chi \sin \omega t + \cos \beta \cos \chi \cos \omega t).\end{aligned}\quad (5)$$

После прохождения колебания через анализатор вдоль необыкновенной оси, из-за различия в скорости распространения волн вдоль осей $O\xi$



Фиг. 1. Координатные системы, связанные с магнитным полем и с оптическим модулятором

Ось Oy направлена вдоль проекции **Н** на картинную плоскость, ось Oz направлена вдоль необыкновенной оси оптического модулятора, OP — плоскость поляризации



Фиг. 2. Схема оптических модуляторов

S — входная щель спектрографа; I — николь, 2 — кристалл ADP, 3 — пластинка $1/4 \lambda$, 4 — поляризатор. Комбинации: I — модулятор круговой поляризации, II — модулятор линейной поляризации, III — оптический затвор

и $O\eta$, фаза колебания вдоль оси $O\eta$ будет отличаться на δ от фазы вдоль оси $O\xi$ и колебания **и о в ы х о д е** из анализатора можно представить в виде

$$\begin{aligned}\xi_+ &= \xi_0 [\cos \beta \cos \chi \sin \omega t - \sin \beta \sin \chi \cos \omega t], \\ \eta_+ &= \xi_0 [\cos \beta \sin \chi \sin (\omega t + \delta) + \sin \beta \cos \chi \cos (\omega t + \delta)];\end{aligned}\quad (6)$$

$$\begin{aligned}\xi_- &= \eta_0 [-\sin \beta \cos \chi \sin \omega t - \cos \beta \sin \chi \cos \omega t], \\ \eta_- &= \eta_0 [-\sin \beta \sin \chi \sin (\omega t + \delta) + \cos \beta \cos \chi \cos (\omega t + \delta)].\end{aligned}\quad (7)$$

Через поляризатор пройдут колебания, амплитуды которых i_+ и i_- будут равны суммам квадратов амплитуд при $\sin \omega t$, $\cos \omega t$, $\sin (\omega t + \delta)$, $\cos (\omega t + \delta)$, т. е.

$$i_+ = \frac{1}{2} \xi_0^2 [1 + \cos 2\beta \sin 2\chi \cos \delta - \sin 2\beta \sin \delta],\quad (8)$$

$$i_- = \frac{1}{2} \eta_0^2 [1 - \cos 2\beta \sin 2\chi \cos \delta + \sin 2\beta \sin \delta].\quad (9)$$

Таким образом, в данном месте магнитно-расщепленной линии (на расстоянии, скажем, $\Delta\lambda$ от ее центра) интенсивность света, прошедшего через поляризационную оптику, будет

$$i_1 = i_+ + i_- = \frac{1}{2} \{ (\xi_0^2 + \eta_0^2 + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \sin 2\chi \cos \delta) - (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta \sin \delta \}. \quad (10)$$

Для вычисления интенсивности света в точке контура линии, расположенной симметрично относительно данной (на расстоянии $-\Delta\lambda$ от центра линии), мы должны принять во внимание, что исходное колебание будет здесь отличаться от (1) только направлением вращения, т. е. будет

$$\begin{aligned} x'_+ &= -\xi_0 \cos \beta \sin \omega t, & x'_- &= \eta_0 \sin \beta \sin \omega t, \\ y'_+ &= \xi_0 \sin \beta \cos \omega t, & y'_- &= \eta_0 \cos \beta \cos \omega t, \end{aligned} \quad (11)$$

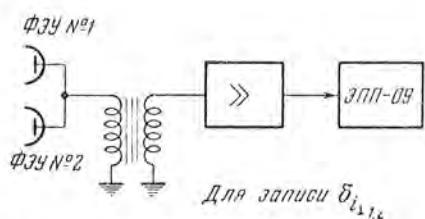
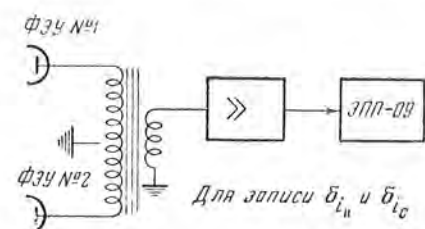
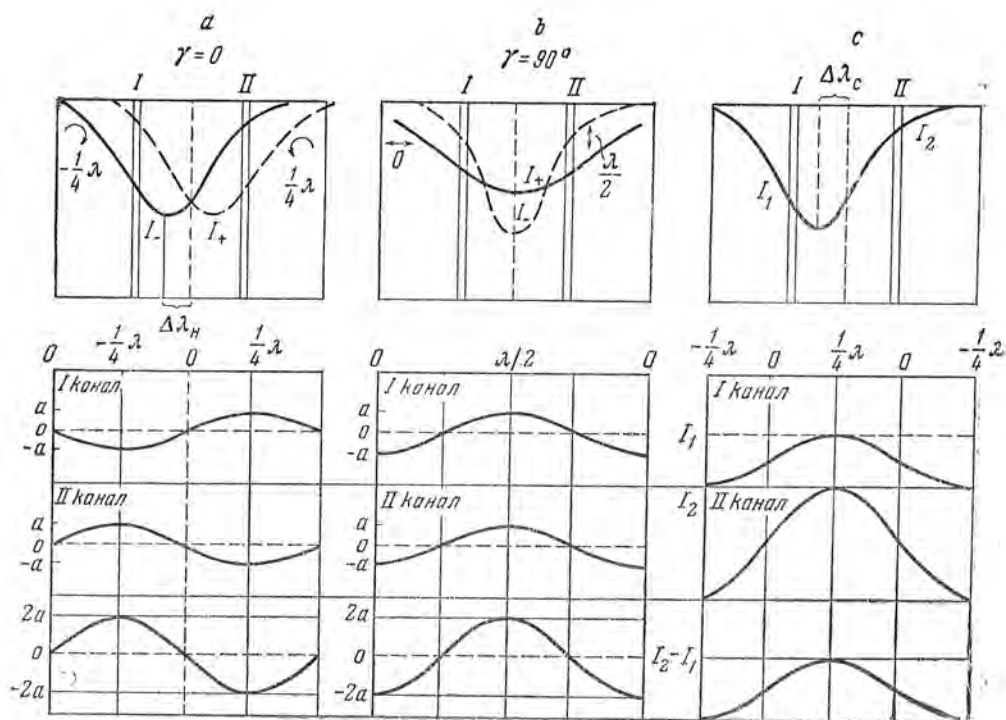
и аналогичным образом интенсивность здесь будет

$$i_2 = i'_+ + i'_- = \frac{1}{2} \{ (\xi_0^2 + \eta_0^2 + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \sin 2\chi \cos \delta) + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta \sin \delta \}. \quad (12)$$

Рассмотрим теперь плоскость изображения спектра, и пусть симметрично относительно центра линии на расстояниях $\pm \Delta\lambda$ расположены щели фотометра магнитографа; примем сначала ширину щели бесконечно малой и выясним, какие сигналы будут регистрироваться магнитографом при различных типах модуляции фазы δ . Рассмотрим два случая: в первом разность хода меняется в пределах от $-\frac{1}{4}\lambda$ до $+\frac{1}{4}\lambda$, во втором — от 0 до $+\frac{1}{2}\lambda$. В первом случае модуляция создается пластинкой кристалла фосфата аммония (ADP, помещенной перед поляризатором I) под действием переменного напряжения с амплитудой 4,6 кВ (фиг. 2); модуляция ($0, \frac{1}{2}\lambda$) достигается, если перед пластинкой кристалла ADP поместить еще пластинку с постоянной разностью хода в $+\frac{1}{4}\lambda$, сделанную из кварца или слюды (см. фиг. 2). Переход от одного типа модуляции к другому осуществляется просто устранением или введением этой пластинки. В первом случае, таким образом, наша поляризационная оптика работает как детектор (анализатор) круговой поляризации, во втором как детектор линейной поляризации, что позволяет нам изучать, в принципе, эффекты, возникающие в спектральной линии как при продольном, так и поперечном поле, соответственно.

Рассмотрим, как образуется сигнал при модуляциях ($\pm \frac{1}{4}\lambda$) при чисто продольном поле ($\gamma = 0$). Здесь будет происходить поочередное гашение круговой составляющей в правом (при $-\frac{1}{4}\lambda$) и левом (при $+\frac{1}{4}\lambda$) крыле линии, так что эта модуляция вызовет поочередное, равное по величине, но противоположное по фазе изменение яркости в первой и второй щелях (фиг. 3, а). На фиг. 3, а наверху схематически показано распределение интенсивности в линии при разности $\pm \frac{1}{4}\lambda$ (сплошной контур) и при разности хода $-\frac{1}{4}\lambda$ (пунктир). Там же внизу показан ход интенсивности (или фототока) для щели I (канала электрической схемы) и щели II (a — амплитуда колебания). В обычной электрической схеме магнитографа, предлагаемой Бибкоком [1] и использованной в [2, 3], из фототока, возникающего в канале II , вычитается фототок, возникающий в канале I (что достигается задержкой фазы фототока I на полпериода и сложением фототоков), так что результирующий фототок будет колебаться в пределах $\pm 2a$. Поляризованное реле «запоминает» амплитуды этого фототока и складывает их, так что регистрируемый сигнал будет равен $4a$. Так как $2a = I_+ - I_-$, где I_+ и I_- — интенсивности в щелях II и I для фаз $+\frac{1}{4}$ и $-\frac{1}{4}\lambda$ (знак $+$ и $-$ при I соответствует фазе), то сигнал

$$\delta i_{\parallel} = 2(I_+ - I_-). \quad (13)$$



Фиг. 3. Схема выделения сигналов при применении различных модуляторов

Верхние рисунки — распределения интенсивности в линиях поглощения с ортогональной поляризацией. Нижние — изменения фототока в каналах I и II и результирующий фототок при применении различных модуляторов перед щелью спектрографа; а — модулятор круговой поляризации, б — модулятор линейной поляризации, с — оптический затвор, внизу — эквивалентные схемы для определения продольного (верхняя) и поперечного (нижняя) полей

Рассмотрим теперь модуляцию второго типа ($0, \pm \frac{1}{2} \lambda$) при поперечном магнитном поле ($\gamma = 90^\circ$) (фиг. 3, б). Так как привнос по направлению и величине линейной поляризации одинаков по обе стороны от центра линии, то модуляция здесь приведет к равному по величине и одинаковому по фазе колебанию яркости в обоих щелях: I и II. В обоих каналах возникает одинаковый пульсирующий ток с амплитудой a . Магнитограф, работающий по схеме вычитания токов в каналах I и II, дал бы нулевой сигнал, поэтому наряду со схемой вычитания в магнитографе реализована также схема сложения фототоков.

На фиг. 3 представлена схема включения ФЭУ при регистрации продольной (верхняя схема) и поперечной (нижняя) слагающих магнитного поля *.

* Электросхемы осуществлены Н. С. Никулиным и П. А. Мартынуком.

Схема для определения поперечной слагающей поля (см. фиг. 3, б) позволяет получить переменную составляющую фототока (постоянная составляющая гасится схемой) с амплитудой $2a$, и поляризованное реле дает результирующий сигнал $4a$, так что сигнал при модуляции $(0, +\frac{1}{2}\lambda)$ будет

$$\delta i_{\perp} = 2(I_{-} - I_{+}), \quad (14)$$

где I_{-} и I_{+} — интенсивности в фазах $\frac{1}{2}\lambda$ и 0 в щелях II и I (или в одной и той же щели I или II в силу симметрии колебаний), соответственно. Строго говоря, из-за наличия инструментальной поляризации уровень непрерывного спектра (см. фиг. 3, б) будет различным при фазе 0 и $\frac{1}{2}\lambda$, так что разность $(I_{-} - I_{+})$ будет содержать еще постоянную составляющую. Однако она легко исключается путем применения стопы плоскопараллельных пластин перед пластинкой $\frac{1}{4}\lambda$: наклоном этой стопы всегда можно добиться того, что сигнал $\delta_{\perp}$ обратится в нуль, если на щели фотометра I и II падает непрерывный спектр; так устраняется в этом случае влияние инструментальной поляризации, которая привносится оптическими элементами солнечного телескопа*. В случае произвольно ориентированного по отношению к лучу зрения магнитного поля ($\gamma \neq 0$ и 90°) величины $I_{+} - I_{-}$, входящие в сигнал (13) и (14), зависят некоторым, подлежащим выяснению, образом от величины и направления поля в слоях атмосферы, ответственных за образование линии поглощения.

Так как величина сигнала зависит, с другой стороны, от усиления схемы, прозрачности атмосферы и других факторов, то необходима его калибровка, которая, как известно, осуществляется путем регистрации лучевых скоростей вращения Солнца на экваторе. Для этой регистрации перед поляризационной оптикой (см. фиг. 2, II), предназначенной для модуляции $(0, \frac{1}{2}\lambda)$, устанавливается поляроид P_1 , скажем, скрещенный с P (см. фиг. 2, III). В этом случае кристалл ADP работает как оптический затвор: при фазе кристалла ADP — $\frac{1}{4}\lambda$ свет не проходит, а при фазе $+\frac{1}{4}\lambda$ свет проходит. Образование сигнала при сдвиге линии из-за эффекта лучевой скорости (при выключении компенсатора лучевых скоростей [2]) показано на фиг. 3, с: он возникает за счет различия яркости в обеих щелях I и II , если электросхема работает по принципу вычитания, так же как при записи продольного поля. Сигнал будет просто равен $I_2 - I_1$. Мы видим из сравнения случая a и b (см. фиг. 3), что сигнал, возникающий от сдвига $\Delta\lambda_c$, равен по величине $I_{-}(II) - I_{-}(I)$ или $2a$, что соответствует магнитному расщеплению $\Delta\lambda_H$, т. е. сигнал калибровки

$$\delta_c = I_2 - I_1 = 2a = \frac{1}{2}\delta_{\parallel}, \quad (15)$$

если только

$$\Delta\lambda_c = \Delta\lambda_H.$$

Таким образом, при помощи (10), (12—15) мы получаем следующие выражения для сигналов при различных типах модуляции фазы:

модуляция $\pm \frac{1}{4}\lambda$

$$\delta i_{\parallel} = \beta_1 a_{\parallel} 2(\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta, \quad (16)$$

модуляция $0, \frac{1}{2}\lambda$

$$\delta i_{\perp} = \beta_1 a_{\perp} 2(\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \sin 2\gamma, \quad (17)$$

оптический затвор

$$\delta_c = \frac{1}{2}\delta i_{\parallel \gamma=0} = \beta_1 a_c (\xi_0^2 - \eta_0^2)_{\gamma=0}, \quad \Delta\lambda_c = \Delta\lambda_H. \quad (18)$$

* *Примечание при корректуре.* Недавно одним из авторов (А. Б. Северным) обнаружено существенное влияние на измерения поперечного поля поляризации света, рассеянного оптикой, в особенности самим кристаллом ADP и пластинкой $\frac{1}{4}\lambda$. Однако этот эффект и методы его исключения и учета будут рассмотрены в дальнейшем.

где $a_{\parallel}$, $a_{\perp}$, a_c зависят от прозрачности поляризационной оптики и усиления электрической схемы, а β_1 — коэффициент пропорциональности между фототоком и интенсивностью. Из фиг. 2 следует, что прозрачность оптики уменьшается при переходе от оптики I к оптике II и от оптики II к III. Так как все сигналы в дальнейшем будут выражены в единицах калибровки сигнала, то нас интересуют отношения $a_{\parallel}/a_c$ и $a_{\perp}/a_c$, которые для примененной нами оптики оказались таковы:

$$\frac{a_{\parallel}}{a_c} = \frac{1}{p(P_1)p(1/4\lambda)} = \frac{1}{0,75 \cdot 0,94} = 1,418, \quad \frac{a_{\perp}}{a_c} = \frac{p_d}{p(P_1)} = \frac{0,85}{0,75} = 1,13, \quad (19)$$

где $p(P_1)$ — пропускание первого поляризатора, $p(1/4\lambda)$ — то же для $1/4$ -волновой пластинки, а p_d — пропускание стопки плоскопараллельных пластин, служащей для исключения инструментальной поляризации. Величина $\beta_1 a_c$ может быть найдена из записи калиброванного сигнала, если известна зависимость ξ_0^2 и η_0^2 от величины и направления поля.

Дальнейшей задачей является нахождение выражения для амплитуд ξ_0^2 , η_0^2 взаимно-ортогональных колебаний в зависимости от величины и направления поля, что требует привлечения теории образования линий поглощения при наличии магнитного поля. Однако из выражения (17) следует, что угол χ между проекцией вектора поля $\mathbf{H}$ на плоскость щели и направлением необыкновенной оси анализатора определяется независимо от какой-либо теории, если пренебрегать аномальной дисперсией. Однако учет аномальной дисперсии вносит поправки в определение χ , не имеющие практического значения [21, 22].

Действительно, если наряду с регистрацией сигнала $\delta i_{\perp 1}$ (17) при выбранном положении анализатора произвести запись того же сигнала при анализаторе, повернутом на угол 45° вокруг оптической оси по отношению к первоначальному положению, то получим, согласно (17), сигнал (заменяв χ на $\chi + 45^\circ$)

$$\delta i_{\perp 2} = \beta_1 a_{\perp} 2 (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \cos 2\chi, \quad (20)$$

так что

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta i_{\perp 1}}{\delta i_{\perp 2}}. \quad (21)$$

Для определения угла χ необходимо правильно определить знаки сигналов $\delta i_{\perp 1}$ и $\delta i_{\perp 2}$, так как ошибка в знаке приведет к ошибке χ на 90° . С целью однозначного определения знака сигналов был использован искусственный источник света, помещенный между полюсами большого лабораторного магнита (поле ~ 2500 гс), установленного так, чтобы поле было перпендикулярно оси спектрографа (фиг. 4); магнит можно было вращать вокруг этой оси, не меняя положения источника света. В качестве источника света использовалась параметаллическая лампа с парами Zn и Hg.

Запись сигналов $\delta i_{\perp}$ при разных χ велась с поляризационной оптикой II (см. фиг. 2), т. е. пластинкой $1/4\lambda$, АДР и поляризатором, причем расположение осей плоскости $1/4\lambda$ было определено заранее. Угол χ считался положительным против часовой стрелки от необыкновенной оси $O\eta$ пластинки $1/4\lambda$ (фиг. 5, а). Полученные при этом сигналы схематически имеют вид, показанный на фиг. 6: при $\chi = +45^\circ$ отклонения на ленте самописца были кверху, а при $\chi = -45^\circ$ отклонения были книзу по отношению к положению $\chi = 0$. Для однозначности в определении знака сигнала были записаны также сигналы и вдольного поля, убрав пластинку $1/4\lambda$ и перейдя на схему вычитания (схема I, см. фиг. 3, а

и верхнюю схему). С этой целью ось NS магнита была наклонена северным своим концом к плоскости щели; это позволило записать сигнал продольного поля северной полярности, который показал положительное отклонение стрелки самописца. Из выражений для сигналов (16) и (17) и рассмотрения фиг. 3 следует, что при переходе от линий излучения к линиям поглощения знаки сигналов изменяются на обратные. Поэтому северная полярность продольного поля на Солнце (полюс пятен) у нас всегда дает отклонение стрелки самописца кверху диаграммной ленты, что соответствует, таким образом, положительному сигналу $\delta i_{\perp 1}$, если $0 \leq \chi \leq +45^\circ$, и отрицательному, если $0 \geq \chi \geq -45^\circ$.

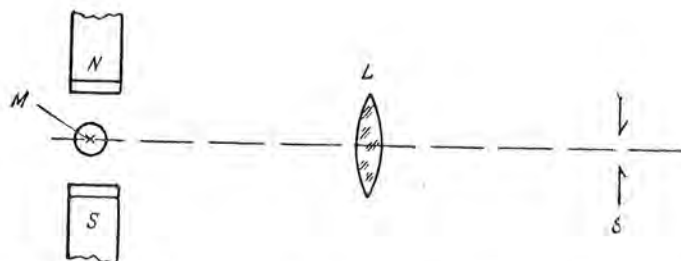
На фиг. 5, *b*, показана схема определения знака сигнала для 6.IX 1961 г. по линии поглощения; $O\eta_I$ — первое положение необыкновенной оси модулятора при записи $\delta i_{\perp 1}$ и $O\eta_{II}$ — второе ($\angle \eta_I O\eta_{II} = 45^\circ$) при записи $\delta i_{\perp 2}$. PP' — направление суточной параллели, ss — направление щели спектрографа. Внешний круг определяет знак сигнала для $\delta i_{\perp 1}$, внутренний — $\delta i_{\perp 2}$. Сплошной линией обозначен интервал углов χ , в котором имеет место положительный знак сигналов для линии поглощения, пунктирной — отрицательный знак. Так как угол χ нами отсчитывается от необыкновенной оси $O\eta_I$ против часовой стрелки, а разрезы проводятся вдоль суточной параллели, то всегда необходимо знать угол между осью $O\eta_I$ и суточной параллелью. Это позволяет правильно наносить на карту азимуты вектора напряженности магнитного поля. Из схемы фиг. 5, *b*, видно, что при

$$\begin{aligned} 0 \leq \chi \leq 45^\circ & \begin{cases} \delta i_{\perp 1} \geq 0 \\ \delta i_{\perp 2} \geq 0 \end{cases} \\ 45^\circ \leq \chi \leq 90^\circ & \begin{cases} \delta i_{\perp 1} \geq 0 \\ \delta i_{\perp 2} \leq 0 \end{cases} \\ 90^\circ \leq \chi \leq 135^\circ & \begin{cases} \delta i_{\perp 1} \leq 0 \\ \delta i_{\perp 2} \leq 0 \end{cases} \\ 135^\circ \leq \chi \leq 180^\circ & \begin{cases} \delta i_{\perp 1} \leq 0 \\ \delta i_{\perp 2} \geq 0 \end{cases} \end{aligned}$$

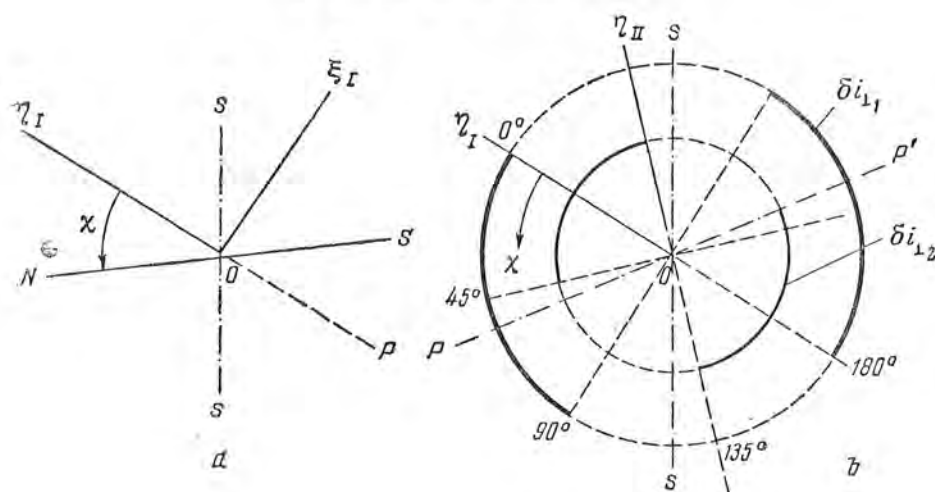
Так устанавливается однозначность в определении угла χ при измерениях сигналов $\delta i_{\perp 1}$ и $\delta i_{\perp 2}$.

Представленная ниже (фиг. 11, *a*) карта направлений проекции вектора поля на картинную плоскость, полученная путем регистрации сигналов $\delta i_{\perp 1}$ и $\delta i_{\perp 2}$ и применения установленного правила их знаков, не зависит, таким образом, от тех или иных предположений об образовании линии поглощения в присутствии магнитного поля и базируется только на представлениях о симметрии эффекта Зеемана и разложении произвольного эллиптического колебания на два взаимно-ортогональных (подробнее о картах поперечного поля см. ниже). Подобные карты направлений дают хорошее качественное представление о характере поперечного поля, но не дают количественных данных о поле.

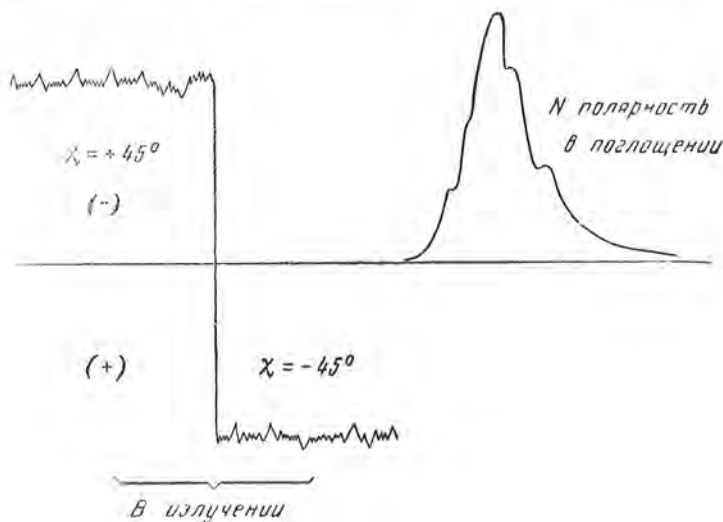
Для получения количественных данных о магнитном поле необходимо привлечение той или иной теории обратного эффекта Зеемана (для линий поглощения), позволяющей найти амплитуды ξ_0^2 и η_0^2 . Наиболее подходящим для наших целей, когда мы имеем дело со взаимно-ортогональными колебаниями, является рассмотрение обратного эффекта Зеемана, данное одним из авторов (см. [19, 20]). Согласно [19], величина угла β



Фиг. 4. Схема установки для определения знаков сигналов
 s — щель спектрографа, L — линза поля, M — параметаллическая
 лампа HgZn, N , S — полюса магнита



Фиг. 5. Схема расположения оси магнита относительно оптических осей модулятора
 линейной поляризации (а) (ось — $O\eta_I$ необыкновенная ось модулятора)
 и схема определения знака сигнала для линии поглощения (б)



Фиг. 6. Запись сигналов поперечного поля на диаграммной ленте в зависимости
 от положения оси магнита относительно оси сигнала от источника излучения,
 помещенного между полюсами магнита (см. фиг. 4).

Справа — запись сигнала от продольной слагающей поля северной полярности
 по линии поглощения

определяется из поляризации в линии поглощения следующим образом;

$$-i\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}}\right)_{+} = \operatorname{tg} \beta = \frac{\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma + \sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}, \quad (22)$$

где s_0, s_1, s_2 — нормированные коэффициенты поглощения для π -, σ_1 - и σ_2 -компонент зеемановского расщепления (нормальный триплет), а γ — угол между направлением поля и лучом зрения. Из (22) следует

$$\cos 2\beta = -\frac{\frac{1}{2}(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}, \quad (23)$$

$$\sin 2\beta = \frac{(s_1 - s_2) \cos \gamma}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}. \quad (24)$$

Далее, очевидно, что интенсивность i_v магнитно-расщепленной линии, поляризация которой представляется в виде наложения двух взаимно-ортогональных (т. е. независимых) колебаний с интенсивностями i_{+} и i_{-} ,

$$i_v = \xi_0^2 + \eta_0^2 = \frac{1}{2}(i_{+} + i_{-}) = \frac{1}{2}I_0(r_{+} + r_{-}), \quad (25)$$

где I_0 — интенсивность непрерывного спектра, а r_{+} и r_{-} — остаточные интенсивности взаимно-ортогональных компонент. Таким образом,

$$\xi_0^2 = \frac{1}{2}I_0 r_{+}, \quad \eta_0^2 = \frac{1}{2}I_0 r_{-}, \quad (26)$$

и для системы сигналов (16) — (17) в силу (23) — (25) получим следующие выражения:

$$\delta i_{\parallel} = \beta_1 a_{\parallel} I_0 \cos \gamma \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{(r_{+} - r_{-})(s_1 - s_2) d\lambda}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}} \right], \quad (27)$$

$$\delta i_{\perp 1,2} = \beta_1 a_{\perp} I_0 \sin^2 \gamma \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\frac{1}{2}(r_{+} - r_{-})(2s_0 - s_1 - s_2) d\lambda}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}} \right] \begin{pmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{pmatrix}, \quad (28)$$

если еще учесть, что щель фотометра имеет конечную ширину $\lambda_2 - \lambda_1$ в пределах которой все величины, зависящие от λ , могут изменяться. Величина δi_c калибровочного сигнала связана с $\delta i_{\parallel}$ соотношением [см (17), (18)]

$$\delta i_c = \frac{1}{2} \frac{a_{\parallel}}{a_c} \delta i_{\parallel \gamma=0} (\Delta \lambda_H), \quad (29)$$

$$\Delta \lambda_c = \Delta \lambda_H.$$

Выражения (27), (28) являются совершенно общими для случая взаимно ортогональных колебаний до тех пор, пока мы не определили величины r_{+} и r_{-} . Можно показать, что используемые здесь представления поляризации и выражений для коэффициентов поглощения вполне эквивалентны другим аналогичным представлениям (см. [23, 24]). Однако, так как нас интересует количественная оценка поля, невозможно избе-

жать того или иного теоретического решения задачи о переносе излучения в солнечной атмосфере в присутствии магнитного поля. Одно из таких решений (т. е. вычисления контуров r_+ и r_- для разных H и γ) получено в [19] для упрощенной модели рассеяния с непрерывным поглощением. Непосредственные, довольно трудоемкие вычисления интегралов в квадратных скобках (27), (28) в этом случае показывают, что их величины незначительно меняются с изменением γ и отличаются от значений для $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$ соответственно не более чем на 10%*. Это позволяет в первом рассмотрении пренебречь таким изменением и написать следующие выражения для сигналов [положив $\gamma = 0$ в (27) и $\gamma = 90^\circ$ в (28)]:

$$\delta i_{\parallel} \approx \beta_1 a_{\parallel} I_0 \cos \gamma \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (r_+ - r_-)_{\gamma=0} d\lambda \right] = \beta_1 a_{\parallel} I_0 f(H) \cos \gamma, \quad (30)$$

$$\delta i_{\perp 1,2} \approx \beta_1 a_{\perp} I_0 \sin^2 \gamma \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (r_+ - r_-)_{\gamma=90^\circ} d\lambda \right] \begin{Bmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{Bmatrix} = \beta_1 a_{\perp} I_0 \varphi(H) \sin^2 \gamma \begin{Bmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{Bmatrix}$$

$$\text{для сигнала калибровки} \quad (31)$$

$$\delta i_c \approx \frac{1}{2} \beta_1 a_c I'_0 f(H_c), \quad (32)$$

$$\Delta \lambda_c = \Delta \lambda_{H_c},$$

где для большей строгости поставлено значение I'_0 вместо I_0 , так как калибровка делается на краю диска, где уровень непрерывного спектра, вообще говоря, отличается от этого уровня в зоне регистрации поля.

Таким образом, для количественных определений поля основное значение имеют зависимости $f(H)$ и $\varphi(H)$. Если эти зависимости найдены для данной конкретной линии и принятого того или иного решения уравнений переноса, дающего r_+ и r_- , то определение поля H и его направления не представляет труда. Для этого в первую очередь нужно выразить сигналы (30) и (31) через сигнал калибровки (32); тогда в силу (32) получим

$$\delta i_{\parallel} = \frac{a_{\parallel}}{a_c} \frac{\delta i_c}{\frac{1}{2} I'_0 f(H_0)} I_0 f(H) \cos \gamma = 1,418 \delta i_c \frac{I_0}{I'_0} \cdot \frac{f(H)}{f(H_0)} \cos \gamma, \quad (33)$$

$$\delta i_{\perp 1,2} = \frac{a_{\perp}}{a_c} \frac{\delta i_c}{\frac{1}{2} I'_0 f(H_0)} I_0 \varphi(H) \sin^2 \gamma \begin{Bmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{Bmatrix} = 1,13 \delta i_c \frac{I_0}{I'_0} \frac{\varphi(H)}{f(H_0)} \sin^2 \gamma \begin{Bmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{Bmatrix}.$$

$$\text{Из двух соотношений (34) имеем} \quad (34)$$

$$\sqrt{\delta i_{\perp 1}^2 + \delta i_{\perp 2}^2} = 1,13 \delta i_c \frac{I_0}{I'_0} \frac{\varphi(H)}{f(H_0)} \sin^2 \gamma \quad (35)$$

и, исключая γ из (33) и (35), согласно равенству $\sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma = 1$, получим

$$\frac{\delta i_{\parallel}^2}{\left[1,418 \delta i_c \frac{I_0}{I'_0} \frac{f(H)}{f(H_0)} \right]^2} + \frac{\sqrt{\delta i_{\perp 1}^2 + \delta i_{\perp 2}^2}}{1,13 \delta i_c \frac{I_0}{I'_0} \frac{\varphi(H)}{f(H_0)}} = 1 \quad (36)$$

* Например, при $\lambda_1 = 0,0374$, $\lambda_2 = 0,0950 \text{ \AA}$ величина интеграла в (28) при изменении γ в пределах от 0 до 90° изменяется всего на 8%.

или в более симметричной форме, считая $I_0' = 0,75 I_0$,

$$\frac{\left(\frac{\delta i_{\parallel}}{\delta i_c}\right)^2}{\left[2,12 \frac{f(H)}{f(H_0)}\right]^2} + \frac{\sqrt{\left(\frac{\delta i_{\perp 1}}{\delta i_c}\right)^2 + \left(\frac{\delta i_{\perp 2}}{\delta i_c}\right)^2}}{1,69 \frac{\varphi(H)}{f(H_0)}} = 1. \quad (36')$$

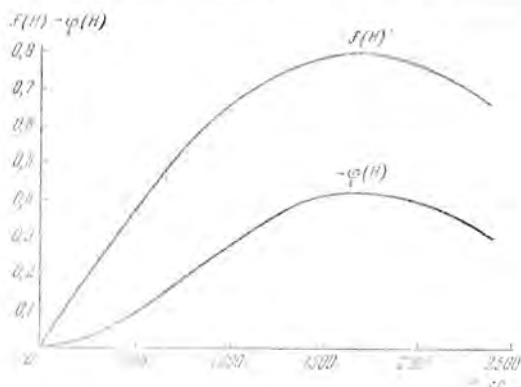
Зная $f(H)$ и $\varphi(H)$ и измеряя сигналы $\delta i_{\parallel}$, $\delta i_{\perp 1,2}$ в единицах калибровочного, находим отсюда H , а зная H , из (33) находим

$$\cos \gamma = \frac{\frac{\delta i_{\parallel}}{\delta i_c}}{2,836 \frac{I_0 f(H)}{I_0' f(H_0)}} = 0,35 \frac{\delta i_{\parallel}}{\delta i_c} \frac{I_0' f(H_0)}{I_0 f(H)}, \quad (37)$$

Зависимости $f(H)$ и $\varphi(H)$ в данной работе были вычислены для линии $\lambda 5250,22 \text{ \AA}$ (расщепление $\frac{(0),3}{4}$), используя упрощенную модель рассеяния и поглощения [20]. Для этой линии

$$\Delta \lambda_H = 3,68 \cdot 10^{-5} H, \quad (38)$$

если H выражать в гауссах, а $\Delta \lambda$ в ангстремах. Ширина щели была выбрана так, что $\lambda_1 = 0,0371$ и $\lambda_2 = 0,095 \text{ \AA}$; доплеровская ширина принята $\Delta \lambda_D = 0,0375 \text{ \AA}$; в качестве модели атмосферы Солнца была принята



Фиг. 7. Кривые функций $-\varphi(H)$ и $f(H)$ в зависимости от величины поля H

модель Миннаэрта [31]. На фиг. 7 приведены эти зависимости $f(H)$ и $\varphi(H)$. Видим, что эти функции сначала возрастают с величиной поля, а затем достигают максимума и убывают. Убывание связано с падением величины сигнала для сильных полей, когда расщепление превосходит расстояние между щелями. Положение максимумов определяется магнитной чувствительностью линий: чем меньше чувствительность, тем больше поле, при котором имеется максимум сигнала. Величина $f(H)$ растет практически линейно с H в интервале $0 \leq H \leq 350 \text{ гс}$, затем рост замедляется; величина $\varphi(H)$ сначала растет, как H^2 , затем рост замедляется, и в интервале от 700 до 1100 гс она растет почти линейно. Функции $f(H)$ и $\varphi(H)$ имеют разные знаки, и величины $\varphi(H)$ в области малых полей $H < 100 \text{ гс}$ почти на два порядка меньше $f(H)$. Это определяет чувствительность метода измерения поперечных полей: если шумы продольного поля порядка 1 гс, то шум поперечного поля порядка 100 гс. Таким обра-

зом, предлагаемый метод применим для измерения сравнительно сильных полей с напряженностью более 100 гс. Что касается $f(H_0)$, то эта величина определяется из фиг. 7 по величине H_0 , вычисленной из соотношения $\Delta\lambda_c = \Delta\lambda_{H_0}$, а именно

$$\Delta\lambda_c = \frac{v}{c} \lambda = 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H_0,$$

отсюда

$$H_0 = 2,19 \cdot 10^4 \frac{v}{cg\lambda}, \quad (39)$$

и если брать линию $\lambda 5250$ и скорость на краю $v = 2$ км/сек, то $H_0 = 950$ гс, согласно (38). Для удобства вычисления H из уравнения (36) была составлена номограмма (см. [25]). При вычислении отношений сигналов $\delta i_{\parallel}/\delta i_c$ и $\delta i_{\perp}/\delta i_c$, записанных на диаграммной ленте, нужно учитывать, очевидно, различие коэффициентов усиления схемы (аттенюаций, если таковые имеются); в большинстве случаев усиления при записи $\delta i_{\parallel}$ и δi_c одинаковы, тогда как запись сигналов поперечного поля $\delta i_{\perp}$ требует более высокого усиления — в 2,5—3 раза большего. Например, для записи 19.VII 1959 г. калибровка произведена у края Солнца (на расстоянии $\rho = 0,89$), где $v = 1,47$ км/сек и $\frac{I_0'}{I} = 0,75$. Из (39) это дает для $\lambda 5250 \text{ \AA}$ $H_0 = 785$ гс и из графика для $f(H)$ из фиг. 7 находим $f(H_0) = 0,55$. Калибровка и запись $\delta i_{\parallel}$ произведены при аттенюации 8000, а запись $\delta i_{\perp}$ при аттенюации 3000, так что для вычисления $\delta i_{\perp}/\delta i_c$ нужно δi_c увеличить в отношении $\frac{8}{3}$. Если δi_c выражать в миллиметрах на диаграммной ленте, то при $\delta i_c = 102$ мм, как это было при рассматриваемой записи, выражения сигналов (33) и (34) имеют вид

$$\delta i_{\parallel} = 352 f(H) \cos \gamma; \quad (40')$$

$$\delta i_{\perp L,2} = 750 \varphi(H) \sin^2 \gamma \begin{Bmatrix} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{Bmatrix}, \quad (40'')$$

так как соответствующий множитель сигнала $\delta i_{\perp}$ в $\frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} \cdot \frac{8}{3} \approx 2,1$ раза больше сигнала $\delta i_{\parallel}$ ($\frac{a_{\perp}}{a_{\parallel}} = p_d p_{\nu, \lambda} \approx 0,80$).

Таким образом, для получения карт для вектора напряженности магнитного поля производится вначале сканирование участка изображения Солнца с установкой перед щелью спектрографа модулятора круговой поляризации, при этом сканировании регистрируется сигнал $\delta i_{\parallel}$ от продольной слагающей поля. Второе сканирование производится с модулятором линейной поляризации и получаем сигнал $\delta i_{\perp}$ от слагающей поперечного поля. Третье сканирование этого же участка производится также с модулятором линейной поляризации, но при повороте его относительно первого положения на 45° вокруг оптической оси. Это сканирование дает нам запись сигнала $\delta i_{\perp}$ от другой слагающей поперечного поля.

§ 2. Обсуждение метода и возможных ошибок

Рассмотрим случай оптически тонкой линии или, что эквивалентно, установки щелей фотометра на далекие крылья линии. Если исходить из выражения для сигналов (27), (28), то замечая, что разность остаточных интенсивностей r_+ — r_- , или разность глубин линии (с обратным знаком), в случае оптически тонкого слоя равна раз-

ности оптических глубин для взаимно-ортогональных колебаний, т. е. (см. [19])

$$s_+ - s_- = \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}, \quad (41)$$

то выражения для сигналов упростятся и примут вид

$$\delta i_{\parallel} = \beta_{\parallel} a_{\parallel} I_0 \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (s_1 - s_2) d\lambda \right] \cos \gamma, \quad (42)$$

$$\delta i_{\perp 1,2} = \frac{1}{2} \beta_{\perp} a_{\perp} I_0 \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (2s_0 - s_1 - s_2) d\lambda \right] \sin^2 \gamma \begin{cases} \sin 2\chi \\ \cos 2\chi \end{cases}, \quad (43)$$

где выражения под интегралом не зависят от γ . Особый интерес представляет случай, когда контуры σ_{Γ} , σ_2 и π -компонент — доплеровские с полупериодом $\Delta\lambda_D$. Тогда

$$s_1 = k_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0 + \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad s_2 = k_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad s_0 = k_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (44)$$

где

$$k_0 = \frac{V \pi c^2}{m_e} \frac{N f h}{\Delta\lambda_D}, \quad (45)$$

и, обозначая

$$b = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}, \quad v = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}, \quad (46)$$

получим для выражений интегралов, входящих в (42), (43),

$$\begin{aligned} J_1(H) &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [e^{-(v+b)^2} - e^{-(v-b)^2}] \Delta\lambda_D dv = \Delta\lambda_D \left[\int_{x_1}^{x_2} e^{-x^2} dx - \int_{x_1'}^{x_2'} e^{-x^2} dx \right] = \\ &= \Delta\lambda_D \frac{2}{\sqrt{\pi}} [\operatorname{erf}(x_2) - \operatorname{erf}(x_1) - \operatorname{erf}(x_2') + \operatorname{erf}(x_1')], \end{aligned} \quad (47)$$

где

$$\left. \begin{aligned} x_1 &= \frac{\Delta\lambda_a - \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}, & x_2 &= \frac{\Delta\lambda_a + \delta\lambda - \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}, \\ x_1' &= \frac{\Delta\lambda_a + \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}, & x_2' &= \frac{\Delta\lambda_a + \delta\lambda + \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}, \\ \delta\lambda &= \lambda_2 - \lambda_1, & \Delta\lambda_a &= \lambda_1 - \lambda_0, \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^x e^{-x^2} dx$ — функции ошибок.

Аналогичный интеграл войдет в сигнал калибровки (32) с заменой $\Delta\lambda_H$ на $\Delta\lambda_c$. В сигнал поперечного поля войдут величины

$$\varphi_1(H) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left[2e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0 + \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \right] d\lambda = \quad (49)$$

$$= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \Delta\lambda_D [2\operatorname{erf}(x_2'') - 2\operatorname{erf}(x_1'') - \operatorname{erf}(x_2) + \operatorname{erf}(x_1) - \operatorname{erf}(x_2') + \operatorname{erf}(x_1')],$$

где

$$x_1'' = \frac{\Delta\lambda_a}{\Delta\lambda_D}, \quad x_2'' = \frac{\Delta\lambda_a + \delta\lambda}{\Delta\lambda_D}. \quad (50)$$

Таким образом, для заданной линии ($\Delta\lambda_D$ известна) и для принятой установки фотометра (расстояние щелей от центра линии $\Delta\lambda_a$ и ширина щелей $\delta\lambda$) сигналы (42) и (43) табулируются через функции ошибок для разных H , что дает $f_1(H)$ и $\varphi_1(H)$ для случая тонкого слоя. Заметим, что приведенные формулы (42), (43) для тонкого слоя можно получить совершенно независимо от выражений для сигналов (27) — (28), не прибегая к разложению света на взаимно-ортогональные колебания, а рассматривая преобразования каждой из составляющих σ_1 , σ_2 и π независимо при их прохождении через поляризационную оптику. Приведенная ниже таблица показывает значение отношения функций $f_1(H)$ к $\sqrt{\varphi_1(H)}$, вычисленных по формулам (47), (49) для тонкого слоя, с теми, которые получаются из фиг. 7.

H , гс	$\frac{f_1(H)}{\sqrt{\varphi_1(H)}}$	$\frac{f(H)}{\sqrt{\varphi(H)}}$
100	2,6	0,82
1000	3,2	1,2

Это отношение характеризует отношение продольной составляющей поля к поперечной [см. (16) и (17)].

Сравнение показывает, что приближение оптически тонкого слоя, которым часто пользуются, может внести ошибку в завышение величины трансверсального поля, по сравнению с продольным, более чем в 2,5 раза.

Далее, в основу вычисления сигналов (27), (28) положена упрощенная схема рассеяния и поглощения [19]. Уверенную оценку влияния этого приближения на величину сигнала сделать трудно, если не проводить заново всех весьма трудоемких вычислений интегралов, входящих в (27) и (28) для другой схемы. Можно составить себе представление о влиянии принятой схемы, если рассмотреть, например, случай чистого поглощения, который для центра диска Солнца дает практически такой же контур (если изменить число поглощающих атомов), однако, как известно, не может объяснить наблюдаемое изменение контуров линий при переходе от центра к краю диска Солнца.

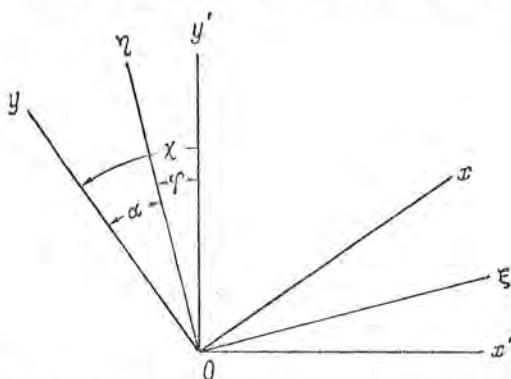
Вычисление сигналов для продольной и поперечных составляющих поля было произведено без учета аномальной дисперсии. Известно, что внутри линии поглощения коэффициент преломления изменяется на величину, которая в некоторых точках контура превосходит величину коэффициента поглощения. Различие в коэффициентах преломления для лучей со взаимно-ортогональной поляризацией может вызвать эффект вращения эллипсов поляризации, а следовательно, и произвести перераспределение величин поглощения между отдельными ортогональными состояниями. Это может оказать влияние как на определение величин $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$, так и χ , γ . Величина ошибки зависит от H , γ и от расстояния от центра линии. Она наибольшая в центре линии, равна нулю для $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$ и достигает наибольшей величины при $H \approx 2000$ гс. Она ничтожно мала при полях $H < 1000$ и $H > 3200$ гс. Однако при существующей точности метода учет влияния аномальной дисперсии не имеет практического значения, так как ошибка при наиболее неблагоприятных условиях ($H = 2000$ гс, $\gamma = 20^\circ$) изменяет величину γ на $2-3^\circ$ и вносит ошибку в определении χ до 5° при применяемых рабочих щелях фотометра магнитографа. Но она может быть значительно больше при работе с узкими щелями вблизи центра линии, что необходимо иметь в виду при выборе щелей фотометра (см. [21, 22]).

Критерием правильности излагаемого метода может служить сравнение абсолютных величин поля, вычисленных по фотоэлектрическим сигналам, с величинами поля, измеренными по расщеплению линий. Такие

сравнения были сделаны (см. [27]). Они показали, что для приведения вычисленных величин к измеренным необходимо все сигналы $\delta i_{\parallel}$, $\delta i_{\perp 1}$, $\delta i_{\perp 2}$ увеличить на коэффициент 1,2.

Рассмотрим теперь возможные инструментальные искажения сигналов. Основное значение здесь могут иметь различные поляризационные эффекты, возникающие на зеркалах телескопа.

Как мы видели выше, принцип измерения различных слагающих магнитного поля основан на измерениях линейной и круговой поляризации. Поэтому поляризация от зеркал может оказать искажающее влияние на



Фиг. 8. Системы координат для вычисления искажения сигнала, вызванного поляризацией зеркала

величину сигналов $\delta i_{\parallel}$ и $\delta i_{\perp 1,2}$ и наблюдатель должен провести исследование этой поляризации. Важным и облегчающим обстоятельством является постоянство этих искажений в течение времени при одном и том же положении целостата.

Для определения влияния поляризации зеркал проследим видоизменение взаимно-ортогональных пучков света, прошедших через всю оптическую систему, включая оптически поляризационный модулятор, и выведем величины сигналов, поступающих на фотомножитель.

Ради простоты рассмотрим случай, когда перед модулятором находится одно зеркало. Плоскость $\xi O \eta$ расположена перпендикулярно фронту волны, ось $O\xi$ лежит в плоскости падения и отражения луча, $O\eta$ перпендикулярно этой плоскости (фиг. 8). Вторую систему координат xOy свяжем с ориентацией эллипсов поляризации взаимно-ортогональных пучков. При этом ось Oy направим вдоль проекции H на картинную плоскость, и пусть она составляет угол α с осью $O\eta$. Третью систему координат $x'Oy'$ свяжем с оптическими осями модулятора так, чтобы ось Oy' совпадала бы с его необыкновенной осью и составляла угол φ с осью на $O\eta$. Очевидно, что лучи, падающие на зеркало после отражения, получат различное изменение фаз на величины δ и δ' и изменение амплитуд, которое можно определить коэффициентами отражения $\cos \psi$ и $\sin \psi$ соответственно вдоль направлений $O\xi$ и $O\eta$. Используя формулы вращения осей координат путем довольно громоздких, но не сложных вычислений, можно показать, что при измерении поперечной слагающей магнитного поля (модуляция $0, \frac{1}{2}\lambda$) через первую щель фотометра магнитографа пройдет интенсивность

$$\begin{aligned}
 i_1 = & \frac{1}{2} \sin^2 \varphi \{ \xi_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha) + \\
 & + \eta_0^2 (\sin^2 \beta \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta \sin^2 \alpha) \} - \sin^2 \psi \{ \xi_0^2 (\cos^2 \beta \sin^2 \alpha + \sin^2 \beta \cos^2 \alpha) + \\
 & + \eta_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha) \} + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\varphi \sin 2\psi \times \\
 & \times [\cos (\delta - \delta') \cos 2\beta \sin 2\alpha - \sin (\delta - \delta') \sin 2\beta], \quad (51)
 \end{aligned}$$

а через вторую щель

$$i_2 = \frac{1}{2} \sin 2\varphi \{ \cos^2 \psi [\xi_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha) + \\ + \eta_0^2 (\sin^2 \beta \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta \sin^2 \alpha)] - \sin^2 \psi [\xi_0^2 (\cos^2 \beta \sin^2 \alpha + \sin^2 \beta \cos^2 \alpha) + \\ + \eta_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha)] \} + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\varphi \sin 2\psi \times \\ \times [\cos (\delta - \delta') \sin 2\alpha \cos 2\beta + \sin (\delta - \delta') \sin 2\beta]. \quad (52)$$

Из (51) и (52) следует, что, во-первых, на каждый из фотоумножителей попадает сигнал, вызванный наличием продольной составляющей магнитного поля, равный по величине, но с разными знаками;

$$(\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\varphi \sin 2\psi \sin 2\beta \sin (\delta - \delta'). \quad (53)$$

Просачивание этого сигнала вызвано наличием разности фаз $(\delta - \delta')$, появляющейся при отражении от металлической поверхности зеркала. Отсюда необходимо сделать вывод, имеющий практическое значение: при измерении поперечной слагающей поля необходима тщательная балансировка фотоумножителей. Это особенно важно по той причине, что, как мы уже видели выше, при слабых магнитных полях ($H \sim 200-300$ эс) сигнал от продольной составляющей поля на порядок больше сигнала от поперечной слагающей.

Во-вторых, при наличии большой разности фаз $(\delta - \delta')$ и неравенства коэффициента отражения сигнал очень сильно искажен влиянием инструментальной поляризации. При точной балансировке фотоумножителей общий сигнал от двух щелей фотометра магнитографа равен

$$i = i_1 + i_2 = \sin 2\varphi \{ \cos^2 \psi [\xi_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha) + \\ + \eta_0^2 (\sin^2 \beta \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta \sin^2 \alpha)] - \sin^2 \psi [\xi_0^2 (\cos^2 \beta \sin^2 \alpha + \sin^2 \beta \cos^2 \alpha) + \\ + \eta_0^2 (\cos^2 \beta \cos^2 \alpha + \sin^2 \beta \sin^2 \alpha)] \} + \\ + (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\varphi \sin 2\psi \sin 2\alpha \cos 2\beta \cos (\delta - \delta'). \quad (54)$$

Из этого выражения для сигнала видим, что для получения сигнала в чистом виде необходимо в общем случае устранение амплитудной и фазовой поляризации, вызванной зеркалом. Этого можно добиться установкой перед оптическим модулятором амплитудно-фазового компенсатора. Для случая большего числа зеркал можно получить выражение, аналогичное (54), но содержащее коэффициенты отражений и разности фаз, возникающие на каждом зеркале.

Для выбора компенсатора было выполнено исследование поляризации зеркалами Башенного солнечного телескопа обсерватории. Для этой цели, как и в работе [26], перед главным зеркалом целостата устанавливалась поляроидная пленка и производилось исследование преобразования линейно-поляризованного света после прохождения всех зеркал питающей оптики телескопа. Измерения показали, что при наиболее неблагоприятных условиях в расположении зеркал целостата линейно-поляризованный свет преобразовывался в эллиптический с отношением полуосей $1 : 35$, что соответствует разности фаз $(\delta - \delta') \sim 2^\circ$. При рабочих положениях целостата это отношение составляет $1 : 100 \div 1 : 200$. Поэтому в выражении (54) мы можем положить $\cos (\delta - \delta') = 1$. Таким образом, основное искажение сигнала привносится за счет неравенства коэффициентов отражения, и требуется проведение амплитудной компенсации. Это можно осуществить установкой под определенным углом перед модулятором стопы плоскопараллельных пластинок.

Компенсация проводится по обычной рабочей линии в участках Солнца, где отсутствует магнитное поле. Можно это делать и по непрерывному спектру.

В этих случаях $\xi_0^2 = \eta_0^2$, $\cos^2 \beta = \sin^2 \beta$ и из (54) при $\cos(\delta - \delta') = 1$

$$i_{\perp} = \sin 2\varphi (\xi_0^2 + \eta_0^2) (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi). \quad (55)$$

Ориентируем компенсатор поляризации таким образом, чтобы $i_{\perp} = 0$. Это будет в том случае, если

$$\cos^2 \psi = \sin^2 \psi. \quad (56)$$

Подставив в (54) условие (56), получим

$$\delta i_{\perp} = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \cos 2\beta \sin 2\chi, \quad (57)$$

так как $\alpha + \varphi = \chi$.

Это выражение для сигнала от поперечной слагающей поля совпадает с (17), выведенным без учета поляризации зеркал.

При измерении сигнала от продольной составляющей поля амплитуда сигнала, искаженного поляризацией зеркал, имеет вид

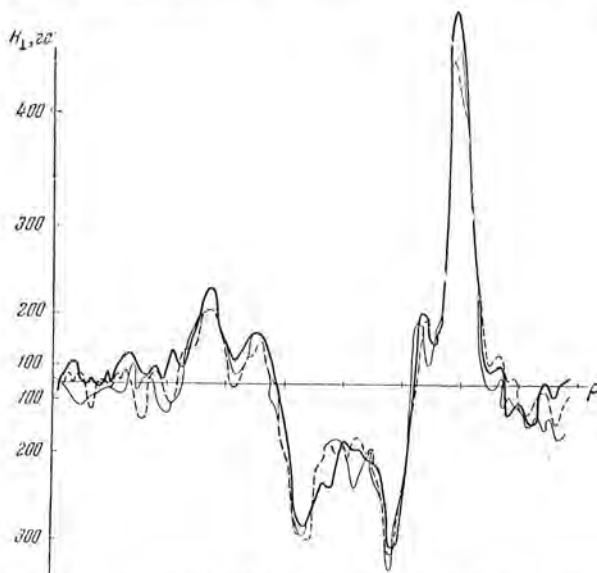
$$\delta i_{\parallel} = (\xi_0^2 - \eta_0^2) \sin 2\beta \cos(\delta - \delta'), \quad (58)$$

т. е. сигнал искажен только разностью фаз, возникающих при отражении. Так как в нашем случае $\cos(\delta - \delta') \approx 1$, то сигнал продольного поля практически не искажен поляризацией зеркал (см. [26]). Следует напомнить, что, по определению [26], алюминированные зеркала дают разность фаз, не превосходящую 3° , что близко соответствует нашим определениям.

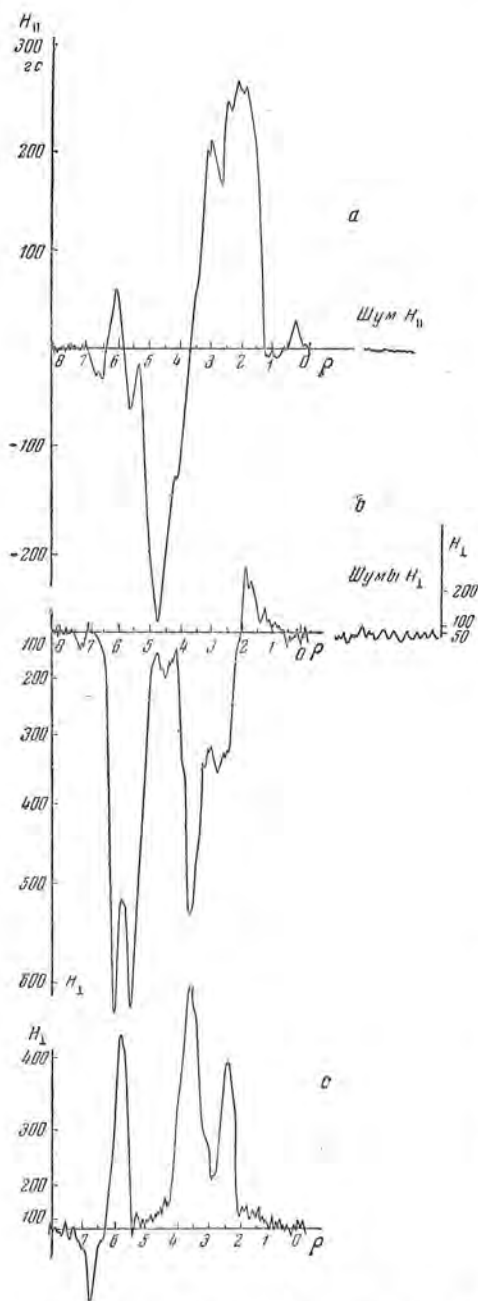
Важно отметить, что измерения продольной составляющей поля с использованием только одной щели фотометра магнитографа, как это было сделано в работах [29, 30], требуют компенсации за амплитудную поляризацию (даже если фазовая поляризация пренебрежимо мала).

§ 3. Карты магнитного поля

Повторяемость записи поперечной составляющей поля представлена на фиг. 9. На фиг. 10 даны записи сигналов от продольной составляющей



Фиг. 9. Повторяемость записи сигналов от поперечного поля вдоль одного и того же разреза поверхности Солнца



Фиг. 10. Записи сигналов различных слагающих в напряженности магнитного поля вдоль одного и того же разреза поверхности Солнца

a — сигнал от продольной составляющей поля, *b*, *c* — сигналы от поперечных составляющих поля ($\delta i_{\parallel}$ и $\delta i_{\perp 1,2}$). Здесь же приводятся шумы при записи продольного и поперечного полей

но при записях поперечных слагающих не изменять положение целостата. Изменение положения целостата приводит к вращению изображения Солнца на щели спектрографа и, следовательно, к изменению

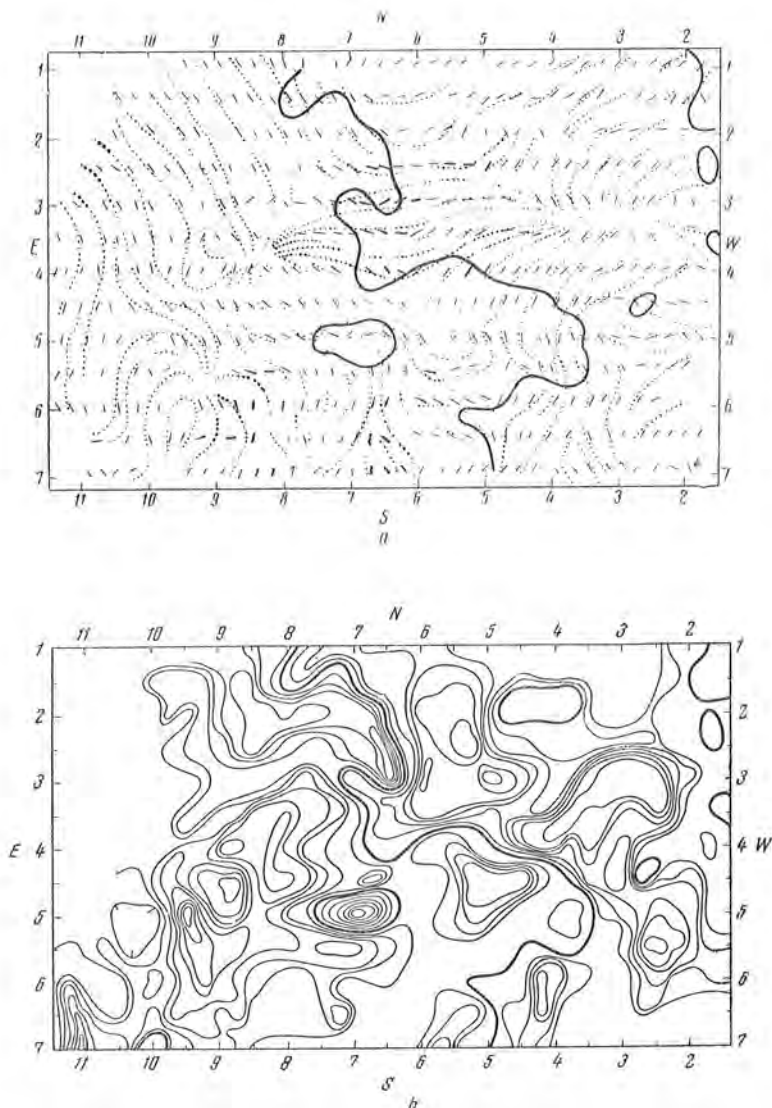
и поперечных слагающих поля вдоль одного и того же разреза на поверхности Солнца. Разрезы проведены через центр солнечного пятна. Здесь же показан масштаб поля и величина шумов. Как мы видим, величина шума при записях поперечных полей составляет около 100 гс, что делает невозможным применение этого метода для областей с очень малыми магнитными полями ($H < 100$ гс). Практически его можно использовать только для записей полей в активных областях Солнца, где часто важно знать общую конфигурацию магнитного поля. Величина шума при записях продольной составляющей при данной настройке магнитографа составляет ± 1 гс. Таким образом, точность записи предельно слабых, но измеримых поперечных полей почти на два порядка меньше точности записи продольной составляющей. С увеличением поля точность записи сигнала от поперечной слагающей увеличивается и при полях 1200—1700 гс всего в 3—4 раза меньше точности записи продольной составляющей. Запись всех составляющих длится довольно продолжительное время, так, например, записи, произведенные 19.IX 1959 г., и карты, которые представлены на фиг. 11, длились 3 часа. В настоящее время такой же участок Солнца мы можем записывать в течение 1 часа. 19.IX 1959 г. было произведено 16 разрезов поверхности Солнца и каждый разрез от другого проводился на расстоянии $13''$. Длина разреза составляла $320''$. Так как продолжительность наблюдений велика, необходимо сделать несколько калибровок для контроля прозрачности атмосферы. Достаточно это делать в начале и в конце записи каждой составляющей поля (всего шесть калибровок) с тем, чтобы при обработке записей учесть изменение общей чувствительности магнитографа. Важно

угла χ . После перестановки целостата изменяется величина ложного сигнала, вызванного поляризацией зеркал. Поэтому после перестановки целостата необходимо вновь отрегулировать деполаризатор. Установлено, что при записях сигналов от поперечных слагающих продолжительностью менее 1^h нет необходимости контролировать изменение ложного сигнала, вызванного поляризацией зеркал.

На фиг. 11, *a* представлены азимуты поперечного поля, определяемые по формуле (24). Стрелками обозначены расположения проекций единичного вектора напряженности магнитного поля на картинную плоскость. Кривыми обозначено изменение направления этого вектора в картинной плоскости. Эти кривые показывают сложную структуру поля, характерную для дипольного взаимодействия, что неоднократно указывалось ранее в работах [1, 15—18, 20]. На фиг. 11, *b* дано распределение углов γ . Изолинии проведены через 10° . Как и следовало ожидать, в области ядер пятен γ минимальные и наибольшее значение принимают на нулевых линиях продольного поля. Однако не всегда в ядрах пятен $\gamma = 0$. Как показали и другие записи, в большинстве случаев в ядрах пятен γ отлично от нуля, если даже произвести учет влияния проекции. На фиг. 11, *c* дана карта абсолютных напряженностей магнитного поля, а на фиг. 11, *d, e*, соответственно, карты продольной и поперечной слагающих напряженностей магнитного поля. Часто на линиях $H_{\parallel} = 0$ располагаются области больших поперечных полей. Для пятен за 19.IX 1959 г. отсутствует спиральная структура магнитного поля. Примером спиральной структуры магнитного поля пятна может служить карта фиг. 12 (см. [27]). На этой фигуре даны азимуты проекции вектора поля на картинную плоскость для лидера группы, наблюдавшейся 6.IX 1961 г.

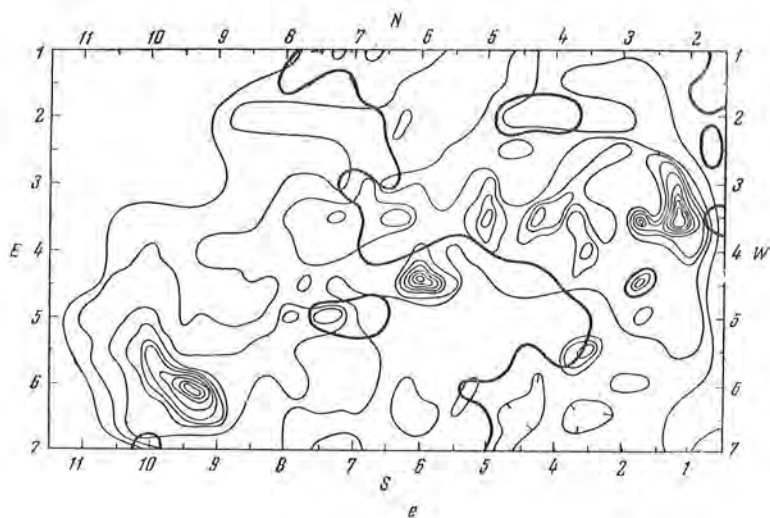
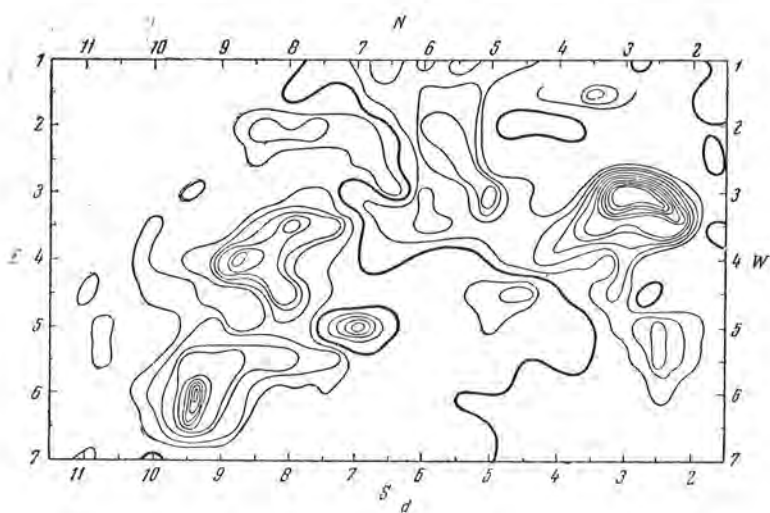
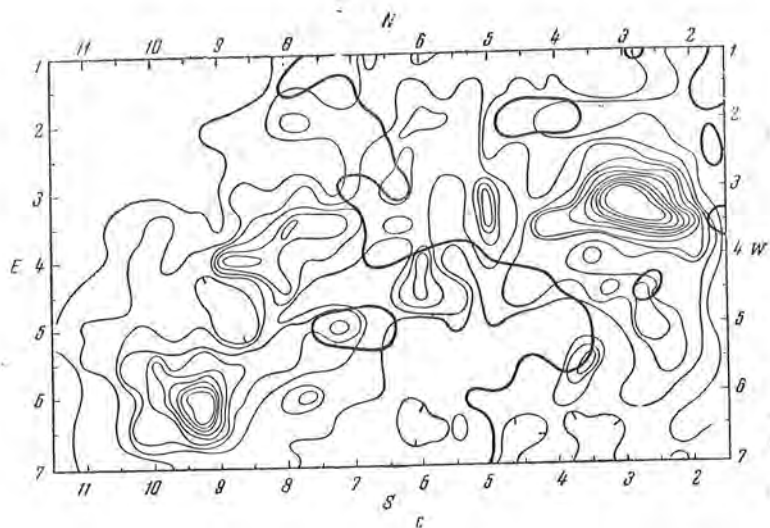
§ 4. О вихревом характере магнитного поля пятен

В предыдущем параграфе представлены два характерных примера. Первый — это группа пятен, наблюдавшаяся 19.IX 1959 г., второй — это лидер группы, наблюдавшийся 6.IX 1961 г. Магнитное поле этой группы изучено подробно на протяжении восьми дней в [27]. Если в первом случае $H_{\perp}$ направлена практически радиально по отношению к пятну и искривление силовых линий по азимуту если и есть, то выражено слабо и не систематически, то во втором хорошо выражена азимутальная составляющая поля: проекции силовых линий на плоскость, перпендикулярную лучу зрения, идут почти везде по спиралям — силовые линии как бы наматываются на пятно, как на барабан, при его вращении против часовой стрелки. В [27] показано, что эта спиральная или вихревая структура поля сохраняется в течение почти пяти дней наблюдений. Следует отметить, что небольшой спутник лидера (на восток от него) не показывает подобной спиральной структуры, равно как и ряд других пятен. Возникновение подобной спиральной структуры нельзя связать с эффектом проекции чисто радиального поля (группа пятен отстояла на 33° к западу от центрального меридиана). Действительно, если магнитное поле представлять себе в виде веера прямых линий, исходящих из пятна, то проекции $H_{\perp}$ могут образовывать радиальные прямые, исходящие из пятна, и не будет наблюдаться спиралей. Несколько сложнее будет обстоять дело в случае, если поле пятна образует веер искривленных силовых линий и сходное с полем конца соленоида или твердого прямолинейного магнита (то же самое будет в случае дипольного поля), как это принято считать до сих пор. В этом случае проекция веера кривых силовых линий на картинную плоскость, т. е. $H_{\perp}$ (даже если пятно — соленоид в центре, но его ось наклонена под некоторым углом к нормали), может дать спиральную структуру. В этом легко убедиться, если отбросить тень от проволочной модели верхушки соленоида, ось которого наклонена к

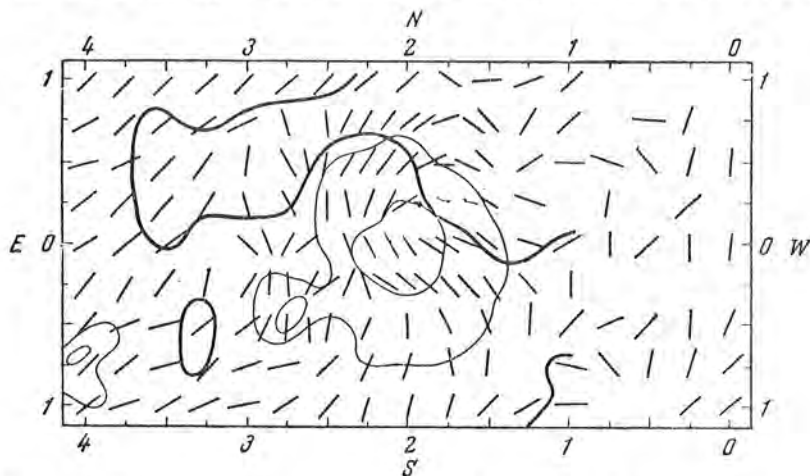


Фиг. 11. Карты различных характеристик магнитного поля активной области для группы пятен за 19.IX 1959 г. Масштаб карты в одном делении 20 000 км. Гелиографическое разрешение $7'' \times 13''$, 3 (см. также стр. 189)

a — направление векторов магнитного поля в картинной плоскости, черточками отмечены азимуты поперечного поля. Линии — предполагаемая структура поля в картинной плоскости; *b* — карта изолиний углов наклона поля относительно луча зрения. Изолинии проведены через 10° . Жирная линия — линия $H_{\parallel} = 0$; *c* — карта изогаусс для полной величины напряженности поля. Изолинии проведены через 100 гс до величины 1000 гс. Жирная линия — линия $H_{\parallel} = 0$; *d* — карта изогаусс продольной составляющей поля. Жирная линия — линия $H_{\parallel} = 0$. Изогауссы проведены через 100 гс до величины 1000 гс; *e* — карта изогаусс для поперечного поля. Изолинии проведены через 100 гс до 1000 гс. Жирная линия — линия $H_{\parallel} = 0$

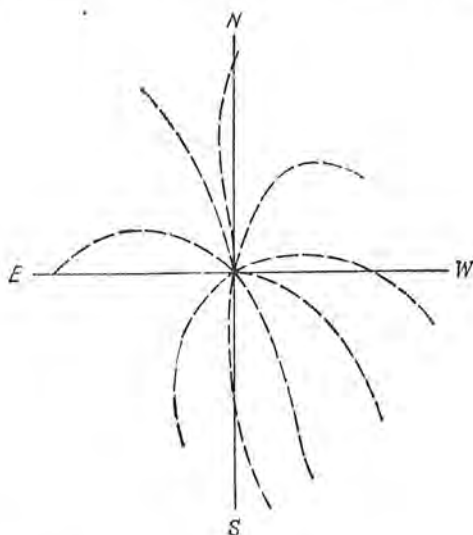


лучу зрения, на плоскость, перпендикулярную к лучу зрения. На фиг. 13, представлена получающаяся при этом спиральная структура, которая в правой полуплоскости от вертикали хорошо отражает фактическое расположение линий $H_{\perp}$. Сравнение наблюдаемой картины в лидере 6.IX 1961 г.



Фиг. 12. Вихревая структура поперечной слагающей поля для лидера группы, наблюдавшаяся 6.IX 1961 г. Географическое разрешение карты $3'' , 4 \times 9''$. Масштаб карты — в одном делении 20 000 км

с левой полуплоскостью трудно проводить ввиду наличия там по близости слабого пятна той же полярности: взаимодействие лидера с этим пятном приводит к серьезному отклонению поля лидера от соленоидального

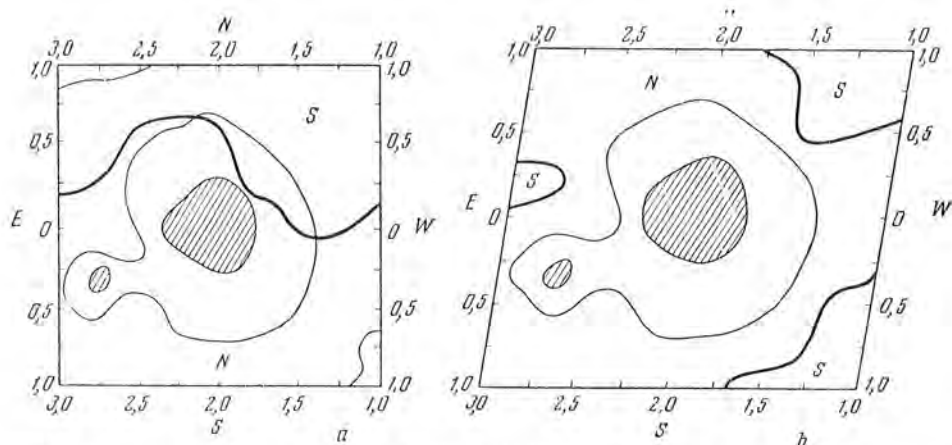


Фиг. 13. Проекция силовых линий соленоида на картинную плоскость

в этой части пространства и несоответствию соленоидального поля фактической картине. Следует, однако, заметить, что такое хорошее соответствие получается, если ось соленоида проходит не через геометрический и совпадающий с ним магнитный центр лидера (т. е. место, где $H_{\text{макс}}$), а через точку, смещенную на восток от этого центра на 5000 км и располо-

женную почти на границе ядра и полутени (в том месте, из которого исходят все спирали, в силу проекции на карте фиг. 12).

Однако при разрешающей силе ~ 25 кв. сек. ($3'' \times 9''$), с которой сделаны записи, при невысоком качестве изображений и не одновременности записи $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ вообще трудно судить, где в пределах ядра находится магнитный центр соленоида, если поле типа соленоида. Но если поле такого типа, то пятно должно быть окружено нулевой линией



Фиг. 14. Положение нулевой линии продольного поля без исправления за проекцию (a) и после исправления за проекцию (b) (см. [27])

Расстояние лидера группы от центра диска равно 32° ; S, N — полярности

$H_{\parallel}$, что часто наблюдается и что послужило в [28] подтверждением модели поля пятна в виде верхушки соленоида или диполя. Действительно, линия нулевого $H_{\parallel}$ для этого пятна, после исправления за проекцию (см. фиг. 14, a, b) выходит из пределов полутени, и в некоторых участках находится на расстоянии, равном 3000—20 000 км от границы полутени, т. е. наличие этой нейтральной линии делает аргумент возможным объяснение спиральной структуры проекцией поля соленоида. Однако, чтобы получить наблюдаемую структуру за счет проекции поля соленоида на картинную плоскость, пришлось бы считать, что мы наблюдаем большой участок силовой линии верхушки соленоида, т. е. всю ее дугу от выхода из ядра ($H_{\parallel}$ одного знака) до «погружения» под поверхность на некотором расстоянии от пятна (где поле $H_{\parallel}$ другого знака). Иными словами, «стрела» прогиба силовой линии должна быть сравнительно большой в том слое, к которому относятся измерения поля. Она должна быть порядка половины расстояния от точки выхода до точки погружения силовой линии соленоидального поля. Не трудно оценить, что при наблюдаемом расстоянии нулевой линии продольного поля от пятна стрела прогиба будет $\sim 10^4$ км, что не менее чем на порядок превосходит толщину того слоя, в котором возникают линии поглощения как в фотосфере, так и в пятне и к которым относятся измерения поля. Иными словами, для объяснения наблюдаемых спиралей полем соленоида пришлось бы считать или кривизну линий очень малой (но тогда будут возникать прямые линии при проекции) или считать, что мы фиксируем поле в слое толщиной $\sim 10\,000$ км, что исключается.

Далее, вершины арок силовых линий поля верхушки соленоида, представленных на фиг. 13, лежат на замкнутой кривой, которая ни одной своей частью не выходит за пределы пятна, что не соответствует приведенному к центру диска расположению нулевой линии $H_{\parallel}$ на фиг. 14, b, т. е. для объяснения удаленного от пятна положения нулевой линии продольного поля пришлось бы еще больше удлинить арку — силовую линию, что

сделало бы ее стрелу прогиба еще больше указанной величины в 10^4 км. Все эти соображения заставляют поставить под сомнение возможность объяснения спиралей эффектом проекции соленоидального поля. Кроме того, вблизи вертикали $2,25^\circ$ отклонение от этой формы поля едва ли можно отнести за счет взаимодействия лидера с его восточным компонентом, особенно в южной части карты. Однако самым существенным доводом против объяснения вихревого поля эффектом проекции соленоидального поля является наличие у некоторых пятен вихревой структуры хромосферы в H_α , обнаруженной еще Хейлом [14], а также спиральные движения в области пятен, найденные в [16]. Очевидно, что вихревая структура хромосферы, где проводимость очень высока и плазма практически полностью заморожена в магнитное поле, должна отражать структуру фактического поля и не имеет никакого отношения к эффекту проекции, о котором идет речь. Еще более убедительным фактом является спиральная структура в ориентации гранул в полутениях, наблюдаемая в общем свете [17], эффективный уровень которой близок к тому уровню в атмосфере Солнца, на котором производятся измерения поля.

Сейчас еще трудно делать какие-либо заключения о природе поля пятен, но реальность азимутальной компоненты в магнитных полях отдельных пятен едва ли можно ставить под сомнение; описанный выше метод раскрывает здесь свои возможности в дальнейшем изучении этого важного свойства магнитных полей пятен. Сама спиральная структура поля $H_\perp$ указывает на то, что наряду с азимутальной компонентой H_ϕ имеется радиальная H_r , что делает поле пятен отличным от бессилового поля с цилиндрической симметрией. Скорее всего поле, вероятно, сходно с полем «веера», но скрученным так, что появляется азимутальная составляющая; в этом случае, правда, будет трудно понять появление замкнутых нулевых линий $H_\parallel$ вокруг пятен. Во всяком случае, для более обоснованного суждения нужны были бы данные о характере поля на разных высотах, что явится предметом дальнейшего исследования. В сущности, измерения относятся к сравнительно тонкому слою, что не позволяет быть уверенным в том, что мы прослеживаем ход одной и той же силовой линии.

Другой важной проблемой, возникающей здесь, является вопрос структуры поля в самом ядре, где временами наблюдается хорошо выраженный зеемановский триплет, тогда как в полутении наблюдается преимущественно дублет [5], и где регистрации на магнитографе показывают иногда тонкую структуру, появление замкнутых нулевых линий $H_\parallel$ и другие эффекты. В лидере группы за 6.IX 1961 г. мы также имеем отличную от нуля $H_\perp$ в ядре, хотя это может быть связано просто с наклоном вектора поля к картинной плоскости. Для изучения этого вопроса необходимо дальнейшее тщательное изучение с высокой разрешающей силой и при хороших изображениях обеих компонент поля и углов χ для ядер пятен.

В заключение выражаем благодарность Н. А. Мартычуку и Н. С. Никулину за отладку электрической схемы магнитографа для записи поперечных слагающих магнитных полей на поверхности Солнца.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. В. Вабсокс. *Astrophys. J.*, 118, 387, 1953.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 19, 3, 1958.
3. Н. С. Никулин. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 22, 3, 1960.
4. Л. М. Котляр. *Изв. Главной астр. обс. (Пулково)*, № 167, 1962.
5. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, 34, 2, 208, 1959.
6. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. *Астрон. циркуляр*, № 183, 9, 1957.

7. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 291, 1960.
8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 25, 154, 1961.
9. R. Leighton. *Astrophys. J.*, 130, 366, 1959.
10. H. W. Babcock, R. Howard. *Astrophys. J.*, 132, 218, 1960.
11. P. J. Treanor. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 412, 1960.
12. A. B. Severny. *Trans. IAU*, 11—13, 1961 (в печати).
13. В. Д. Шафранов. *Nuova Cimento* (в печати).
14. G. Hale. *Astrophys. J.*, 28, 100, 315, 1903.
15. G. Abetti. *Publ. R. Oss. Are. Fass*, 50, 47, 1932.
16. Colomai. *Publ. R. Oss. Are. Fass.*, 52, 39, 1934.
17. R. E. Danielson. *Astrophys. J.*, 134, 275, 1961.
18. F. H. Seares. *Astrophys. J.*, 38, 99, 1913.
19. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.
20. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.
21. В. Е. Степанов. *Наст. том*, стр. 252.
22. Д. Н. Рачковский. *Наст. том*, стр. 259.
23. В. Е. Степанов. *Астрон. ж.*, 37, 4, 631, 1960.
24. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 24, 63, 1961.
25. А. Г. Гарунов. *Наст. том*, стр. 224.
26. G. Ruben. *Mitt. Astrophys. Observ. Potsdam*, N 77.
27. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. *Наст. том*, стр. 194.
28. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 277, 1960.
29. K. O. Kierenhеuer. *Astrophys. J.*, 117, 447, 1953.
30. М. А. Могилевский, Л. Е. Веллер, В. А. Вальд-Перлов.
Докл. АН СССР, 45, 5, 957, 1954.
31. М. Миннаэрт. «Солнечная система», «Фотосфера», ИЛ, 1957, стр. 113.

К СТРУКТУРЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА

В. Е. Степанов, С. И. Гонасюк

На основании фотоэлектрической регистрации сигналов от поперечных и продольной слагающих магнитного поля были получены величина полного вектора напряженности, его направление в пространстве, определяемое углом γ и азимутом поля χ на уровне фотосферы в активной области Солнца. Изучаемая активная область была прослежена на протяжении восьми дней с 1.IX по 8.IX 1961 г. Приводятся карты распределения H , $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$, γ и χ .

В окрестности пятен средняя напряженность поперечных полей ($\overline{H_{\perp}}$) в 2,3 раза больше продольных ($\overline{H_{\parallel}}$). Внутри полутени $\overline{H_{\perp}}$ в 1,6 раза превышает $\overline{H_{\parallel}}$ внутри ядер $\overline{H_{\perp}}$ больше $\overline{H_{\parallel}}$ в 1,7 раза.

Направление силовых линий между отдельными ядрами групп пятен в общем напоминает картину дипольного взаимодействия. При удалении одного от другого пятен в лидере изучаемой группы появляется вихревая структура с направлением по часовой стрелке, усиливающаяся в течение первых трех дней. Для этого пятна рассчитаны изменения с расстоянием от центра ядра продольной, радиальной и азимутальной составляющих поля. Форма кривой изменения величины вектора H для лидера группы хорошо подтверждает ранее исследование [15]. Наиболее быстрый спад поля происходит в области полутени. На границе полутени — фотосфера средняя напряженность поля равна 500 гс . Угол γ возрастает от нуля в центре пятна и достигает максимальной величины — 60° (см. фиг. 11) на границе пятна — фотосфера, а затем начинает медленно уменьшаться с увеличением расстояния. Азимутальная составляющая H_{ϕ} значительно меньше радиальной составляющей H_r внутри пятна (фиг. 13).

На внешней границе пятна $H_{\phi} > H_{\parallel}$ и примерно равна H_r . Исследование биоплярной структуры ядра хвостового пятна показало наличие в близких ядрах сильных азимутальных составляющих поля; на нулевой линии продольного поля $H_{\parallel}$ достигает максимальной величины, равной H_r вблизи центра основного ядра. Силовые линии направлены параллельно нулевой линии продольного поля и характеризуют направление азимутальной составляющей поперечного поля.

Ход $H_{\parallel}$ и H_{ϕ} в зависимости от расстояния сходен с картиной распределения этих величин в бессловом поле с цилиндрической симметрией, если считать, что имеет место сложение азимутальных компонент двух бессловых полей для магнитных жгутов различной полярности. Оцениваются коэффициенты проводимости λ_0 , λ_1 , λ_2 и λ_3 для ядра пятна и фотосферы. Показываются, что в ядре пятна существуют благоприятные условия для возникновения полей, близких к бессловым. Рассматриваются возможности возникновения вторичных азимутальных полей в солнечных пятнах.

THE STRUCTURE OF THE MAGNETIC FIELD IN ACTIVE SOLAR REGIONS, by V. E. Stepanov, S. I. Gopasyuk. — On the basis of photoelectric registration of signals from transverse and longitudinal magnetic field components the following have been obtained: the total vector of field strength and its direction in space, determined by the angle γ and the azimuth of the field χ , at the photospheric level in an active solar region. The active region studied was followed during 8 days from September 1 to 8, 1961. Maps of the distribution of H , $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$, γ and χ are given. The direction of the lines of force between separate cores of spot groups in general resemble the dipole interaction pattern. When

the distance between the spots increased, the leader of the group under investigation, showed eddy structure directed clockwise, the intensity of which increased during the first three days. The variations of the longitudinal, radial and azimuthal field components with distance from the center of the core have been computed for this spot. The form of the variation curve of the H vector for the leader of the group well confirms the previous investigation [15]. The field decreases most rapidly in the region of the penumbra. At the penumbra — photosphere boundary the mean field strength is 500 gauss. The angle γ increases from 0 at the center of the spot and attains a maximum of 60° (fig. 11) at the spot — photosphere boundary. It then gradually decreases with increasing distance. The azimuthal component H_φ is considerably smaller than the radial component H_r inside the spot (fig. 13).

At the outer boundary of the spot $H_\varphi > H_\parallel$ and is approximately equal to H_r . A study of the bipolar structure of the core of the follower revealed the presence of strong azimuthal field components in close cores. On the zero-line of the longitudinal field $H_\parallel$ attains a maximum value equal to $H_\parallel$ near the center of the principal core. The lines of force are parallel to the zero-line of the longitudinal field and characterize the direction of the azimuthal component of the transverse field.

The variations of $H_\parallel$ and H_φ in dependence on distance are similar to their distribution in a force-free field with cylindrical symmetry, if it is assumed that the azimuthal components of two force-free fields are summed for magnetic of different polarity. The conductivity coefficients λ_0 , λ_1 , λ_2 and λ_3 for the core and photosphere are estimated. It is shown that in the core there are favourable conditions for the appearance of fields similar to force-free fields. The possibility of the appearance of secondary azimuthal fields in sunspots is considered.

Нами излагаются результаты фотоэлектрической регистрации поперечных и продольной составляющих напряженности магнитного поля для одной активной области Солнца. Метод определения величины полного вектора напряженности H и его направления (углов наклона γ и азимута χ) описан в [1]. В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории уже получен большой материал по регистрации различных составляющих поля, однако обработка этих данных еще далеко не закончена. Здесь мы опишем главным образом структуру магнитного поля активной области со сложной многоцентровой группой пятен, которая прослежена на протяжении восьми дней — за три дня до прохождения центрального меридиана и пять дней после — с 1 по 8.IX 1961 г. За все эти дни, за исключением 4.IX 1961 г., получены записи всех составляющих поля. 4.IX 1961 г. по техническим причинам не были записаны сигналы от продольной составляющей.

§ 1. Наблюдения и их обработка

Магнитное поле записывалось по линии Fe $\lambda 5250 \text{ \AA}$ с фактором расщепления $\left(\frac{0,3}{1}\right)$, для которой уже имелись расчетные графики зависимости сигналов $\delta_\parallel$, $\delta_\perp$ и $\delta_{\perp\perp}$ (см. [1]) от величины и направления поля и построены номограммы (см. [2]), значительно упрощающие получение абсолютной величины напряженности H и углов γ .

Разрезы изображения поверхности Солнца делались вдоль суточной параллели со скоростью $2'',3$ в секунду времени при расстоянии между разрезами в $6'',7$. Ширина и высота входной щели спектрографа были выбраны соответственно 0,15 и 1 мм при изображении Солнца диаметром 20 см. Это соответствует разрешению в каждом разрезе, равному $1'',5 \times 9''$. Дрожание края диска Солнца в дни записей полей изменялось в пределах от $1''$ до $6''$. Усреднение магнитных полей по площадке с размерами $1'',5 \times 9''$ и неопределенность участка, попадающего в щель спектрографа из-за эффекта дрожания, приводили к невозможности определения тонкой структуры магнитных полей в местах с очень быстрыми изменениями направления и величины поля. Кроме того, разрешение карт магнитных полей зависит от того, насколько часто измеряются точки кривой на диаграммной ленте. В местах, где градиент поля невелик, измерение вдоль разреза проводилось через $6'',7$. Там, где имели место особенности (сиг-

налы принимали нулевые или максимальные значения, быстрое изменение полярности), измерения делались через 3", 4, а в отдельных наиболее интересных участках — через 1", 7. Таким образом, соответствующее гелиографическое разрешение на Солнце равно 6", 7 × 9" и в отдельных участках 1", 7 ÷ 3", 4 × 9". Вдоль параллели разрешение несколько больше (первые числа относятся к разрешению вдоль параллели). Как следует из [1], для определения величины и направления вектора Π необходимо по сигналу $\delta_{\parallel}$ и сигналам $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ вычислить величины H , γ и χ по формулам:

$$\frac{\delta_{\parallel}^2}{[750 \Phi(H)]^2} + \frac{V \overline{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}}{352 f(H)} = 1; \quad (1)$$

$$\gamma = \arccos \frac{\delta_{\parallel}}{352 f(H)}; \quad (2)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}. \quad (3)$$

Формула (1) служит для определения полной величины вектора H , (2) — для определения угла наклона вектора к лучу зрения и (3) — для вычисления азимута поперечной слагающей поля χ . Вычисление H и γ упрощается, если использовать номограммы [2]. Очевидно, что величины продольного и поперечного поля будут соответственно равны

$$H_{\parallel} = H \cos \gamma; \quad (4)$$

$$H_{\perp} = H \sin \gamma. \quad (5)$$

Напомним, что в силу нелинейной зависимости сигналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp}$ от величины составляющих полей нельзя минуя определение H и γ , по формулам (1) и (2) получить $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$. Это внесет определенную ошибку. Для вычисления азимута поля χ использовалась таблица. Таблица была составлена на основании экспериментального исследования зависимости знака сигнала от ориентации оси магнита относительно необыкновенной оси модулятора линейной поляризации (см. [1], фиг. 5, 6). Знаки плюс и минус соответствуют записи сигналов ниже или выше нулевой линии на диаграммной ленте ЭПП.

При определении магнитного поля в полутениях и в ядрах пятен сигналы $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1,2}$ исправлялись за изменение яркости.

Прежде чем применить новый метод для определения величины и направления поля, необходимо практически проверить его надежность. Это вызвано тем, что сам метод, к сожалению, использует результаты теории образования линий поглощений в магнитном поле [3—5], которая в настоящее время еще не проверена по наблюдаемым контурам линий поглощения в магнитном поле. Это обстоятельство вызвано главным образом трудностью учета рассеянного света, налагающегося на спектр солнечных пятен [6—9]. Поэтому сам метод может быть источником систематической ошибки.

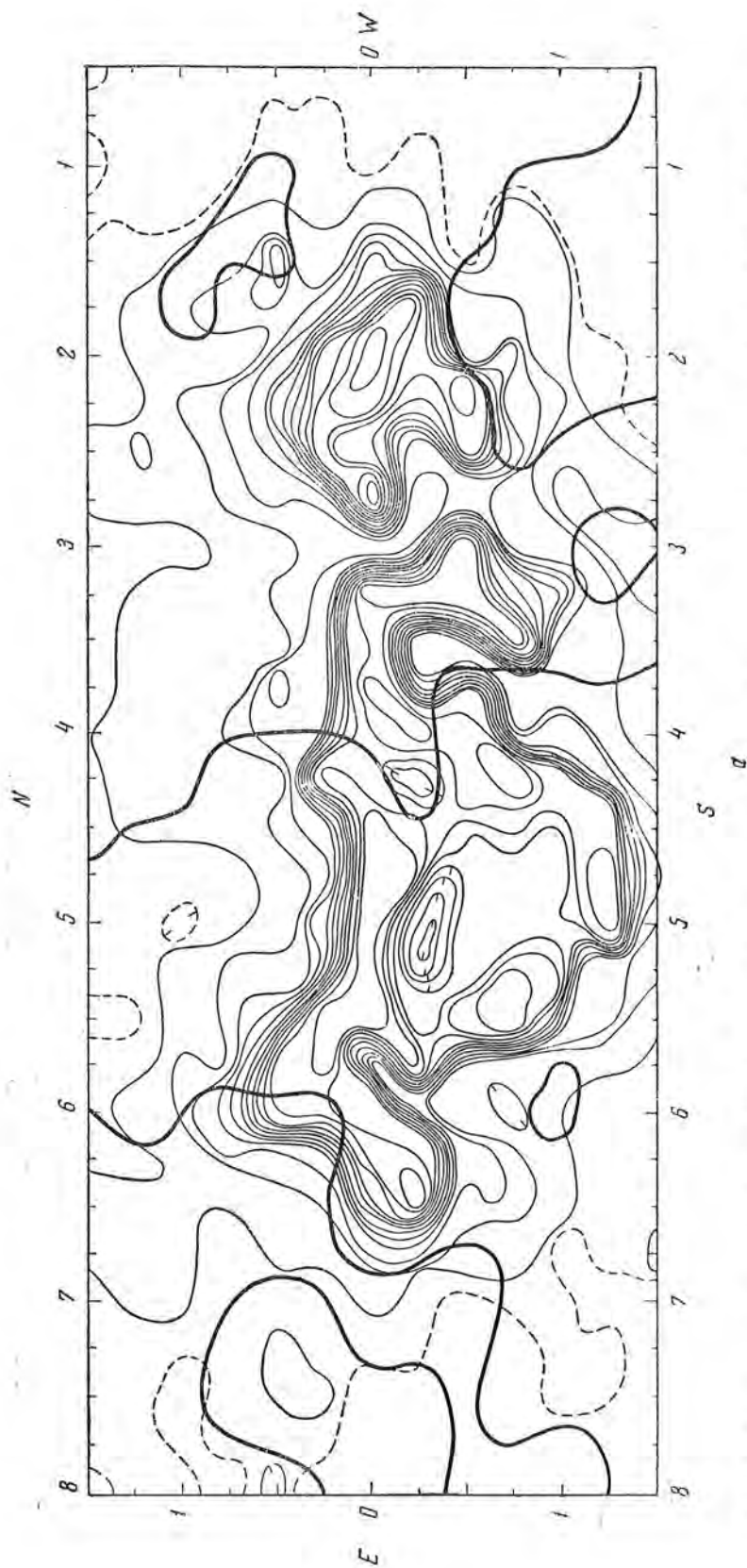
Во-вторых, много ошибок неизбежно вносит процесс наблюдения и обработки. Запись трех сигналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ производится одновременно. Продолжительность записи каждого из сигналов для всего исследуемого участка поверхности Солнца в настоящее время составляет около 30 мин. Следовательно, в каждом малом участке поверхности Солнца сигналы $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ определяются одновременно с интервалом времени в 30 мин. За это время вне областей со вспышечными процессами магнитное поле изменяется незначительно, однако разновременность

записи требует проведения трех разрезов по одному и тому же участку изображения Солнца. В процессе наблюдения при гидировке всегда возможна ошибка, вызванная смещением повторных разрезов примерно на $3''$ и, следовательно, $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ могут относиться к различным, хотя и близким, участкам Солнца. При больших градиентах поля и сложной его структуре это может привести к очень большой ошибке, совершенно искажающий характер поля в этой области. В процессе регистрации сигналов мы стремились гидировать возможно тщательнее, чтобы уменьшить влияние этого источника ошибок.

Наконец, источником ошибок может являться изменение яркости при переходе от фотосферы к пятну. При исправлении за яркость мы использовали запись яркости центральной остаточной интенсивности линии Fe λ 5250 Å [10], производившуюся одновременно с измерением поля. Метод же требует вводить поправку за изменение яркости в непрерывном спектре [11]. Для того чтобы оценить величину ошибки, мы провели сравнение изменения яркости при переходе от фотосферы к ядру пятна по центральной остаточной интенсивности и по непрерывному спектру. Регистрировались пятна, расположенные на различных расстояниях от центра диска Солнца. К нашему удивлению, ход яркости, определенный в этих различных участках — в линии и в непрерывном спектре, отличается не более чем на 5%. Это совпадение мало понятно, если исходить из обычных представлений о расщеплении линий в магнитном поле обычной дипольной его структуры. Совпадение этих записей может говорить о наложении на спектр пятна большого количества света, рассеянного атмосферой Земли [9], а также о более сложной структуре магнитного поля в ядрах пятен [11], при которой в ядре пятна наблюдается π -компонента, даже если пятно находится вблизи центра диска Солнца. Для проверки метода вычисленные величины H_v — полного вектора напряженности — при помощи (1) на основании фотоэлектрических записей сравнивались с величинами H_n , измеренными непосредственно по расщеплению линии. Для этого использовались подробные измерения магнитных полей, проводящиеся по программе службы Солнца. В этих группах было от 15 до 30 определений в отдельных ядрах и участках полутени пятен. Оказалось, что после проведения калибровок и вычисления постоянных коэффициентов, входящих в (1) (см. [1]), для приведения к согласию

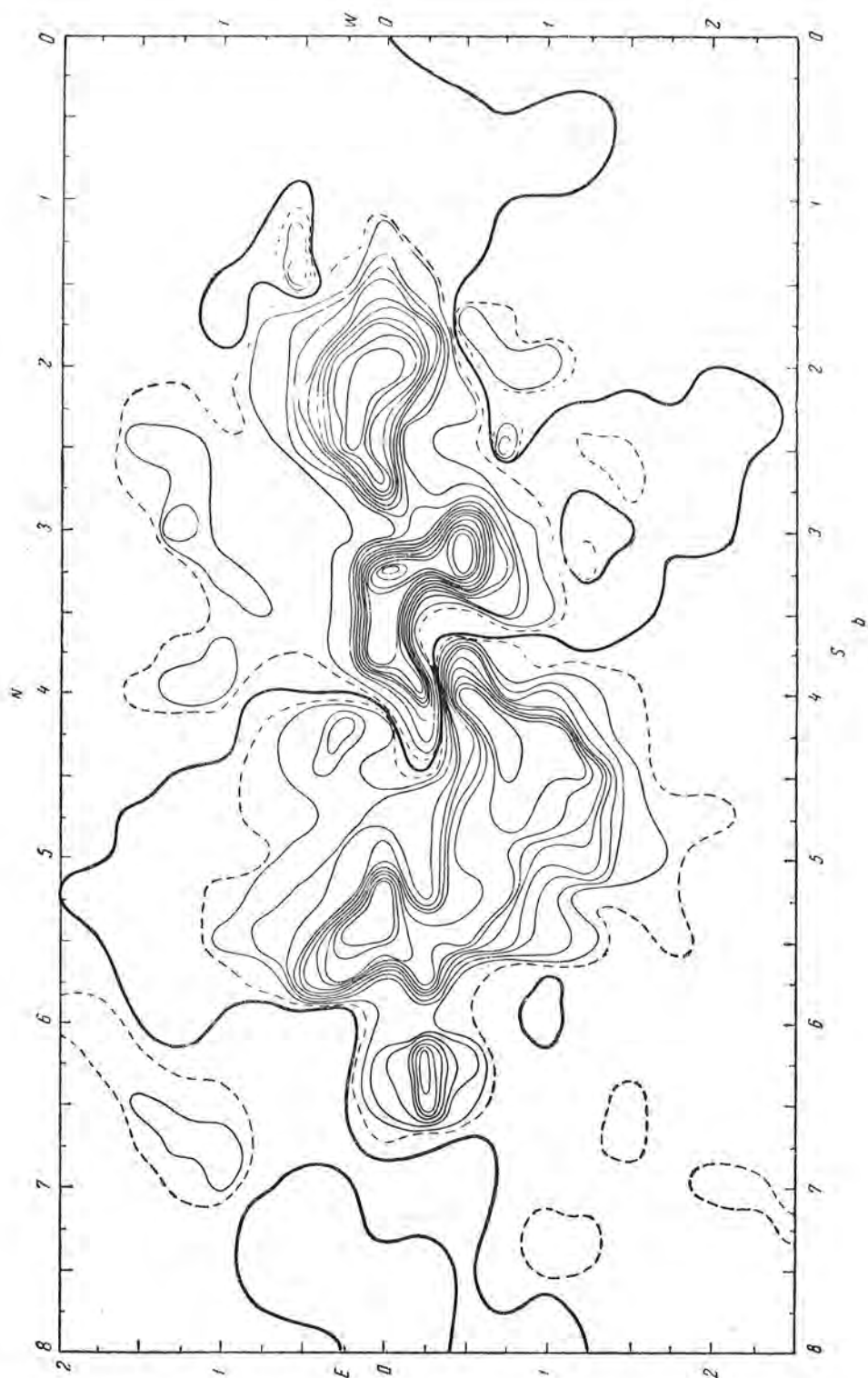
Таблица 1

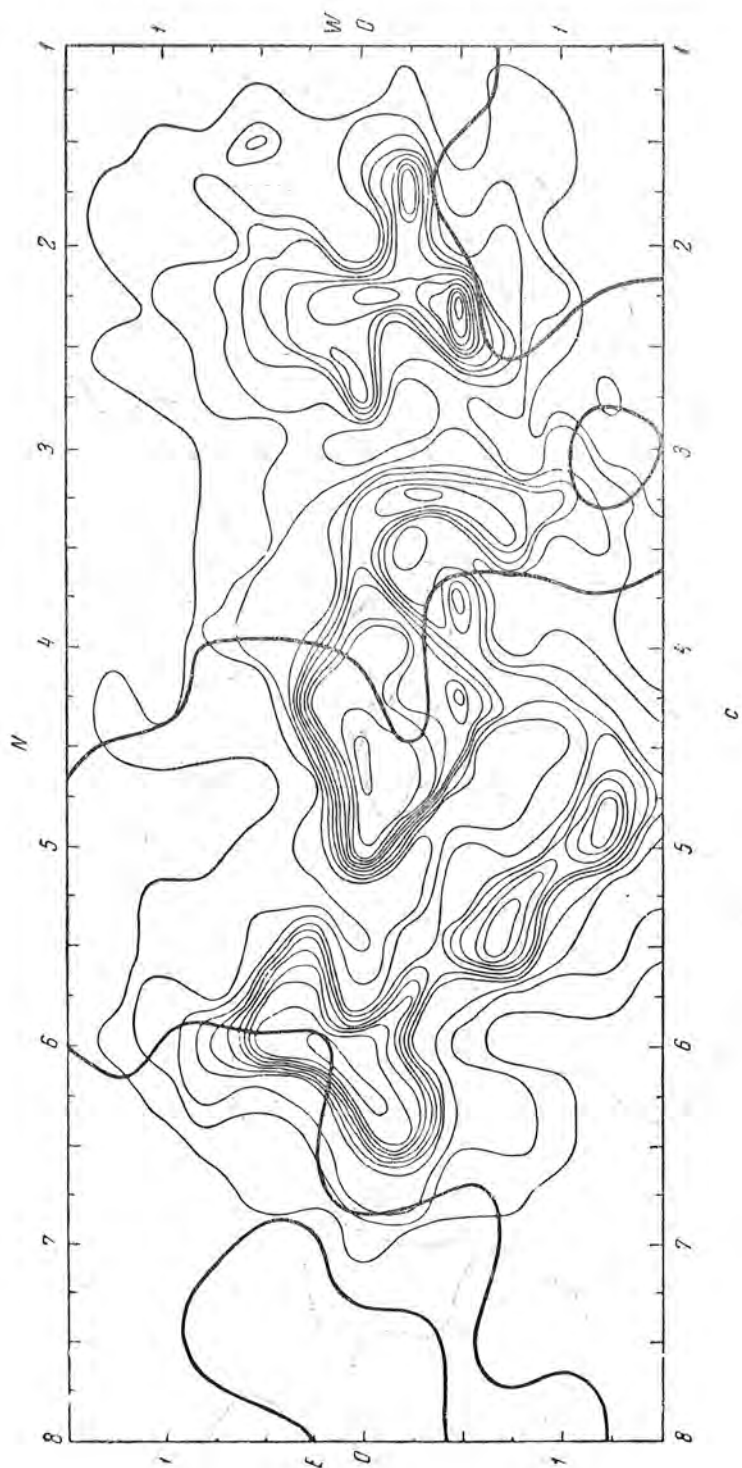
1.IX			2.IX			6.IX						8.IX		
H_n	H_v	$ \Delta H $	H_n	H_v	$ \Delta H $	H_n	H_v	$ \Delta H $	H_n	H_v	$ \Delta H $	H_n	H_v	$ \Delta H $
27	25	2	28	27	1	22	24	2	30	30	0	31	29	2
14	9,5	4,5	26	24,5	1,5	25	24	1	25	28	3	25	25	0
15	10	5	26	22	4	22	22	0	27	26	1	21	26,5	4,5
20	22	2	28	23,5	4,5	25	23	2	23	27	4	20	22	2
14	10	4	18	21	3	$\mu = 280 \text{ гс}$			27	27	0	16	14	2
20	19	1	23	25	2				24	24	0	24	17	7
21	25	4	22	26	4				24	25	1	23	24	1
20	22	2	24	27	3				25	25	0	24	24,5	0,5
19	22	3	22	25	3				25	24	1	25	23,5	1,5
24	24	0	23	17	6				23	20	3	23	27	4
23	22	1	23	24	1				22	28	6	26	27	1
12	12	0	23	25	2				27	28	1	$\mu = 290 \text{ гс}$		
$\mu = 260 \text{ гс}$			24	26	2				$\mu = 250 \text{ гс}$					
			25	24	1									

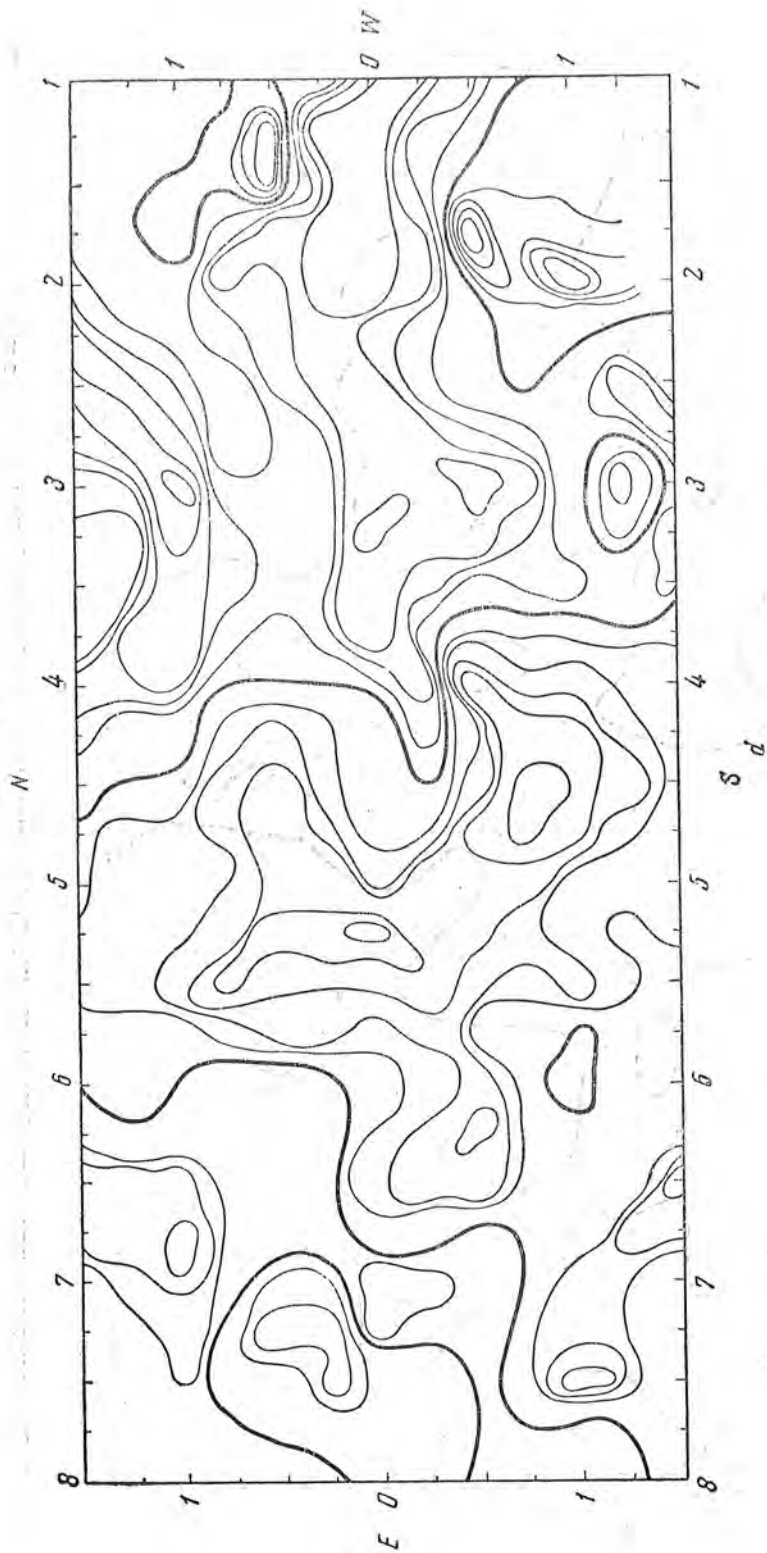


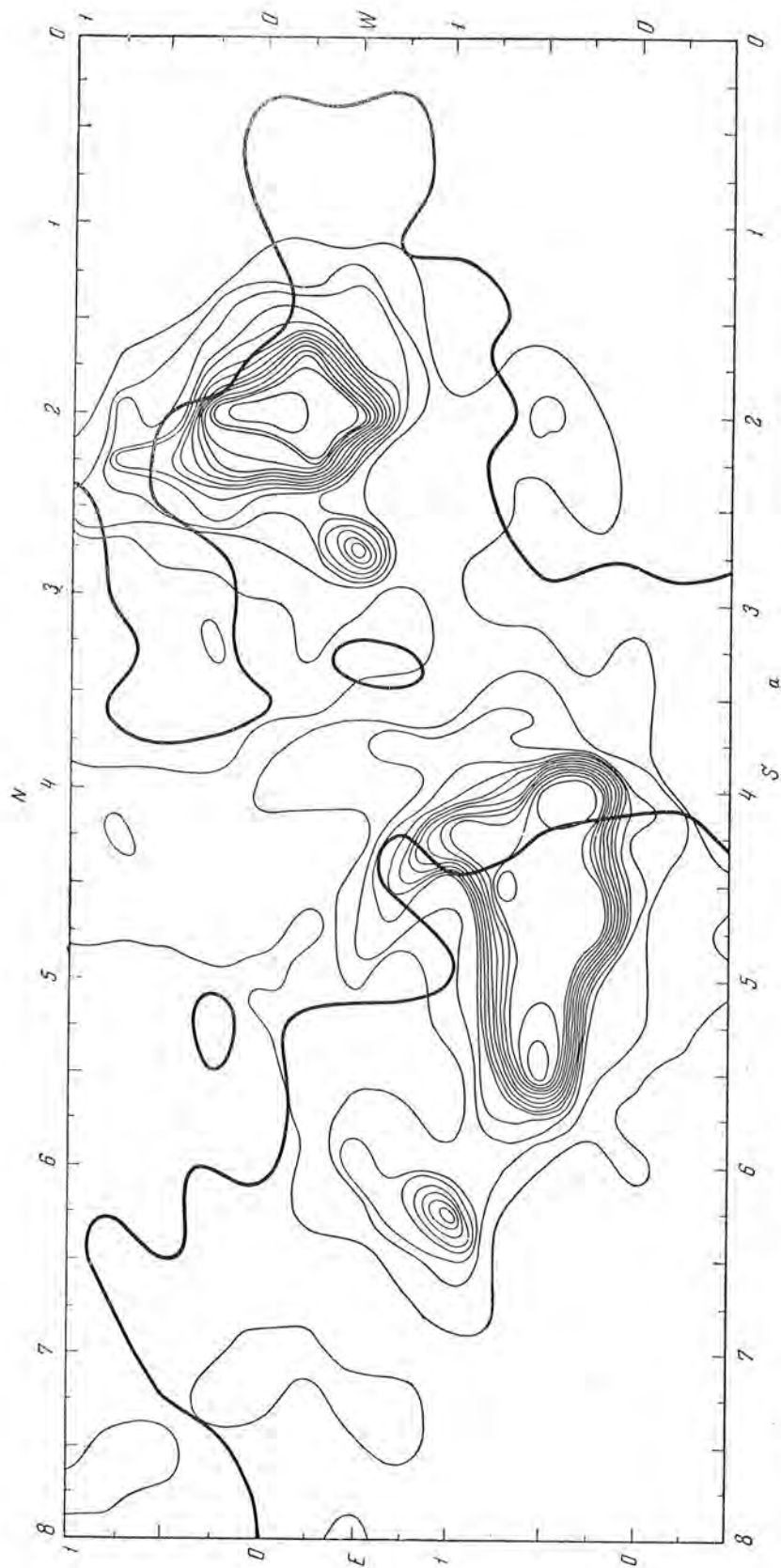
Фиг. 1. Карты магнитных полей для $|H|$ (a), $H_{||}$ (b), $H_{\perp}$ (c) и углов γ (d) для области группы пятен ($\varphi = +12^\circ$, $L = 83^\circ$) за 2.IX 1961 г. (см. также стр. 199–201).

На картах a, b, c, изогнаусы проведены через 200 гс, жирные линии — линии $H_{||} = 0$. На карте (d) линии равных γ проведены через 15° . Масштаб карты — в одном делении 20 000 км



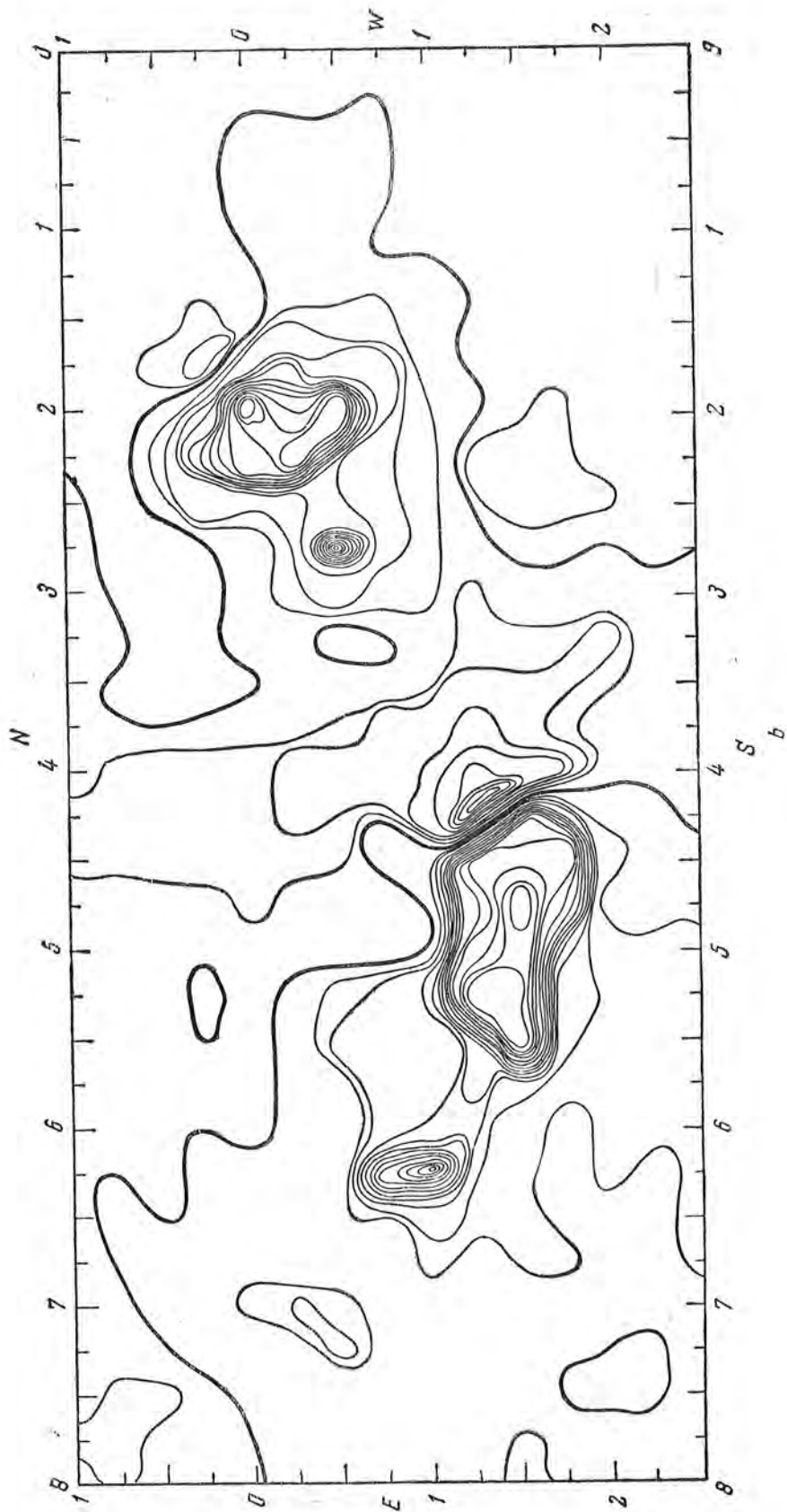


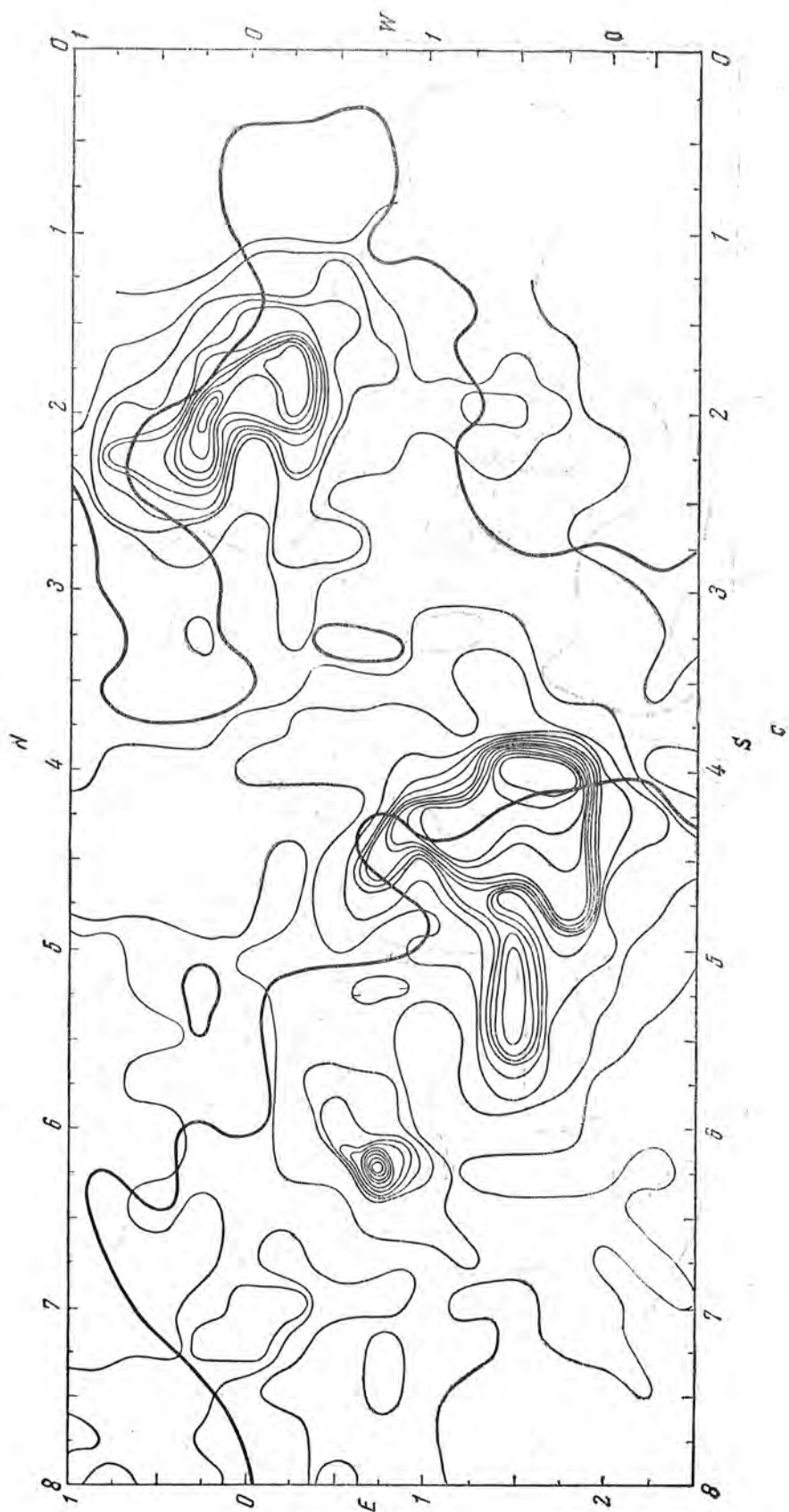


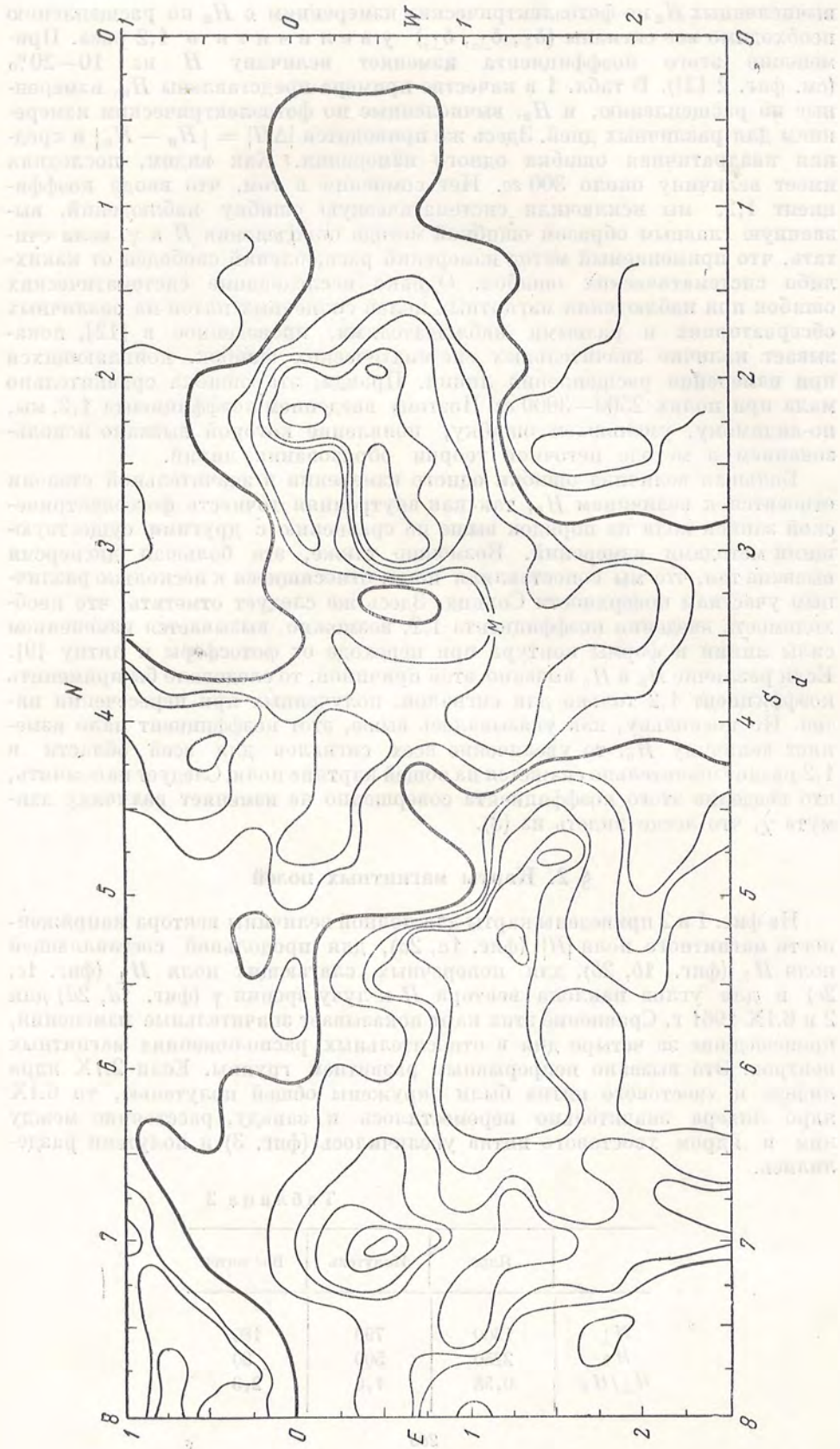


Фиг. 2. Карты магнитных полей для $|H|$ (a), $H_{\parallel}$ (b), $H_{\perp}$ (c) и углов γ (d) для области той же группы, что и на фиг. 1 за 6.IX 1961 г. (см. стр. 203—205).

Обозначения те же, что и на фиг. 1







вычисленных H_v по фотоэлектрическим измерениям с H_n по расщеплению необходимо все сигналы ($\delta_{||}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$) увеличить в 1,2 раза. Применение этого коэффициента изменяет величину H на 10—20% (см. фиг. 2 [2]). В табл. 1 в качестве примера представлены H_n , измеренные по расщеплению, и H_v , вычисленные по фотоэлектрическим измерениям для различных дней. Здесь же приводятся $|\Delta H| = |H_n - H_v|$ и средняя квадратичная ошибка одного измерения. Как видим, последняя имеет величину около 300 гс. Нет сомнения в том, что вводя коэффициент 1,2, мы исключили систематическую ошибку наблюдений, вызванную главным образом ошибкой метода определения H и γ , если считать, что применяемый метод измерений расщеплений свободен от каких-либо систематических ошибок. Однако исследование систематических ошибок при наблюдении магнитных полей солнечных пятен на различных обсерваториях и разными наблюдателями, проведенное в [12], показывает наличие значительных систематических ошибок, появляющихся при измерении расщепления линий. Правда, эта ошибка сравнительно мала при полях 2500—3000 гс. Поэтому введением коэффициента 1,2, мы, по-видимому, уменьшаем ошибку, появление которой вызвано использованием в методе неточной теории образования линий.

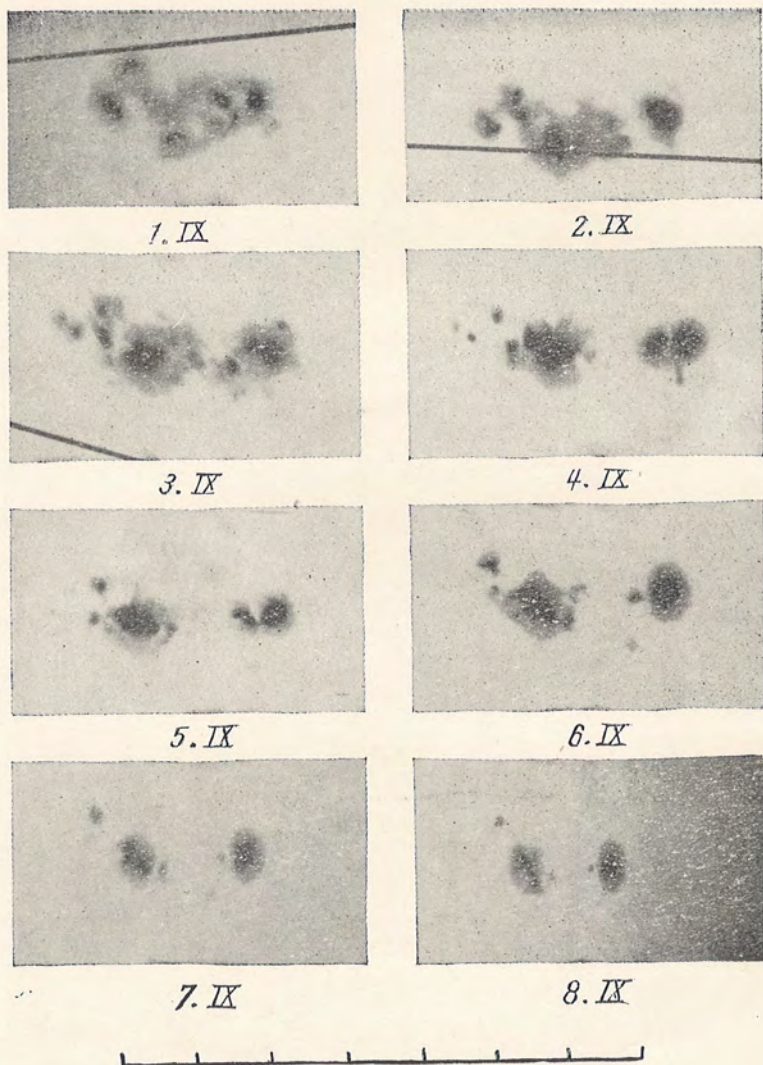
Большая величина ошибки одного измерения в значительной степени относится к величинам H_v , так как внутренняя точность фотоэлектрической записи поля на порядок выше по сравнению с другими существующими методами измерений. Возможно также, эта большая дисперсия вызвана тем, что мы сопоставляли поля, относящиеся к нескольким различным участкам поверхности Солнца. Здесь же следует отметить, что необходимость введения коэффициента 1,2, возможно, вызывается изменением силы линии и формы контура при переходе от фотосферы к пятну [9]. Если различие H_n и H_v вызвано этой причиной, то следовало бы применить коэффициент 1,2 только для сигналов, полученных при пересечении пятен. Но поскольку, как указывалось выше, этот коэффициент мало изменяет величину H_v , то увеличение всех сигналов для всей области в 1,2 раз незначительно скажется на общей картине поля. Следует напомнить, что введение этого коэффициента совершенно не изменяет величину азимута χ , что легко видеть из (3).

§ 2. Карты магнитных полей

На фиг. 1 и 2 приведены карты для полной величины вектора напряженности магнитного поля $|H|$ (фиг. 1а, 2а), для продольной составляющей поля $H_{||}$ (фиг. 1б, 2б), для поперечных слагающих поля $H_{\perp}$ (фиг. 1с, 2с) и для углов наклона вектора H к лучу зрения γ (фиг. 1д, 2д) для 2 и 6.IX 1961 г. Сравнение этих карт показывает значительные изменения, происшедшие за четыре дня в относительных расположениях магнитных центров. Это вызвано непрерывным развитием группы. Если 2.IX ядро лидера и хвостового пятна были окружены общей полутенью, то 6.IX ядро лидера значительно переместилось к западу, расстояние между ним и ядром хвостового пятна увеличилось (фиг. 3) и полутени разделились.

Таблица 2

	Ядро	Полутень	Вне пятен
$H_{\perp}$	1300	790	180
$H_{ }$	2250	500	80
$H_{\perp}/H_{ }$	0,58	1,6	2,3

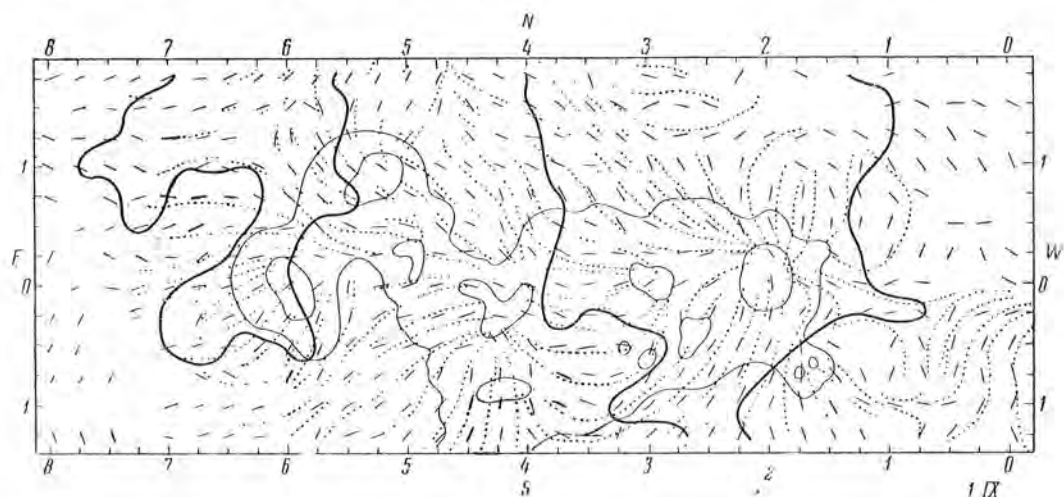


Фиг. 3. Фотографии исследуемой группы для всего интервала наблюдений магнитных полей с 1 по 8.IX 1961 г.

Масштаб: — в одном делении $3,8 \cdot 10^4$ км

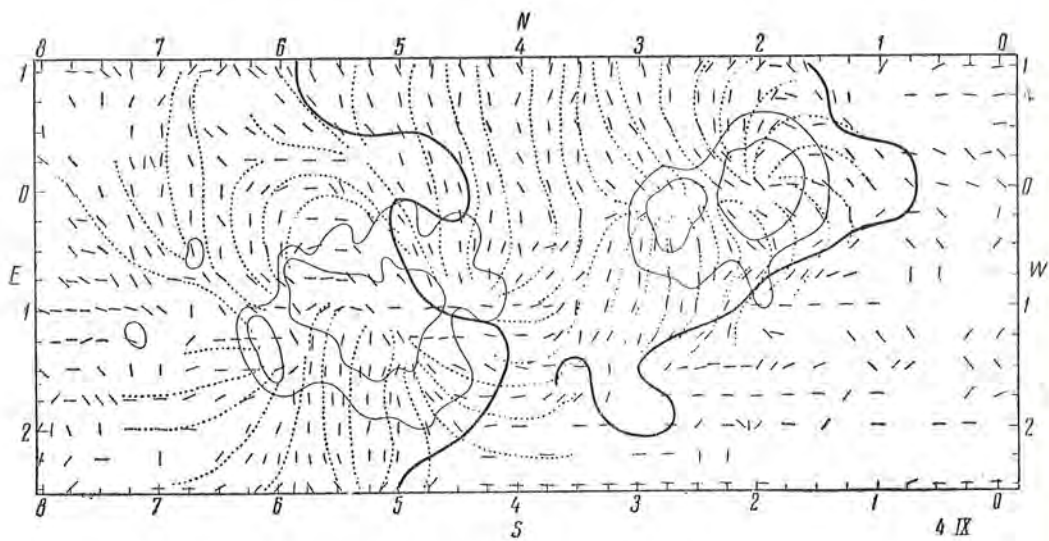
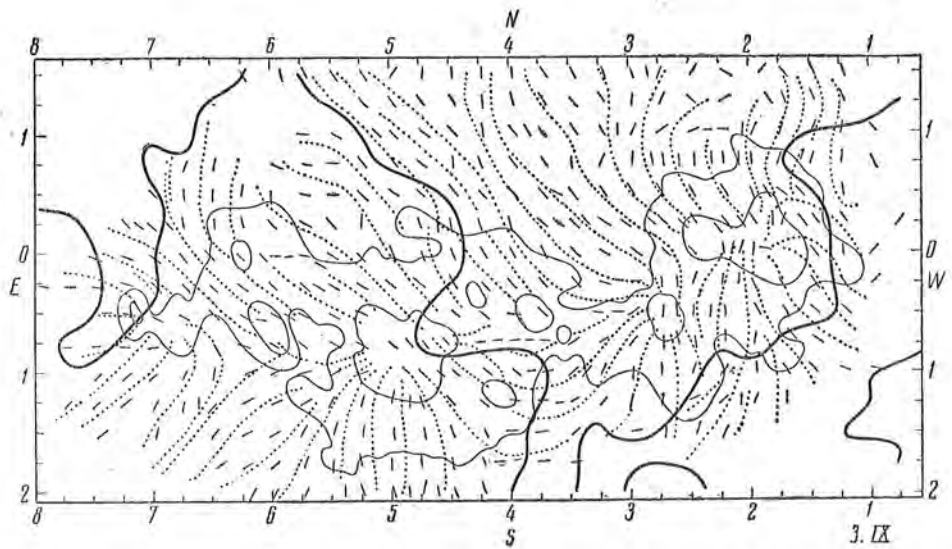
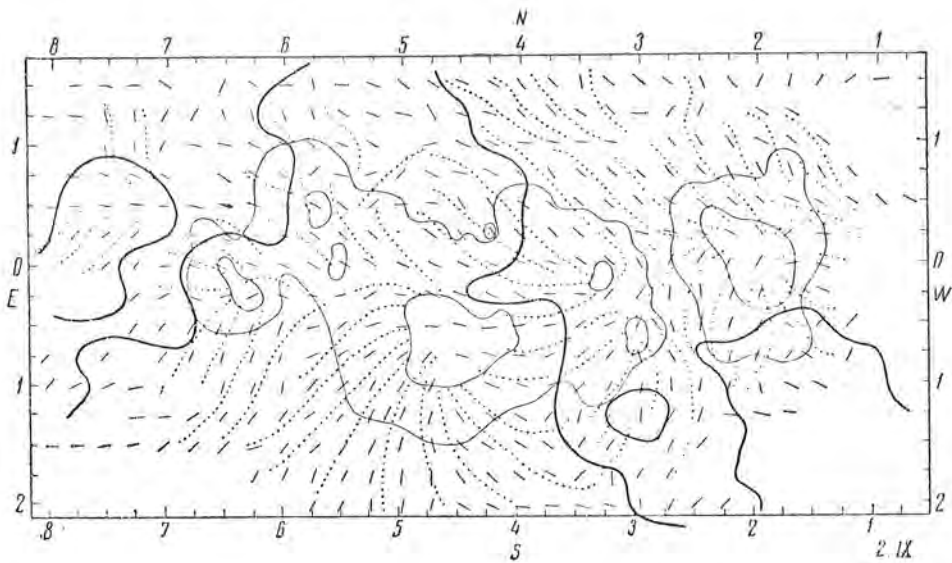
Если 2.IX ядра, имевшие противоположную полярность, находились далеко одно от другого, то уже 3.IX около ядра хвостового пятна с полярностью S появилось примыкающее к нему ядро полярности N , которое продолжало сосуществовать с основным ядром в течение всего периода наблюдений; при этом поперечное поле на нулевой линии, разделяющей ядра разной полярности в хвостовом пятне, изменялось в среднем от 2000 до 2600 $гс$. В табл. 2 даны средние величины $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ для ядер, полутени пятен и вне пятен в ближайшей их окрестности за 6.IX. Из таблицы следует, что вне пятен $H_{\perp}$ в 2,3 раза больше напряженности продольной составляющей. Внутри полутеней $H_{\perp}$ в 1,6 раза больше $H_{\parallel}$ и внутри ядер $H_{\perp} < H_{\parallel}$ — в 1,7 раза.

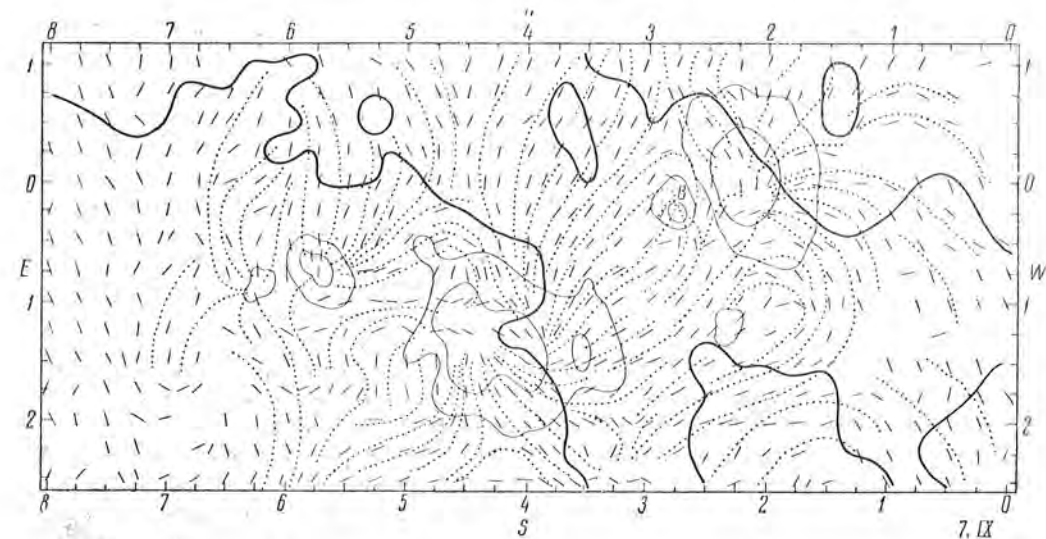
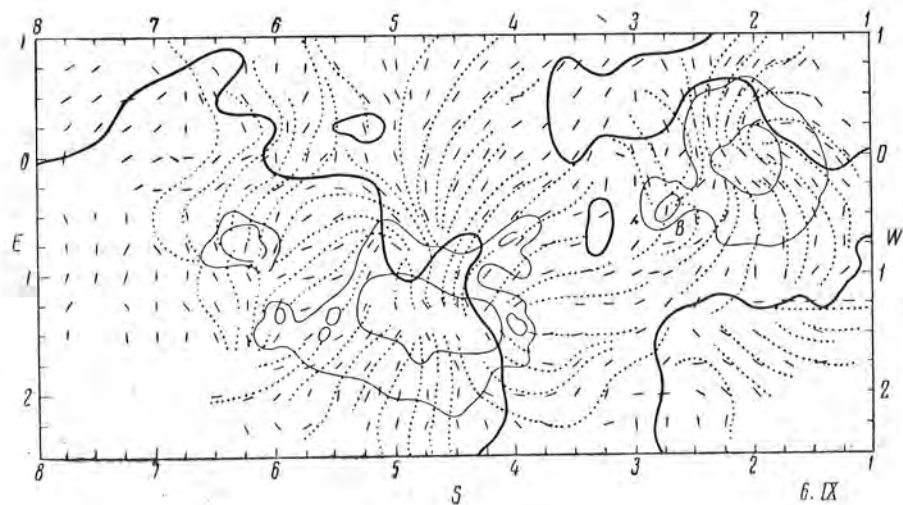
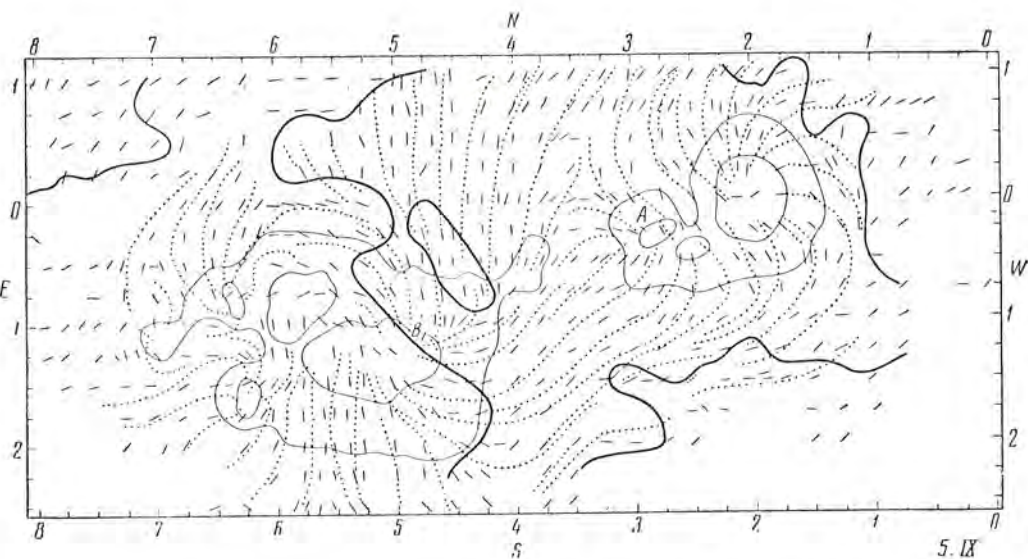
На фиг. 4 a, b, c, d, e, f, g, h представлены карты азимутов вектора H на картинной плоскости. Черточками обозначено направление вектора поля в отдельных участках и линиями — изменение этого направления от одного места к другому. Эти линии определяют структуру магнитных полей в картинной плоскости. На этих же картах жирной линией проведены $H_{\parallel} = 0$ и тонкими линиями контуры пятен. Как видим из фиг. 4, общая структура и взаимосвязь отдельных протяженных областей мало изменились на протяжении восьми дней, несмотря на перемещение отдельных магнитных центров и, в общем, напоминает обычную картину взаимодействия магнитных полюсов одинаковой и разной полярности. Особенно хорошо эта взаимосвязь выявляется на картах фиг. 4 (1 и 2.IX) между отдельными ядрами в пятнах центральной и западной частей карты. Направления силовых линий за эти дни в центральной части карты почти перпендикулярны нулевой линии поля ($H_{\parallel} = 0$). Между близкими ядрами противоположной полярности, расположенными в центральной части карты, по-видимому, имеет место обычный дипольный характер взаимодействия. Однако на карте фиг. 4 за 3.IX и в последующие дни можно увидеть иной характер взаимодействия между близкими ядрами хвостового пятна. Направления поперечных

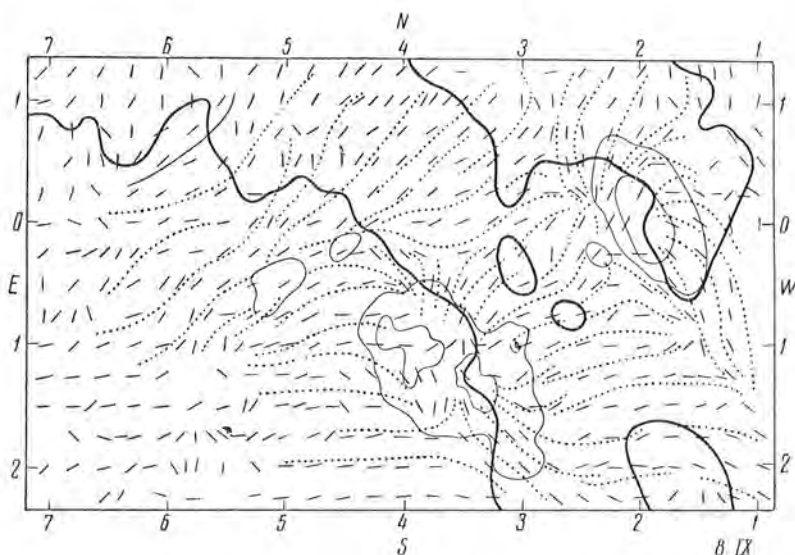


Фиг. 4. Карта азимутов вектора H в картинной плоскости с 1 по 8.IX 1961 г. (см. также стр. 208—210).

Черточками указаны направления проекции вектора H на картинную плоскость, построенные по азимуту χ . Пунктиром проведено предполагаемое изменение направления вектора поля в проекции на картинную плоскость. Жирной линией отмечена линия $H_{\parallel} = 0$. Силошной тонкой линией очерчены контуры полутеней и ядер в группе пятен. Масштаб карты — в одном делении 20 000 км





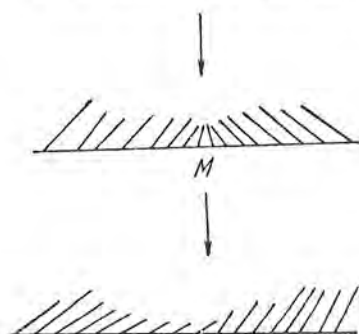


полей вблизи нулевой линии продольного поля, разделяющей близкие ядра противоположной полярности, делаются параллельными нулевой линии поля (см. центр карты). При этом на картах и снимках групп пятен за предыдущие дни отсутствовало малое ядро с полярностью N . Его появление совпало с изменением направления поперечного поля и, следовательно, с изменением характера магнитного взаимодействия. Это явление можно объяснить лишь появлением азимутальной составляющей магнитного поля (см. ниже) в ядре пятна. К сожалению, нашим методом мы не можем определить направление азимутального поля, но, по-видимому, с обеих сторон от нулевой линии $H_{\parallel}$ эти поля имеют одинаковое направление, т. е. магнитные жгуты силовых линий в ядрах скручены в противоположных направлениях, так как скручивание жгутов в одном направлении при их соприкосновении привело бы к взаимному уничтожению азимутальных составляющих поля и к возникновению нестационарных процессов [13, 14]. Как увидим ниже, горизонтальный градиент $\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial r}$ в этой области достигает 5 гс/км , что указывает на сложную и неустойчивую ситуацию [15], однако в течение всего периода наблюдений в этом участке наблюдался лишь достаточно яркий флоккул, вытянутый вдоль азимутального поля, и небольшие поярчания.

Появление азимутальной составляющей 3.IX, существование ее в последующие дни и отсутствие 1 и 2.IX возможно, говорят о выходе магнитного жгута на поверхность Солнца в процессе развития группы.

Из карт фиг. 4 для 5—7.IX видно, что ядра A и B , имеющие одинаковую полярность, как бы связаны одной силовой линией, т. е. наблюдается не отталкивание, а притяжение, в то время как за предыдущие дни (фиг. 4, для 1—4.IX) наблюдается обычное дипольное взаимодействие. Нет сомнения, что это явление связано с особым строением поля. Так, на фиг. 5 представлены две возможные структуры магнитного поля, которые при наблюдении сверху могут создать впечатление наличия ложного взаимодействия. Более правдоподобной является структура, представленная на фиг. 5 (внизу), так как при первой структуре мы бы обнаружили нулевое поперечное поле в участке M или уменьшение углов γ вблизи этого участка (см. фиг. 2d). Направление силовых линий в северо-восточной части хвостового пятна настолько сложно, что при применяемом разрешении не поддается объяснению. Рассмотрим структуру поля и ее изменение со временем в лидере. Несмотря на сложную картину магнитных полей за

1 и 2.IX, она свидетельствует о наличии дипольного взаимодействия (см. фиг. 4. Однако, начиная с 3.IX все явственнее проявляется вихревая спиральная структура с направлением по часовой стрелке. Создается

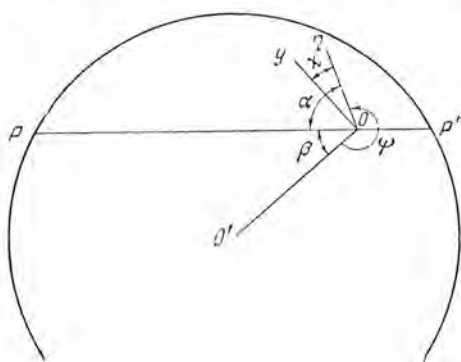


Фиг. 5. Возможные структуры магнитных полей одной полярности, дающие при проекции сверху ложную картину связи

впечатление, что с удалением лидера от хвостового пятна, по мере ослабления дипольного взаимодействия появляется азимутальное поле. Следует отметить, что вихревая структура с направлением по часовой стрелке наблюдалась нами у двух из четырех исследуемых пятен, являвшихся лидерами групп, расположенных в северном полушарии. Для выяснения структуры магнитного поля в ядрах, полутени пятен и в ближайшей их окрестности необходимо произвести исправление за проекцию наблюдаемых углов наклона γ и азимута χ , т. е. произвести вычисление углов γ' и χ' в предположении, что исследуемые пятна перенесены в центр диска Солнца.

§ 3. Исправление γ и χ за эффект проекции

Пусть область поверхности Солнца (пятна) находится на угловом расстоянии θ от центра диска Солнца (фиг. 6). В дальнейшем будем отсчитывать азимут угла от направления OO' . Обозначим через $O\eta$ направление необыкновенной оси модулятора линейной поляризации (см. фиг. 5 [1]).



Фиг. 6. Углы α , β , γ и ϕ в картинной плоскости на диске Солнца. PP' — точная параллель, O' — центр диска Солнца

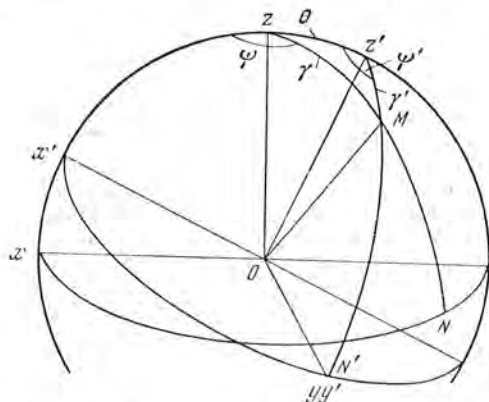
Oy — направление проекции магнитного поля на картинную плоскость, PP' — суточную параллель. По определению $\chi = \angle \eta Oy$. Примем

$$\angle \eta Op = \alpha \text{ и } \angle POO' = \beta,$$

тогда

$$\psi = 360^\circ + \chi - \alpha - \beta. \quad (6)$$

Образует две системы координат (фиг. 7). Систему $x y z$ свяжем с наблюдателем: ось Oz — направим по лучу зрения, а ось Ox — на центр диска Солнца (см. фиг. 6). Систему $x' y' z'$ свяжем с поверхностью Солнца в точке,



Фиг. 7. Система сферических координат

где происходит измерение вектора $\mathbf{H}$. Направим ось $O'y'$ вдоль оси Oy , а ось Oz' — вдоль радиуса Солнца в месте наблюдения поля. Направление вектора напряженности магнитного поля обозначим через $O'M$. Тогда очевидно, что

$$\angle \gamma = \widehat{Mz}, \angle \psi = \widehat{xN}, \angle \theta = \widehat{zz'}, \angle \gamma' = \widehat{z'M} \text{ и } \angle \psi' = \widehat{x'N'}.$$

Из сферического треугольника $zz'M$ находим, что

$$\cos \gamma' = \cos \gamma \cos \theta - \sin \gamma \sin \theta \cos \psi; \quad (7)$$

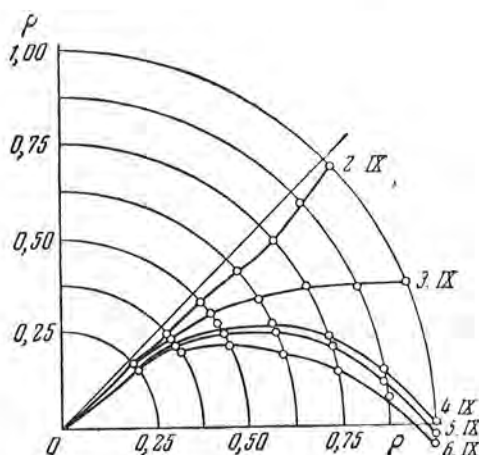
$$\operatorname{ctg} \psi' = \frac{1}{\sin \psi} [\operatorname{ctg} \gamma \sin \theta - \cos \psi \cos \theta]. \quad (8)$$

Таким образом, определив по фотоголинограмме α , β , θ (см. фиг. 6) и вычислив по формуле (6) ψ и зная из (2) γ , можно провести вычисление для каждой точки на поверхности Солнца величин γ' и ψ' , отнесенных к его поверхности. Кроме исправления за проекцию углов γ и ψ , было проведено исправление разрезом за проекцию, вдоль которых производилось измерение полей.

§ 4. Вихревая структура магнитных полей

На фиг. 8 представлена вихревая структура лидера группы, исправленная за эффект проекции. При углах $\theta < 30^\circ$ и $\gamma > 30^\circ$ величина ψ' мало отличается от ψ . Сравнивая вихревую структуру лидера на картах фиг. 4 с вихревой структурой фиг. 8, видим, что проекция несколько изменяет наблюдаемую структуру (см. фиг. 4 и 8 для 1.1X). 1 и 2.1X (см. фиг. 8) спиральная структура отсутствует и остаются справедливыми выводы, сделанные в § 2. На фиг. 9 представлена средняя форма

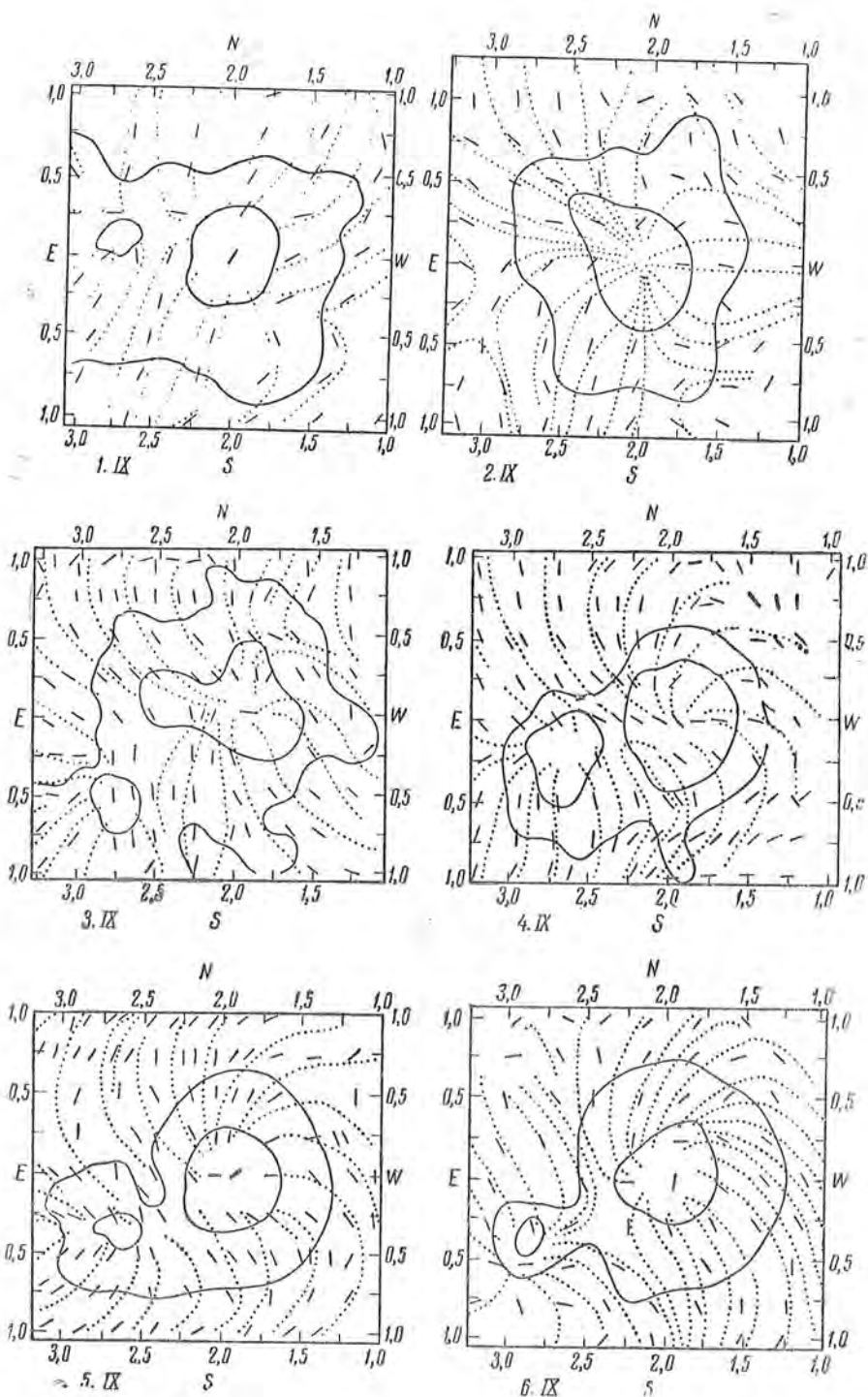
спиралей для всего пятна за 2, 3, 4, 5 и 6.IX. При вычислении средней формы спирали для лидера группы исключались восточная и юго-восточная его части, где имеет место сильное влияние малого ядра, связанного общей полутьней с основным ядром. Из этой фигуры также видим, что наибольшая кривизна спирали наблюдалась 6.IX.



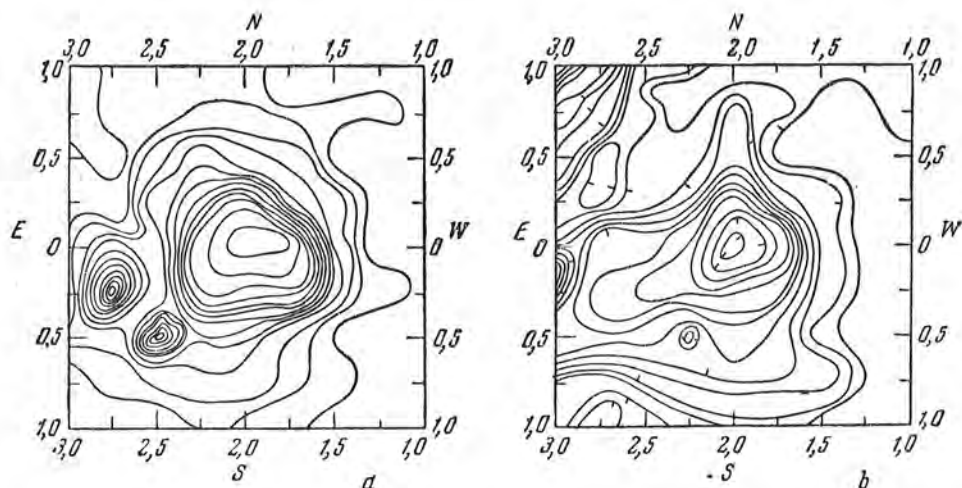
Фиг. 9. Средняя форма спирали за 2—6. IX 1961 г. для лидера группы

Масштаб карты — в одном делении 20 000 км

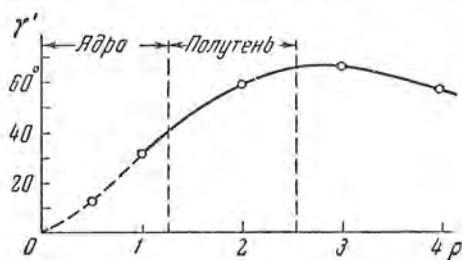
Для построения величин $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ мы исправили γ за проекцию по (7). На фиг. 10 даны карты величин полного вектора H и исправленные γ для лидера за 5.IX 1961 г. По этим картам были вычислены средние $\bar{\gamma}'$ и построено изменение этого угла в зависимости от расстояния от центра пятна (фиг. 11). $\bar{\gamma}'$ возрастает от 0 в центре пятна и достигает максимального значения 60° на границе пятно — фотосфера, а затем начинает медленно убывать с увеличением расстояния. Для исследованного пятна в его центре $\bar{\gamma}' = 0$. Это не опровергает общего результата В. Бумбы [16] о наклоне магнитной оси пятна к востоку на 20° , а является, по-видимому, особым случаем. Об этом свидетельствуют и наши измерения, не приводимые в настоящей статье. По картам фиг. 10 также было вычислено среднее изменение величины напряженности $\bar{H}$. На фиг. 12 видно, что $\bar{H}$ плавно убывает с расстоянием и форма кривой изменения $\bar{H}$ хорошо подтверждает недавние исследования [16]. Наиболее быстрый спад поля наблюдается в области полутени. На границе полутень — фотосфера средняя напряженность равна 500 гс. Используя изменение $\bar{\gamma}'$ (см. фиг. 11) и изменение H (см. фиг. 12) были вычислены кривые изменения $H_{\parallel}$ и $H_{\perp}$ в зависимости от расстояния от центра пятна (см. фиг. 12). $H_{\perp}$ имеет максимальное значение на границе раздела ядра и полутени, падая до нуля в центре пятна. Продольная слагающая поля очень быстро убывает от внешней границы ядра к краю полутени, где приобретает величину 200 гс. Наиболее интересным и физически важным является разложение поперечной слагающей на азимутальную — H_{ϕ} и радиальную — H_r составляющие (фиг. 13). Для построения фиг. 13 мы воспользовались фиг. 9 для средней формы спирали за 5.IX. Фиг. 13 показывает, что H_{ϕ} меньше H_r внутри ядра, а на расстоянии 15 000 км от центра пятна примерно равна H_r . Однако H_{ϕ} начинает превосходить $H_{\parallel}$ уже на внешней границе пятна. Следует отметить, что хотя построение средней формы спирали внутри ядра сделано по многим точкам, однако



Фиг. 8. Вихревая структура в полуштии и в ближайшей окрестности лидера группы с 1 по 6.IX 1961 г., исправленная за эффект проекции

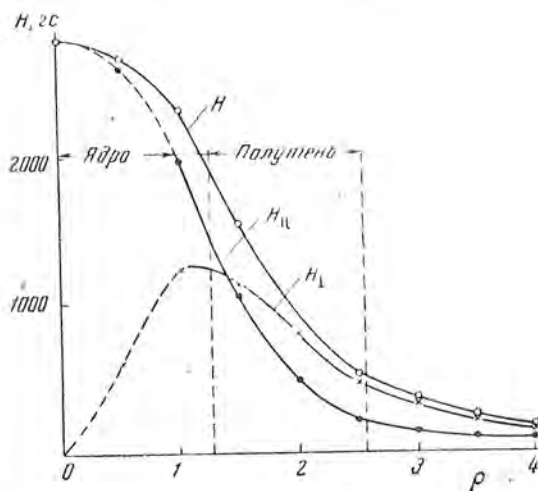


Фиг. 10. Карты абсолютного значения H и исправленных за проекцию углов γ' для лидера группы за 5.IX 1961 г., изогауссы проведены через 200 гс (Карта a). Линии равных γ' проведены через 5° (Карта b). Масштаб карты — в одном делении 20 000 км



Фиг. 11. Кривая изменения среднего γ' в зависимости от расстояния от центра ядра для лидера

По оси абсцисс отложено расстояние (в одном делении 5000 км), по оси ординат — угол γ' в градусах

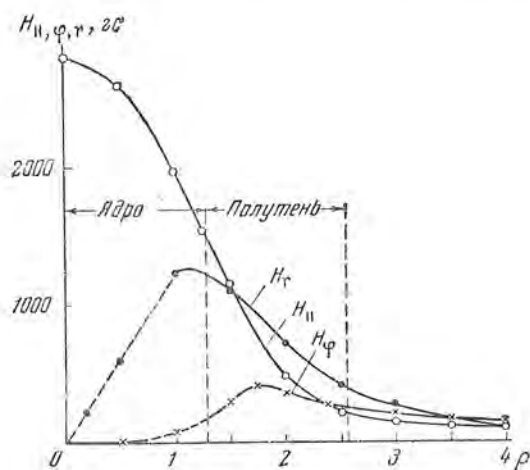


Фиг. 12. Изменение средних H , $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$ в зависимости от расстояния ρ от центра лидера за 5.IX 1961 г.

По оси ординат отложена напряженность в гауссах, по оси абсцисс — расстояние (в одном делении 5000 км)

эти точки располагались в основном на внешней границе ядра. В силу большой высоты щели спектрографа (9") регистрация поля внутри ядра дает сигнал, усредненный по большой площади. Поэтому кривые для H_ϕ и H_r внутри ядра являются неуверенными и, по-видимому, совершенно не определяют структуру поля внутри ядра (в области неуверенности кривые представлены пунктиром). Но они надежны в области полутени и за ее пределами в фотосфере.

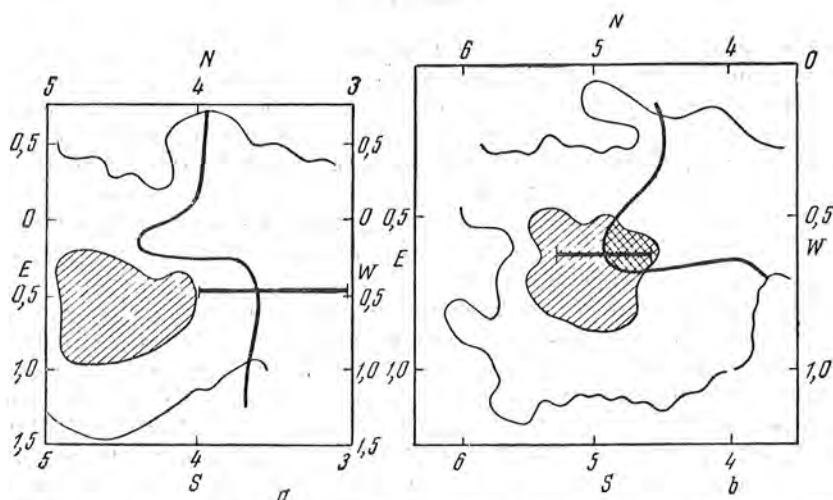
Как указывалось выше в § 2, на магнитных картах весьма интересными являются участки, где соприкасаются два ядра с противоположной полярностью. На фиг. 14 представлены зарисовки этих ядер и направление



Фиг. 13. Изменение с расстоянием $H_{||}$, H_r — радиальной составляющей и H_ϕ — азимутальной составляющей магнитного поля для лидера группы за 5.IX 1961 г.

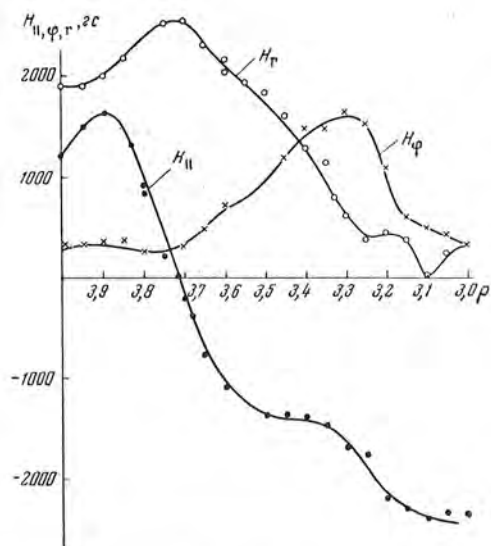
По оси ординат отложена напряженность в гауссах, по оси абсцисс — расстояние (в одном делении 5000 км)

разрезов, вдоль которых подробно исследовалось поле. Разрезы проходили 2 и 3.IX по северной части основного ядра полярности S и вблизи малого ядра полярности N . На фиг. 15 и 16 даны $H_{||}$, H_r и H_ϕ для разрезов, проведенных как показано на схеме фиг. 14; 2.IX на границе раздела полярности ($H_{||} = 0$), H_r достигает 2400 гс, а $H_\phi \sim 200-250$ гс, это является следствием наблюдаемой перпендикулярности силовых линий к нулевой линии продольного поля (см. фиг. 4, б, центр карты), и структура силовых линий говорит как бы об обычном «дипольном» взаимодействии этих ядер. 3.IX (см. фиг. 16) распределение полного вектора между продольной, радиальной и азимутальной компонентами совершенно иная: на границе раздела полярности H_r имеет величину ~ 200 гс, однако величина азимутальной составляющей H_ϕ приобретает в этом участке очень большое значение, равное продольному полю вблизи центра ядра (2300 гс). Картина перераспределения поля между различными составляющими напоминает перераспределение их при наличии бессиловой структуры магнитного поля. Подобная структура установилась со 2-го на 3-е сентября и существовала в последующие дни.

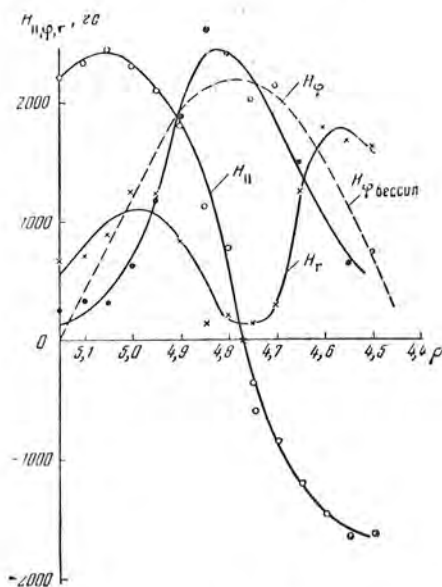


Фиг. 14. Схема ядра и полутени хвостового пятна группы за 2.IX 1961 (a) и 3.IX 1961 г. (b)

Жирной чертой указан разрез, где производилось измерение поля с разрешением $1'',7 \times 9''$. Жирной линией проведена линия $H_{\parallel} = 0$. Масштаб — в одном делении 20 000 км



Фиг. 15. Изменение с расстоянием $H_{\parallel}$, H_r и H_{ϕ} для хвостового пятна за 2.IX 1961 г. вдоль разреза, указанного на фиг. 14, a. Вдоль оси абсцисс отложено расстояние; в одном делении 20 000 км, по оси ординат — напряженность поля в гауссах. Для $H_{\parallel}$ положительное направление оси соответствует полярности S



Фиг. 16. Изменение с расстоянием $H_{\parallel}$, H_r и H_{ϕ} для хвостового пятна за 3.IX 1961 г. вдоль разреза, указанного на фиг. 14, b.

Вдоль оси абсцисс отложено расстояние (в одном делении 20 000 км), по оси ординат — напряженность в гауссах. Штриховой линией проведена H_{ϕ} -компонента для двух бессильных полей, нормированных к наблюдаемым $H_{\parallel}$ в центрах ядер противоположной полярности

§ 5. Дискуссия

Таким образом, наблюдения показывают, что структура магнитного поля на уровне фотосферы в многоцентральной группе пятен напоминает в общем сложную картину дипольного взаимодействия. Однако чем больше ослабевает взаимосвязь между сильными магнитными центрами (ядрами пятен) при удалении их одного от другого, тем больше проявляется вихревая структура в области полутени пятна и в ближайшей его окрестности, вызванная появлением азимутальной компоненты магнитного поля (см. фиг. 8). Направление азимутального поля для лидера группы — по часовой стрелке.

Фотографии Солнца в общем свете, полученные с аэростата [17], показали отчетливую вихревую структуру ориентации гранул в полутенях только для одного пятна из трех групп пятен. Направление спирали в этом пятне также было по часовой стрелке. Пятно находилось в северном полушарии Солнца. С другой стороны Г. Хел [18] и Р. Ричардсон [19] установили, что вихревая структура хромосферных волокон в свете H_α направлена против часовой стрелки для 75% объектов северного полушария и по часовой стрелке для 70% объектов южного полушария. Совершенно очевидно, что сейчас преждевременно делать вывод о различных направлениях вихрей в фотосфере и хромосфере из-за отсутствия измерения структуры поля на этих уровнях для одного и того же пятна. Однако если измеряемая нами H_ϕ компонента является действительно азимутальным полем, то можно ожидать, что вихревая структура поля на разных уровнях атмосферы будет иметь противоположные направления, если появление азимутальной составляющей поля вызвано действием сил Кориолиса. На газ, вытекающий из пятна на нижнем уровне и втекающий в верхних слоях, эта сила будет действовать в противоположных направлениях и при полной или частичной вмороженности она вызовет закручивание силовых линий. Если это так, то в северном полушарии мы должны будем наблюдать в ближайшей окрестности пятен и, возможно в полутенях спиральную структуру поля по часовой стрелке на уровне фотосферы, а в южной — против часовой стрелки. И, следовательно, вихревая структура хромосферных волокон не будет совпадать с направлением поля на уровне фотосферы. Однако редкие случаи появления вихревой структуры хромосферы в противоположных направлениях над пятнами биполярной группы как бы говорят против подобной интерпретации. В тех же областях, где силы Кориолиса значительно меньше магнитных сил (в сложных группах с близкими взаимодействующими полюсами), хромосферная структура будет отражать структуру магнитного поля в нижних слоях, как это было установлено одним из авторов [20].

Альтернативой силам Кориолиса могут быть силы, вызванные электрическими токами вдоль силовых линий, создающими азимутальные магнитные поля. Многие авторы уже указывали на такую возможность [21, 22]. Произведем оценку коэффициентов проводимости для частично ионизованного газа в ядре пятна и в ближайшей к пятну фотосфере, используя наши данные о напряженностях магнитных полей. Эту оценку мы производим по той причине, что для плазмы критерий $p \ll \frac{H^2}{8\pi}$ недостаточен для установления бессилового магнитного поля. Согласно [23], для проводимости вдоль поля λ_0 , перпендикулярно магнитному полю λ_1 , для тока Хола λ_2 и для проводимости λ_3 , обуславливающий джоулевы потери, имеем следующие выражения:

$$\lambda_0 = \frac{n_e e c}{H} \cdot \frac{k_i + k_e}{k k_e + k k_i + k_e k_i}; \quad (9)$$

$$\lambda_1 = \frac{n_e \text{ ec}}{H} \cdot \frac{(kk_e + kk_i + k_e k_i + F^2)(k_e + k_i)}{(kk_e + kk_i + k_e k_i + F^2)^2 + (k_e + k_i)^2}; \quad (10)$$

$$\lambda_2 = \frac{n_e \text{ ec}}{H} \cdot \frac{(k_i + k_e)^2}{(kk_e + kk_i + k_e k_i + F^2)^2 + (k_e + k_i)^2}; \quad (11)$$

$$\lambda_3^* = \frac{n_e \text{ ec}}{H} \cdot \frac{k_i + k_e}{kk_e + kk_i + k_e k_i + F^2}. \quad (12)$$

Для оценки величины $\lambda_{0,1,2,3}$ для ядра пятна и фотосферы используются соответственно модели Мишара [24] и Миннарта [25]. Исходные данные

Т а б л и ц а 3

	$n_a, \text{ см}^{-3}$	$n_e, \text{ см}^{-3}$	T	$H, \text{ эс}$	k
Ядро, пятна	$4 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^{12}$	$4,6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^{-3}$
Фотосфера	10^{17}	$6 \cdot 10^{13}$	$6 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^{-1}$

Т а б л и ц а 3 (окончание)

	k_e	k_i	λ_0 (eqse)	λ_1 (eqse)	λ_2 (eqse)	λ_3 (c qse)
Ядро пятна	10^{-3}	3,0	10^{12}	$6 \cdot 10^9$	10^{10}	$4 \cdot 10^{10}$
Фотосфера	$2 \cdot 10^{-1}$	15,3	$2 \cdot 10^{12}$	$9 \cdot 10^{11}$	$8,5 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{12}$

и результаты вычислений сведены в табл. 3. В столбцах 1—4 даны плотности нейтральных атомов, электронов, температура и величина напряженности магнитного поля в гауссах (см. фиг. 11, 12). В столбцах 5—7 приведены величины k , k_e и k_i и в столбцах 8—11 — коэффициенты проводимости [см. (9—12)]. Из таблицы следует, что величина проводимости вдоль поля (λ_0) в ядре пятна на два порядка больше λ_1 и λ_2 , тогда как в фотосфере при $H \approx 500$ эс все коэффициенты λ_0 , λ_1 и λ_2 близки по величине. Так как потери на джоулево тепло вдоль магнитного поля определяются проводимостью λ_0 , а потери поперек λ_3 , то, как видим из приведенных данных, относительные потери вдоль силовых линий в 25 раз меньше потерь поперек поля. В фотосфере эти потери одинаковы. Следовательно, в ядре пятна для создания продольной составляющей тока по величине, равной поперечной, требуется напряжение электрического поля на 2 порядка меньшее при незначительной диссипации тока в этом направлении. Эта грубая оценка (имеется в виду неточность модели ядра) показывает, что в ядре пятна существуют условия, благоприятные для появления тока в основном вдоль линий сил магнитного поля. Такие условия в фотосфере отсутствуют. Таким образом, в ядре пятна возможно возникновение азимутального поля, которое силой своего натяжения противодействует силам магнитного давления и может способствовать общей устойчивости конфигурации.

Рассмотрим несколько подробнее конфигурацию магнитного поля в

* В [23] имеются опечатки в выражениях для λ_1 и λ_2 .

ядрах пятен по данным наблюдений. А. Б. Северным [11] в спектре ядер некоторых больших пятен было обнаружено появление π -компоненты даже в том случае, если пятно находится вблизи центра Солнца, где при дипольном магнитном поле заведомо π -компонента должна бы отсутствовать. Им также обнаружено, что при наличии π -компоненты в ядре, в полутени она отсутствует и там имеет место почти продольное поле одного знака. Тщательный анализ этого явления [11] показал, что появление π -компоненты не может быть объяснено эффектами рассеяния в земной атмосфере и на зеркалах телескопа. Явление неустойчивости чисто продольного поля, присутствие π -компоненты в ядре пятен и наличие в полутени пятна продольного поля одного и того же знака привело А. Б. Северного к выводу о существовании в ядрах некоторых пятен азимутальной составляющей магнитного поля, и что поле ядра может быть сходно с бессильным полем.

Эвершед [26] также наблюдал в ядрах пятен π -компоненту в линиях Fe $\lambda 5250 \text{ \AA}$ и $\lambda 6173 \text{ \AA}$, но не сделал заключения о наличии азимутальной компоненты.

На наших картах, полученных после 2.IX 1961 г., как мы видели выше, азимутальное поле по обе стороны от нулевой линии продольного поля, разделяющей два близких ядра (см. центр карты фиг. 4, *b, d — f*), прослеживается на небольшом отрезке все последующие дни. Картина распределения поля вдоль одного из разрезов приведена на фиг. 16. Характер изменения $H_{\parallel}$ и H_{φ} с расстоянием напоминает изменение $H_{\parallel}$ и H_{φ} для бессильного поля. Известно, что составляющие для бессильного поля с цилиндрической симметрией имеют вид [27]

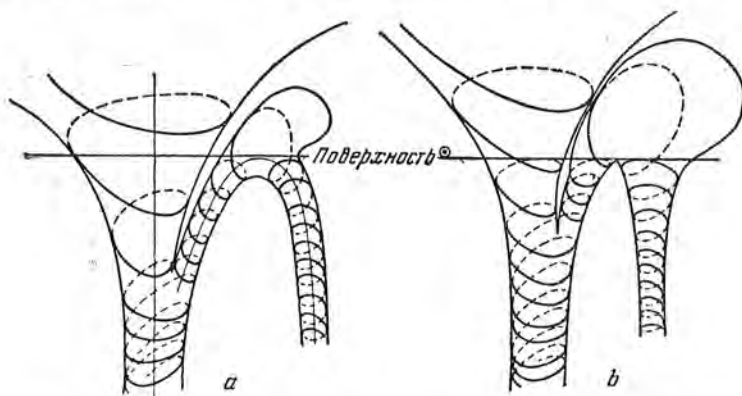
$$H_{\parallel} = AI_0(ar), \quad H_{\varphi} = AI_1(ar), \quad (13)$$

где $I_0(ar)$ и $I_1(ar)$ — функции Бесселя. Из (13) следует, что максимальные величины $(H_{\varphi})_{\text{макс}} = 0,57 (H_{\parallel})_{\text{макс}}$, где $(H_{\parallel})_{\text{макс}}$ — напряженность на оси цилиндра, при этом имеет место равенство энергии продольной и азимутальной составляющих [28]. Как видно из фиг. 16, для ядра хвостового пятна $(H_{\varphi})_{\text{макс}} \approx (H_{\parallel})_{\text{макс}}$, в то время как для лидера группы $(H_{\varphi})_{\text{макс}} = 0,07 (H_{\parallel})_{\text{макс}}$ (см. фиг. 13). Следовательно, нет сомнения в том, что для лидера группы конфигурация поля не является бессильной.

Во втором случае, если приписать наблюдаемое азимутальное поле одному из биполярных ядер хвостового пятна, то произошло бы сжатие жгута — состояние, неустойчивое в силу большого преобладания H_{φ} над $H_{\parallel}$. По-видимому, наиболее вероятным предположением является сосуществование близко друг к другу двух жгутов различной полярности, скрученных в противоположных направлениях, и наблюдаемое распределение H_{φ} можно представить как суперпозицию азимутальных полей двух ядер противоположной полярности. На фиг. 16 пунктирной линией показан ход азимутальной компоненты бессильного поля для соприкасающихся бессильных магнитных полей с цилиндрической симметрией. Эта кривая была рассчитана согласно (13) путем сложения двух бессильных полей в соответствии с $(H_{\parallel})_{\text{макс}}$ для одного и другого ядра. Сходство наблюдаемого распределения азимутального поля с H_{φ} для бессильного поля очень велико. И это кажется тем более странным, что, во-первых, существует радиальная компонента поля H_r и, во-вторых, в восточной части ядра южной полярности силовые линии указывают на дипольное взаимодействие (азимутальная компонента очень мала, например, фиг. 4, *b*). Нет сомнения в том, что структура магнитного поля этого ядра более сложна и далеко отличается от идеальной схемы цилиндрической или даже вообще осевой симметрии [28]. Для полноты картины напомним, что 1 и 2.IX силовые линии ядра хвостового пятна пересекали нулевую

линию продольного поля в перпендикулярном направлении, а в последующие дни они стали параллельными этой линии.

Для объяснения общей конфигурации поля этого ядра и изменения ее со временем можно предложить следующую форму магнитного жгута (фиг. 17а,б). От основного жгута ответвляется второй п о б о ч н ы й, который изгибаясь уходит в более глубокие слои. Как было показано в работе [20], при исследовании тонкой хромосферной структуры в связи с продольными магнитными полями, от одного наиболее мощного магнитного центра выходят отдельные хромосферные потоки, связывающие этот центр с другими, противоположной полярности. При этом длина потоков



Фиг. 17. Схема предполагаемой структуры магнитного поля для хвостового пятна группы за 2.IX 1961 г. (а) и за 3.IX 1961 г. (б)

иногда достигала 300 000 км. Нет сомнения в том, что эти потоки указывали на магнитную связь одного центра с другими. Это же явление можно видеть и на фиг. 4 — хвостовое пятно связано с силовыми линиями не только с лидером группы, но и уходит на юг, юго-восток, восток и северо-восток, а 1 и 2.IX карты показывают связь и с другими ядрами противоположной полярности. Это указывает на о т ш и у р о в ы в а н и е силовых трубок от одного жгута. Поэтому нам кажется, что в схеме, показанной на фиг. 17, нет ничего противоземного.

Если как основной, так и побочный жгуты имеют структуру, сходную с бессильной, то картину силовых линий 1 и 2.IX (см. фиг. 4, а, б) можно объяснить тем, что побочный магнитный шнур вышел на поверхность Солнца своей средней верхней частью. Очевидно, что в этом случае, в силу отсутствия азимутальной составляющей поля вдоль оси жгута, мы будем наблюдать как бы дипольное взаимодействие между близкими полюсами различной полярности (см. фиг. 17, а). По мере дальнейшего его выхода на поверхность Солнца (см. фиг. 17, б) появится чистое азимутальное поле одного направления, сжатое на нулевой линии продольного поля. Таким образом, по-видимому, ядро хвостового пятна т р е х с о с т а в н о е: оно имеет два магнитных центра южной полярности в восточной части ядра и один центр северной полярности в западной части; при этом один из центров южной полярности (крайний с востока — основной жгут) связан магнитным взаимодействием с магнитными центрами, расположенными далеко, что приводит к выравниванию силовых линий, и мы наблюдаем как бы дипольное взаимодействие; два другие центра связаны один с другим силовыми линиями, проходящими в более высоких слоях атмосферы и не наблюдаемые после 2.IX и налагающимися один на другой сжатыми азимутальными полями, зарегистрированными магнитографом на уровне фотосферы. Предлагаемая нами схема магнитного поля

хвостового пятна не может быть распространена на другие солнечные пятна в силу ожидаемого разнообразия их структур и является весьма приближенной, так как для построения точной конфигурации поля для этого ядра не было достаточно данных из-за высокой щели спектрографа (9'') и малого числа разрезов через ядро пятна.

Основным и наиболее интересным здесь фактом является наличие на нулевой линии продольного поля только азимутального поля с напряженностью 2000—2600 *гс*.

В настоящее время можно лишь предполагать существование азимутальной составляющей первичного поля, возникающего в период формирования жгута. Если это так, то оно определяет, по-видимому, конфигурацию поля внутри ядра. В этом случае направление азимутальных полей для ядер различной полярности, образовавшихся из одного, вышедшего на поверхность магнитного жгута, должно быть противоположным по знаку на поверхности Солнца. Это подтверждается вихревой структурой в свете H_{α} , которая показывает, что направление вихрей вокруг двух членов биполярной группы иногда имеет противоположное направление.

Помимо первичного азимутального поля, в ядрах пятен возможно возникновение вторичных азимутальных полей в ближайшей окрестности к пятну и частично в полутени. Эти вторичные поля могут возникать вследствие сил Кориолиса, которые способны видоизменять направление силовых линий, выходящих из первичного жгута. Для одного магнитного центра эти силы способны еще более закрутить силовые линии, а для другого иной полярности — раскрутить. Если даже первичное поле есть поле диполя, то в течение некоторого времени под действием сил Кориолиса (при условии частичной или полной заморозки) силовые линии будут закручиваться в противоположных направлениях на различных уровнях атмосферы пятна. Это может привести к инверсии магнитного поля на некоторой глубине в области полутени вследствие усиления азимутальной составляющей поля. Эта инверсия поля была обнаружена для некоторых пятен В. Бумбой [16].

Несколько замечаний относительно волокон, лежащих на нулевых линиях продольного поля. Г. В. Бебкоком [29] высказывалось мнение, что эти волокна располагаются в арочной структуре силовых линий магнитного поля. С этими представлениями был согласен и один из авторов этой статьи [20]. Однако в этой же работе было установлено, что волокна могут пересекать нулевую линию продольного поля и в перпендикулярном направлении. Установление наличия сильных азимутальных полей у близких ядер противоположной полярности, появляющихся в процессе развития группы (см. фиг. 4), направленных параллельно нулевой линии продольного поля, может говорить о том, что на линии раздела полярности волокна, по-видимому, располагаются всегда вдоль силовых линий магнитного поля. На это указывает и характер ориентации тонкой структуры хромосферных волокон, которые вместе с волокном хорошо представляют направление хромосферного потока [30].

В заключение выражаем благодарность М. Гусейнову, А. Гарунову и Л. Димовой за проведение некоторых расчетов и за помощь в обработке диаграммных лент.

22 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. А. Б. Северный, Наст. том, стр. 166.
2. А. Г. Гарунов. Наст. том, стр. 224.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.

5. В. Е. Степанов. Астрон. ж., 37, № 4, 634, 1960.
6. A. W anders. Z. Astrophys., 8, 108, 1933.
7. Т. В. Крат. Астрон. ж., 25, № 5, 1948.
8. В. Е. Степанов. Сообщ. Гос. Астрон. ин-та им. Штернберга, № 100, 3, 1957.
9. Э. А. Барановский, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 180, 1959.
10. Н. С. Никуллин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 3, 1960.
11. А. Б. Северный. Астрон. ж., 36, 208, 1959.
12. В. Е. Степанов, Е. Ф. Шапошников, Н. Н. Петрова. The catalogue of strengths and polarities of magnetic fields of sunspots for the period of I. G. Y. Pergamon Presses, London (in the press).
13. T. Gold, F. Hoyle. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 120, N 2, 89, 1960.
14. А. Б. Северный. Астрон. ж., 35, № 3, 335, 1958.
15. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 12, 1960.
16. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 212, 1960.
17. K. E. Danielson. Astrophys. J., 134, N 2, 275, 1961.
18. G. Hale. Proc. Acad. Sci., 11, 691, 1925.
19. R. S. Richardson. Astrophys. J., 93, № 1, 24, 1941.
20. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 52, 1958.
21. R. Lü st, A. Schlüter. Z. Astrophys., 34, 263, 1954.
22. L. Woltjer. Proc. Nat. Acad. Sci., 44, 6, 489, 1958.
23. В. Е. Степанов, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 21, 152, 1959.
24. R. Michard. Ann. d'Astrophys., 16, 217, 1953.
25. М. Минаерт. Солнечная система (Солнце). Изд-во иностр. лит-ры, 1957, стр. 113.
26. J. Eversched. Observatory, 65, 190, 1944.
27. S. Lundquist. Ark. f. fys., 2, N 4, 361, 1950.
28. S. Chandrasekhar. Proc. Nat. Acad. Sci., 45, N 1, 1, 1956.
29. Н. В. Вабсcock, Н. Д. Вабсcock. Astrophys. J., 121, 349, 1955.
30. Т. Т. Цан. Наст. том. стр. 246.

НОМОГРАММЫ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ПО ЗАПИСЯМ МАГНИТОГРАФА ОТ ПРОДОЛЬНОЙ
И ПОПЕРЕЧНОЙ СОСТАВЛЯЮЩИХ ПОЛЯ

А. А.-Г. Гарунов

Даются методы построения номограмм для определения напряженности магнитного поля и наклона вектора поля к лучу зрения по записям, полученным на магнитографе Башенного солнечного телескопа.

Точность построения номограмм 2%.

NOMOGRAMS FOR DETERMINING THE TOTAL MAGNITUDE OF THE VECTOR OF MAGNETIC FIELD STRENGTH AND THE ANGLE γ , by A. A. Garunov. — A method is given for constructing nomograms for the determination of the magnetic field strength and inclination of the field vector to the line of sight. The values are obtained from recordings of the transverse and longitudinal field components made with the magnetograph of the tower solar telescope. The precision in the construction of the nomograms is 2%.

На магнитографе Крымской астрофизической обсерватории при помощи регистрирующего прибора ЭПП-9 записываются на диаграммной ленте сигналы от продольной ($\delta_{\parallel}$) и поперечных ($\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$) составляющих напряженности магнитного поля.

В [1] показано, что сигналы $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ находятся в следующей зависимости от полной величины вектора H и углов χ и γ , где γ — угол между лучом зрения и направлением вектора поля и χ — азимут:

$$\delta_{\parallel} = 352 f(H) \cos \gamma, \quad (1)$$

$$\delta_{\perp 1} = 750 \varphi(H) \sin^2 \gamma \sin 2\chi, \quad (2)$$

$$\delta_{\perp 2} = 750 \varphi(H) \sin^2 \gamma \cos 2\chi. \quad (3)$$

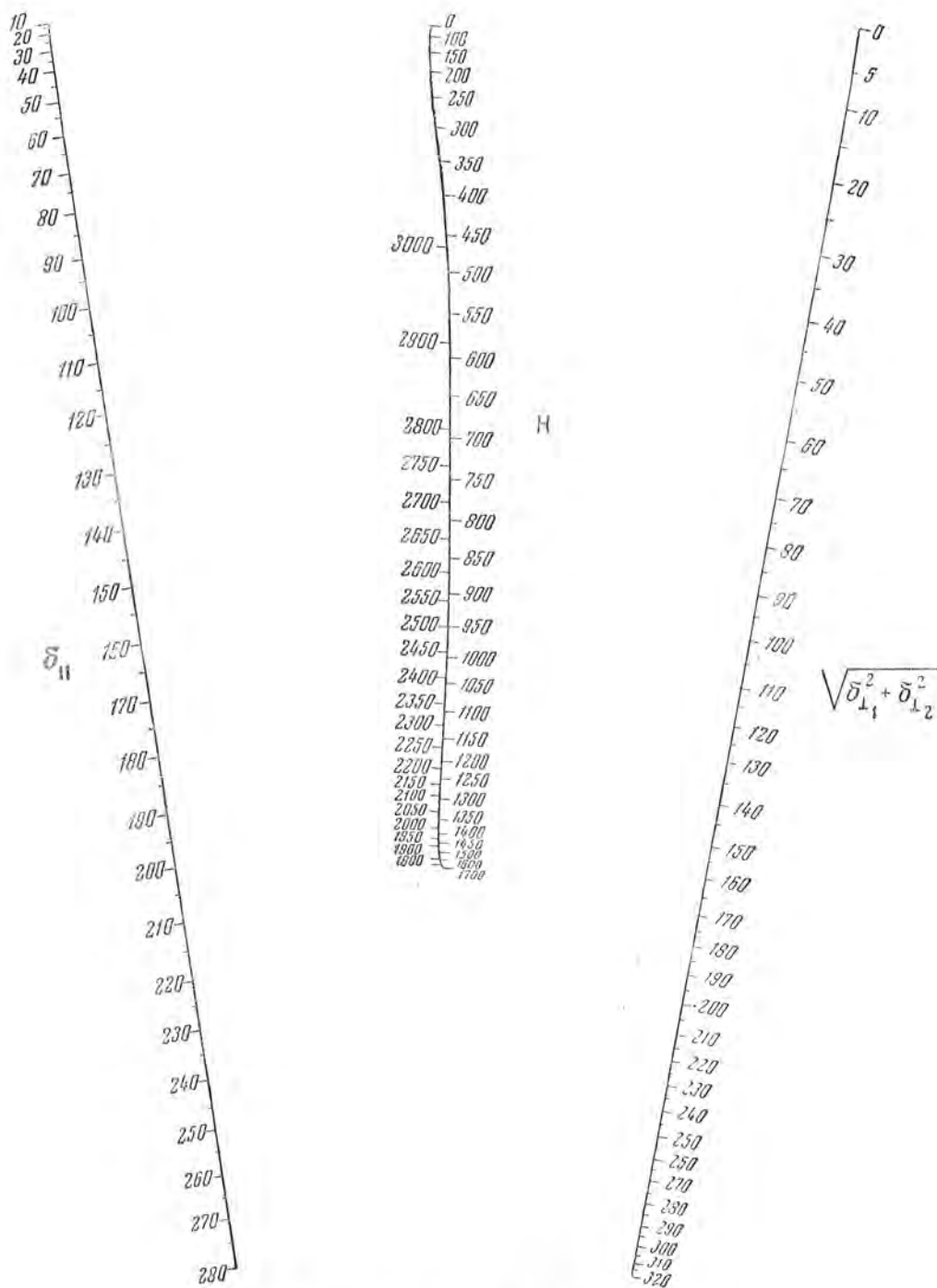
Численные коэффициенты формул (1) — (3) определены из калибровочного сигнала лучевой скорости у восточного и западного краев диска Солнца при аттенюации усилителя, которая для лучевой скорости 3,7 км/сек дает отброс на диаграммной ленте, равный 102 мм.

В настоящей статье излагается метод построения номограмм для определения H и γ .

Исключая из (1) — (3) последовательно χ и γ , легко получить следующую зависимость величины H от регистрируемых сигналов:

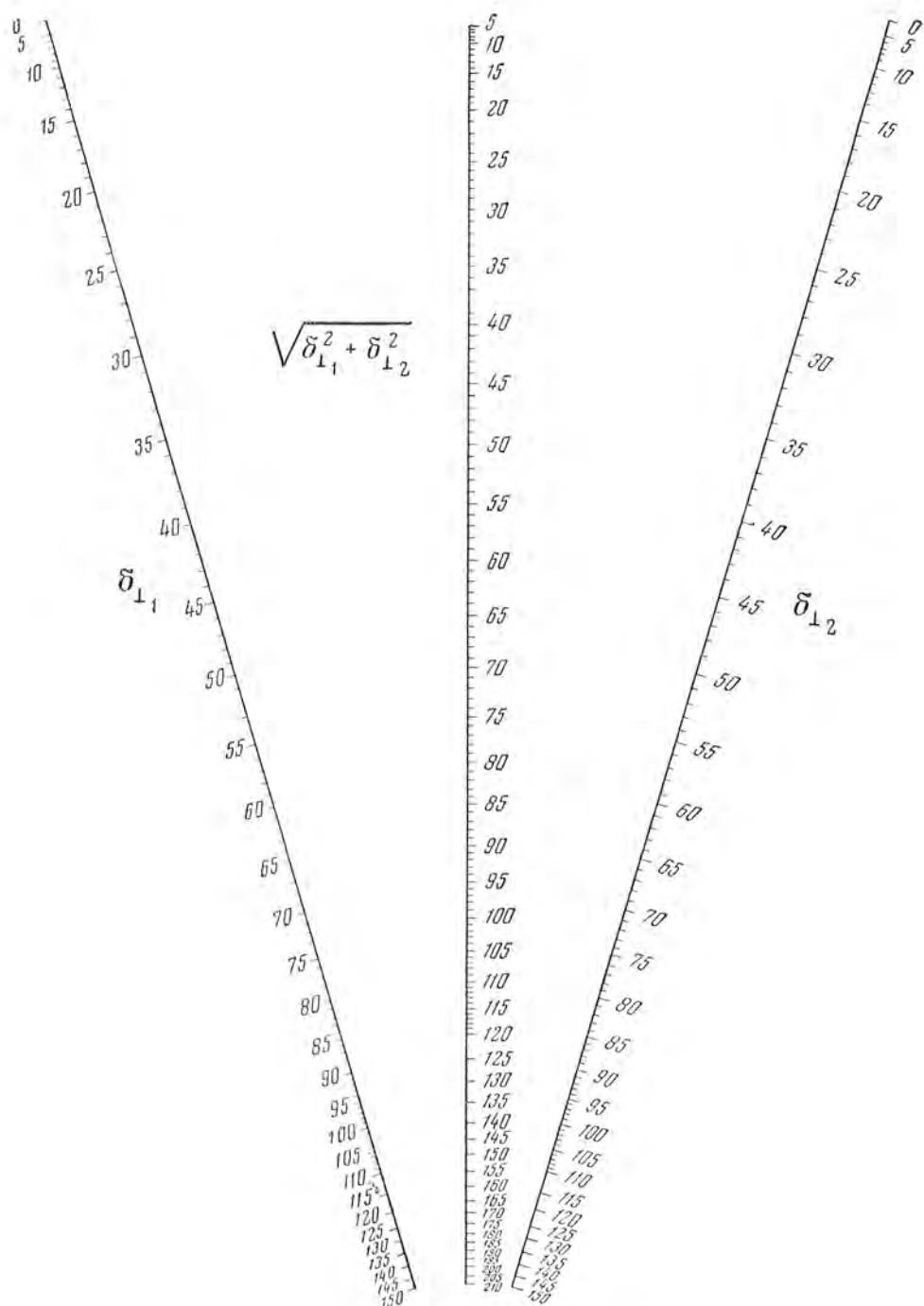
$$\frac{\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}}{750\varphi(H)} + \frac{\delta_{\parallel}^2}{352^2 f^2(H)} = 1, \quad (4)$$

где $\varphi(H)$ и $f(H)$ представлены на фиг. 4[1].

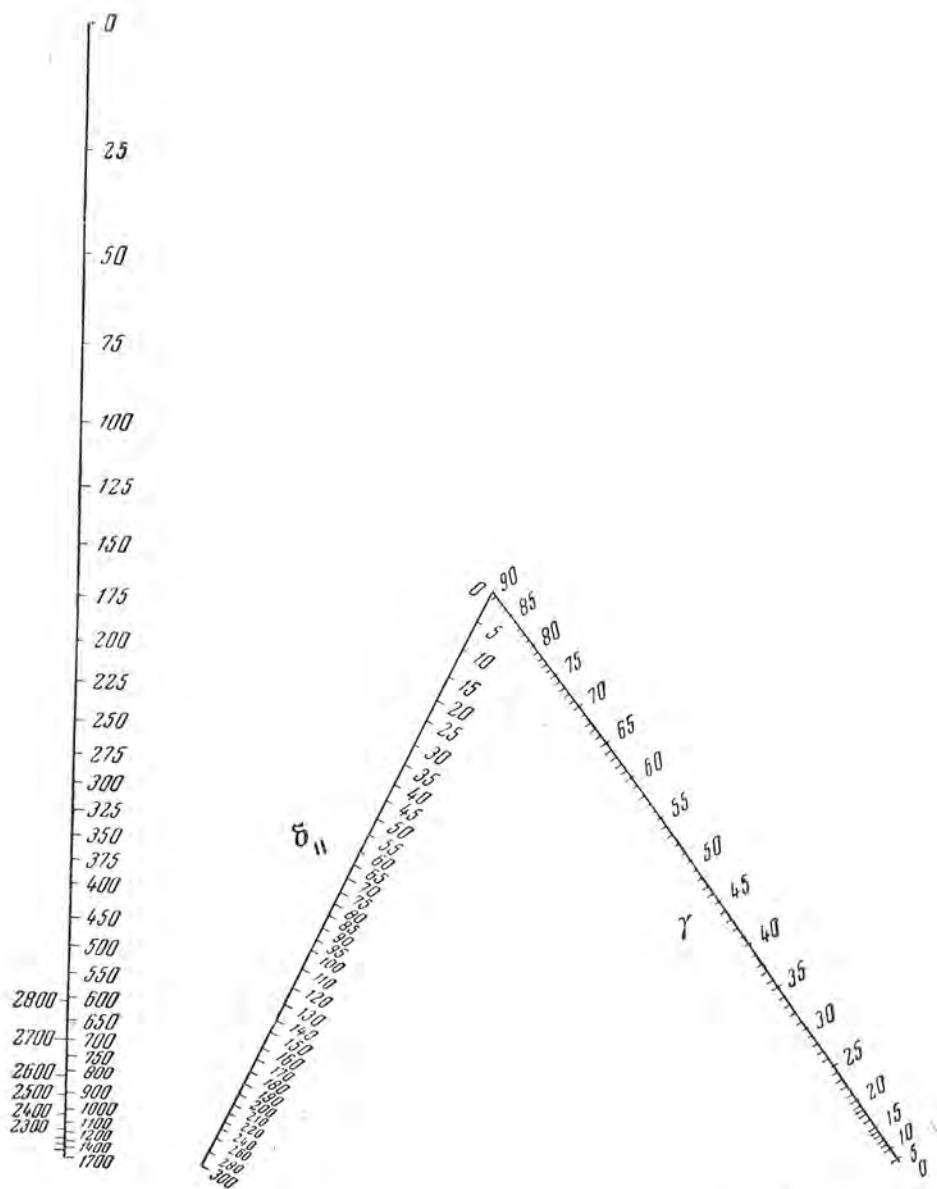


Фиг. 1. Номограмма для определения H по аргументам

$$\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2} \text{ и } \delta_{||}$$



Фиг. 2. Номограмма для определения величины $\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ по аргументам $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$.



Фиг. 3. Помограмма для определения γ по аргументам II и δ_{II}

Для номографирования уравнение (4) преобразуем к канонической форме Коши:

$$f_1(u_1) f_3(u_3) + f_2(u_2) \varphi_3(u_3) + \psi_3(u_3) = 0, \quad (5)$$

где

$$f_1(u_1) = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}, \quad (6)$$

$$f_3(u_3) = 352^2 f^2(H), \quad (7)$$

$$f_2(u_2) = \delta_{\parallel}^2, \quad (8)$$

$$\varphi_3(u_3) = 750 \varphi(H), \quad (9)$$

$$\psi_3(u_3) = 352^2 750 \varphi(H) f^2(H). \quad (10)$$

Уравнения носителей шкал имеют следующий вид:

$$x_1 = \frac{K_1}{1 + \frac{f_1(u_1)}{m_1}}, \quad y_1 = \frac{H_1}{1 + \frac{f_1(u_1)}{m_1}}, \quad (11)$$

$$x_2 = \frac{K_2}{1 + \frac{f_2(u_2)}{m_2}}, \quad y_2 = \frac{H_2}{1 + \frac{f_2(u_2)}{m_2}}, \quad (12)$$

$$x_3 = \frac{m_1 K_1 f_3(u_3) + m_2 K_2 \varphi_3(u_3)}{m_1 f_3(u_3) + m_2 \varphi_3(u_3) - \psi_3(u_3)}, \quad y_3 = \frac{m_1 H_1 f_3(u_3) + m_2 H_2 \varphi_3(u_3)}{m_1 f_3(u_3) + m_2 \varphi_3(u_3) - \psi_3(u_3)}, \quad (13)$$

где $x_{1,2,3}$ и $y_{1,2,3}$ — координаты точек шкал переменных u_1, u_2, u_3 , $m_{1,2}$ — параметры, меняющие характеристики шкал, и таким образом придающие шкалам желаемый вид, $H_{1,2}, K_{1,2}$ — ординаты и абсциссы начала отсчета шкал переменных $u_{1,2}$.

На фиг. 1 представлена номограмма для определения H по аргументам $\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ и $\delta_{\parallel}$. Эта номограмма вычислена при следующих значениях постоянных:

$$m_1 = 300, \quad m_2 = 7,54 \cdot 10^4, \quad H_1 = H_2 = 585,7, \quad K_1 = -K_2 = 100.$$

Для вычисления величины аргумента $\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ построена номограмма фиг. 2.

Номограмма для определения γ приведена на фиг. 3. Эта номограмма была построена как номограмма нулевого жанра уравнения

$$f_3(u_3) = \frac{f_1(u_1)}{f_2(u_2)},$$

где

$$f_3(u_3) = \cos \gamma, \quad (14)$$

$$f_1(u_1) = \delta_{\parallel}, \quad (15)$$

$$f_2(u_2) = 352 f(H). \quad (16)$$

Уравнения носителей шкал имеют вид

$$x_1 = \frac{K_1}{1 + \frac{f_1(u_1)}{m_1}}, \quad y_1 = \frac{H_1}{1 + \frac{f_1(u_1)}{m_1}}, \quad (17)$$

$$x_2 = \frac{K_2}{1 + \frac{f_2(u_2)}{m_2}}, \quad y_2 = \frac{H_2}{1 + \frac{f_2(u_2)}{m_2}}; \quad (18)$$

$$x_3 = K_2 \frac{1}{1 - \frac{f_3(u_3)}{m_3}}, \quad y_3 = H_2 \frac{1}{1 - \frac{f_3(u_3)}{m_3}}. \quad (19)$$

Номограмма вычислена при следующих значениях постоянных:

$$m_1 = 135,0, \quad H_1 = 150, \quad K_1 = 150;$$

$$m_2 = 67,5, \quad H_2 = 300, \quad K_2 = 100;$$

$$m_3 = 2,0, \quad H_3 = 150, \quad K_3 = 50.$$

Точность номограмм — 2%

В заключение приношу благодарность В. Е. Степанову за руководство в работе.

25 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Наст. том, стр. 194.

ВОЗБУЖДЕНИЕ Na I и Ca II В ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШКАХ

Н. Н. Степанин, В. Л. Хохлова

Рассчитано возбуждение линий Na I и Ca II для ряда значений электронной температуры от $8 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^4$ °K и электронной концентрации $n_e = 10^{11}$, 10^{12} и $2 \cdot 10^{13}$. Сравнение наблюдаемых во вспышках интенсивностей линий D₁ и D₂ Na, а также линий Ca II $\lambda\lambda$ 3706, 3737 Å с вычисленными интенсивностями показывает, что для появления этих линий требуется $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ и $T_e \approx 1,5 \cdot 10^4$, т. е. значения, которые получаются и из анализа линий гелия и водорода во вспышках [4], [6]. Яркость линий D₁ и D₂ и $\lambda\lambda$ 3706, 3737 Å очень чувствительна к величине n_e , и эти линии могут появляться в излучении на диске Солнца только в условиях, характерных для сильных вспышек, что согласуется с наблюдениями. Инфракрасные линии и линии H и K Ca II легко возбуждаются при $n_e \approx 10^{11}$ и $T_e = 10^4$, что объясняет их появление в излучении во флоккулах и хромосфере.

EXCITATION OF Na I AND Ca II IN CHROMOSPHERIC FLARES, by N. N. Stepanyan, V. L. Khokhlova.—The excitation of Na I and Ca II lines is computed for several values of electron temperature from 8000° to 50 000° K and electron density $n_e = 10^{11}$, 10^{12} and $2 \cdot 10^{13}$. A comparison of the observed intensities of the Na lines D₁ and D₂ and also the Ca II lines $\lambda\lambda$ 3706, 3737 in flares with computed intensities shows that the conditions $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ and $T_e \approx 1,5 \cdot 10^4$ are the necessary for the appearance of these lines. These values are the same as those derived from an analysis of the helium and hydrogen lines in flares [4, 6]. The intensity of the D₁ and D₂ lines and $\lambda\lambda$ 3706, 3737 is very sensitive to the value of n_e and these lines can appear in emission on the solar disk only under conditions characteristic of intense flares. This is in agreement with observations. The infrared triplet and the H and K lines of Ca II are easily excited at $n_e \approx 10^{11}$ and $T_e \approx 10^4$. This explains their appearance in emission in flocculi and the chromosphere.

Неоднократно отмечалось [1—3], что в спектрах хромосферных вспышек, наблюдаемых как над краем, так и на диске Солнца, светится много металлических линий. Некоторые вспышки особенно богаты металлическими линиями, например, во вспышке 17 сентября 1959 г., спектр которой был снят на спектрографе БСТ с эшелле [1], наблюдалось излучение более 500 линий металлов. Этот факт иногда вызывает недоумение, так как известно, что такие металлы как Na, Mg, имеющие низкий потенциал ионизации, должны быть практически полностью ионизованы во вспышке и их линии не должны быть заметными. В связи с этим можно было бы думать, что металлические линии возникают не в самой вспышке, а в окружающей вспышку несколько возмущенной хромосфере.

Представляется интересным рассчитать населенности уровней, соответствующих наблюдаемым линиям, для условий, которые могут быть в самой вспышке, т. е. в тех областях, где возникает свечение водорода и гелия, и для тех условий, которые могут возникнуть в окружающей вспышку

хромосфере. К сожалению, для таких расчетов в настоящее время имеется немного возможностей вследствие того, что почти неизвестны надежные эффективные сечения возбуждения и ионизации атомов и ионов, линии которых наблюдаются во вспышках. Исключение составляют водород и гелий, натрий и ионизованный кальций. Расчеты возбуждения водорода проводились в [4, 5], для гелия расчеты были сделаны в [6, 7]. В работах [4, 6] было показано, что наблюдаемое свечение гелия и водорода возникает при условии, что электронная концентрация во вспышках равна $n_e \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура $T_e = 1,5 - 2,0 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

Мы провели расчеты возбуждения Na, для которого имеется экспериментальные, а также вычисленные сечения возбуждения резонансной линии электронным ударом [8, 9], и для Ca II, для которого сечение вычислено теоретически [10]. Расчеты проводились путем решения системы уравнений стационарности.

Вообще говоря, вспышка является процессом нестационарным и применение к ней условия стационарности должно производиться с осторожностью. Обычно изучаемые спектрограммы относятся к послемаксимальной фазе вспышки или, в лучшем случае, ко времени максимальной яркости свечения водородной линии H_α , так как настроить аппаратуру и начать съемку во время возгорания вспышки наблюдатель обычно не успевает. Таким образом, спектрограммы относятся к периоду сравнительно медленного уменьшения яркости вспышки и, следовательно, сравнительно медленного изменения физических параметров, определяющих свечение вспышки. За время экспозиции спектра, равное 0,5 сек при фотографировании на спектрографе с эшеле, изменение яркости незначительно. Если скорость процессов, приводящих к установлению равновесного заселения уровней, соответствует этому времени, то условие стационарности можно применять. Самым медленным процессом из всех, приводящих к заселению и опустошению уровней Na I и Ca II, являются рекомбинации. Проведенные расчеты показывают, что при $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ это время для Ca II равно 10^{-1} сек, для Na I — 10 сек (от температуры зависимость слабая). Таким образом, для применения условия стационарности к Na требуется, чтобы величины, определяющие возбуждение и ионизацию Na I, не менялись заметным образом за 10 сек, что, конечно, является некоторой натяжкой в применении ко вспышке. В действительности, если мы по линиям водорода и гелия получим для какого-то момента времени $n_e \approx 10^{13}$ и $T_e \approx 1,5 - 2,0 \cdot 10^4$, то степень ионизации Na в данный момент будет несколько больше, чем рассчитанная для этих условий, вследствие как бы «инерционности» процесса рекомбинаций. Очевидно, что в случае меньших значений n_e время рекомбинации еще больше. Однако значения n_e , равные 10^{12} и 10^{11} , для которых также производились расчеты, относятся уже к более медленным процессам. В хромосфере, флоккулах и протуберанцах условия стационарности можно считать применимыми вследствие их сравнительно большого времени жизни.

1. Возбуждение и ионизация Na

При расчетах мы приняли упрощенную схему термов, рассматривая только три уровня: $3s$, $3p$ и континуум. В качестве процессов, приводящих к заполнению и опустошению уровней, рассматривались возбуждение и ионизация под действием солнечного излучения (R_{ik} , $R_{i\infty}$), возбуждение и ионизация электронным ударом (C_{ik} , $C_{i\infty}$), спонтанное излучение (R_{ki}), тушащие столкновения с электронами (C_{ki}) и рекомбинации с излучением (R_{rek}). Сечение возбуждения электронным ударом уровня $3p$ взято нами согласно [8]. Это сечение хорошо совпадает с вычисленным в борновском приближении [9]. Сечение ионизации электронным ударом вычислялось согласно формуле, приведенной в [11]. Эта формула дает

несколько завышенные значения сечений, однако, согласно [17], ошибка не превосходит множителя 2—3, что является вполне достаточной точностью в наших расчетах. Коэффициенты фотоэлектрического поглощения и рекомбинации были взяты из [14].

В табл. 1 приведены числа процессов в 1 сек, рассчитанные на 1 атом (или ион) и $n_e = 1$, для ряда значений электронных температур, приводящих к заполнению уровней 3s и 3p (верхняя часть таблицы) и к их опустошению (нижняя часть).

Составляя соответствующие уравнения стационарности и решая их для разных температур и значений $n_e = 10^{11}$, 10^{12} и $2 \cdot 10^{13}$, получаем относительные населенности уровней n_2/n_1 и n^+/n_1 , причем последнее отношение представляет собой степень ионизации Na.

Таблица 1

Уровень	Процесс	Приход					
		$8 \cdot 10^9$	10^{10}	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$
1 s	R_{21}	$6,2 \cdot 10^7 n_2$					
	$R_{\infty 1}$	$2,2 \cdot 10^{-16} n^+ n_e$	$2,0 \cdot 10^{-16}$	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$1,4 \cdot 10^{-16}$	$1,2 \cdot 10^{-16}$	$9,0 \cdot 10^{-17}$
2 p	R_{12}	$1,5 \cdot 10^6 n_1$					
	C_{12}	$2,1 \cdot 10^{-9} n_1 n_e$	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$
	$R_{\infty 2}$	$3,0 \cdot 10^{-14} n^+ n_e$	$2,5 \cdot 10^{-14}$	$2,2 \cdot 10^{-14}$	$1,5 \cdot 10^{-14}$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	$7,0 \cdot 10^{-15}$

Уровень	Процесс	Уход					
		$8 \cdot 10^9$	10^{10}	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$
1 s	$R_{\infty 1}$	$1,80 n_1$					
	R_{12}	$1,5 \cdot 10^6 n_1$					
	C_{12}	$2,6 \cdot 10^{-9} n_1 n_e$	$4,1 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$5,5 \cdot 10^{-8}$
	$C_{1\infty}$	$1,4 \cdot 10^{-11} n_1 n_e$	$7,5 \cdot 10^{-11}$	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$6,7 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$
2 p	$R_{2\infty}$	$0,4 n_2$					
	R_{21}	$6,2 \cdot 10^7 n_2$					
	$C_{2\infty}$	$1,9 \cdot 10^{-9} n_2 n_e$	$3,8 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	$6,5 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$

Вычисленные значения n_2/n_1 и n^+/n_1 приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, натрий в условиях вспышки, а также в условиях хромосферы ($n_e \approx 10^{11}$, $T_e \approx 10^4$) практически полностью ионизован, доля нейтральных атомов очень мала. Используя табл. 2, легко оценить оптическую толщину вспышки в линиях D_1 и D_2 :

$$\tau = k_0 = 10^8 \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 f \frac{n_{Na} I}{\Delta \lambda_D} \approx 1,5 \cdot 10^{-2},$$

т. е. вспышка прозрачна в этих линиях.

Рассмотрим, может ли эмиссионная линия натрия с достаточной для обнаружения интенсивностью возникнуть во вспышке, точнее, в той области вспышки, где возникает свечение гелия и водорода. Для появления линии излучения во вспышке, проектирующейся на диск Солнца, необ-

Таблица 2

	n_e	T_e					
		$8 \cdot 10^3$	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
$\frac{n_2}{n_1}$	10^{11}	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
	10^{12}	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$5,8 \cdot 10^{-3}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$
$\frac{n_1}{n_1}$	10^{11}	$1,3 \cdot 10^3$	$4,4 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$5,7 \cdot 10^5$
	10^{12}	$8,1 \cdot 10^2$	$3,8 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$5,8 \cdot 10^5$
	$2 \cdot 10^{13}$	$8,0 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	$2,2 \cdot 10^5$	$7,4 \cdot 10^5$

ходимо, чтобы собственное излучение вспышки, обусловленное возбуждением электронным ударом или рекомбинациями, было больше, чем возбуждение солнечным излучением. Если роль первых механизмов много меньше роли последнего, то мы будем наблюдать линию поглощения, а не излучения. Из табл. 2 можно видеть, что n_2/n_1 остается постоянным для $n_e < 10^{13}$ и $T_e < 2 \cdot 10^4$, т. е. в этих условиях относительная заселенность второго уровня определяется механизмом рассеяния солнечного излучения. Для $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ при всех температурах определяющую роль играет возбуждение электронным ударом. Число рекомбинаций на два порядка меньше, несмотря на высокую степень ионизации.

Другим необходимым условием появления эмиссии линий Na является наличие достаточного количества возбужденных атомов на луче зрения. Приняв содержание натрия по отношению к водороду, согласно [16], $n_{Na} = 5 \cdot 10^{-5} n_H$ и считая, что $n_H = n_e$, вычислим абсолютные значения населенностей уровней n_1 и n_2 при разных n_e и T_e (табл. 3).

Таблица 3

	n_e	T_e					
		$8 \cdot 10^3$	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
n_2	10^{11}	$1,9 \cdot 10^1$	5,70	$7,1 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$
	10^{12}	$3,1 \cdot 10^2$	$6,5 \cdot 10^1$	8,15	1,85	1,35	$5,25 \cdot 10^{-1}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$6,5 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^2$	$4,3 \cdot 10^1$	$8,2 \cdot 10^1$	$4,3 \cdot 10^1$
n_1	10^{11}	$3,8 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^2$	$3,6 \cdot 10^1$	$2,5 \cdot 10^1$	8,8
	10^{12}	$6,2 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^3$	$3,6 \cdot 10^2$	$2,4 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^1$
	$2 \cdot 10^{13}$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^4$	$6,6 \cdot 10^3$	$4,6 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$

Сравним эти величины с числом n_2 , полученным по наблюдаемой во вспышке интенсивности линий натрия. Эквивалентная ширина эмиссионных линий D_1 и D_2 , измеренная в ряде вспышек на диске, в среднем равна $W = 0,03 \text{ \AA}$. Энергия, излучаемая вспышкой с 1 см^2 поверхности за 1 сек равна $E = WI_{\odot} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Число излучающих атомов вдоль луча зрения тогда равно

$$N_2 = \frac{E \cdot 4\pi}{A_{ik} h \nu} = 7 \cdot 10^9$$

Принимая линейную толщину вспышки $l \sim 10^8$ см, получим $n_2 = 70$, что по порядку величины совпадает с вычисленным теоретически при $n_e = 2 \cdot 10^{13}$, $T_e = 1,5 - 2,0 \cdot 10^4$. Наиболее благоприятные условия для свечения натрия, по-видимому, соответствуют $T_e = 1,5 - 2,0 \cdot 10^4$ К и $n_e = 10^{13}$, причем высокое (по сравнению с хромосферой) значение n_e является обязательным условием появления линий Na на диске в излучении.

Рассмотрим, согласуются ли наши расчеты с наблюдаемым излучением протуберанцев. Согласно [12], электронная концентрация в спокойных протуберанцах $n_e = 10^{11}$, кинетическая температура $T_e = 5 - 9 \cdot 10^3$, и наблюдаемая эквивалентная ширина линий Na $W = 5 \cdot 10^{-4}$ Å, что соответствует $N_2 = 1,2 \cdot 10^8$.

Рассчитанное значение N_2 при $T_e = 8 \cdot 10^3$, $n_e = 10^{11}$ и $l = 10^8$ см; $N_2 = 2 \cdot 10^9$ и при $T_e = 10^4$ $N_2 = 5,7 \cdot 10^8$, т. е. согласие хорошее. При росте T_e ионизация растет и при $T_e = 2,0 \cdot 10^4$ вычисленное значение N_2 уже становится в 10 раз меньше наблюдаемого.

В связи с рассмотренным механизмом возбуждения линий натрия во вспышках легко объяснить наблюдающиеся отношения интенсивностей линий D_1 и D_2 Na к интенсивностям линий триплета Mg $\lambda\lambda$ 5167,3; 5172,7; 5183,5 Å. Просмотр многочисленных спектрограмм вспышек и протуберанцев показывает, что в протуберанцах линии натрия слабее, чем линии магния, и, наоборот, во вспышках линии натрия становятся интенсивнее, чем линии магния. Потенциалы ионизации для магния и натрия равны соответственно $\chi_{Mg} = 7,64$ эв, $\chi_{Na} = 5,14$ эв, а потенциалы возбуждения, соответствующие зеленому триплету Mg и D_1 и D_2 Na, равны 6,7 и 2,4 эв соответственно.

Вследствие большей величины $\chi_{иониз}$ Mg менее ионизован, чем Na. Механизмом возбуждения в протуберанцах является рассеяние солнечного излучения, которое практически одинаково для линий D_1 и D_2 Na и для линий зеленого триплета Mg. Во вспышках же основным возбуждающим механизмом является электронный удар, и резонансные линии натрия возбуждаются значительно легче, чем линии магния, соответствующие переходу $3p - 4s$ и имеющие высокий потенциал возбуждения из основного состояния.

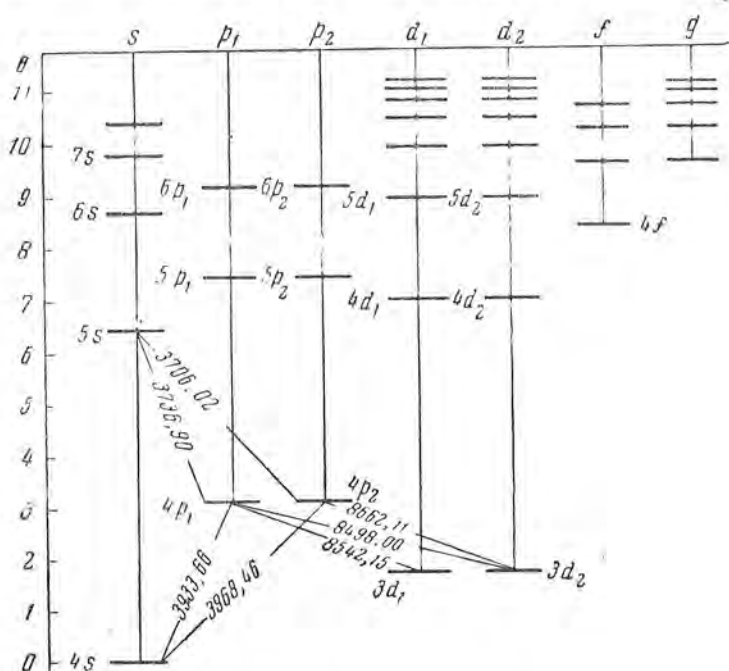
2. Возбуждение и ионизация Ca

Кальций, так же как и натрий, практически полностью ионизован в условиях хромосферы и даже фотосферы, так что можно принять число ионов Ca II равным полному числу атомов Ca. Во вспышках наблюдается свечение линий Ca II, соответствующих переходам $4p - 4s$ (H и K-линии), $5s - 4p$ ($\lambda\lambda$ 3706 и 3737 Å) и инфракрасных линий $4p - 3d$ ($\lambda\lambda$ 8498, 8542 и 8662 Å), причем H- и K-линии и инфракрасные линии появляются на диске Солнца в эмиссии не только во вспышках, но и во флоккулах, а H и K даже в невозмущенной хромосфере, в то время как ультрафиолетовые линии $\lambda\lambda$ 3706 и 3737 Å появляются в излучении только во вспышках. Это обстоятельство ранее отмечалось в [13].

Мы рассматривали упрощенную схему уровней иона Ca II, состоящую из уровней $4s$, $5s$, $4p$, $3d$ и континуума (фиг.). Такое упрощение не вносит заметной ошибки вследствие того, что каскадные переходы по порядку величины не сильно отличаются от прямых рекомбинаций, которые, в свою очередь, играют гораздо меньшую роль, чем возбуждения электронным ударом и солнечным излучением. Ионизация с более высоких уровней также не играет существенной роли ввиду малой заселенности этих уровней.

К сожалению, сечения возбуждения и ионизации электронным ударом для Ca II известны с меньшей надежностью, чем для водорода и гелия.

Приближенные сечения, вычисляемые по формулам [11], могут заключать в себе ошибку вследствие того, что мы применяем их к иону, тогда как они предназначены для нейтральных атомов. Имеются, однако, теоретические расчеты сечений для возбуждения $4s - 4p$ и $3d - 4p$ [10], которые неплохо совпадают с сечениями, вычисленными по формулам [11]. Для запрещенного перехода $4s - 3d$ сечение вычислено в [14] в борновском приближении. Значение сечений [14], по-видимому, завышено.



Фиг. Схема уровней иона Ca II

Сечение, вычисленное по формуле [10], для запрещенных переходов меньше, чем сечения из [14] на два порядка. При расчетах нами были взяты значения сечений из [14], уменьшенные в 10 раз, а также проведены расчеты с сечениями, вычисленными по [11], которые и приведены в таблицах.

Для ионизации электронным ударом мы использовали сечения, вычисленные по формуле [11].

Возможная ошибка в сечениях должна приниматься во внимание при рассмотрении результатов расчетов, однако, вследствие сильной зависимости возбуждения и ионизации от принятых значений n_e и T_e , можно использовать расчеты для того, чтобы выяснить, какие интервалы T_e и n_e обеспечивают наблюдаемое свечение.

Коэффициенты рекомбинации и фотоэлектрического поглощения, а также вероятности спонтанного излучения взяты нами согласно [11].

Для расчета возбуждения линии в оптически прозрачном слое использовалась плотность излучения, соответствующая $T = 6000^\circ \text{K}$ с учетом фактора дилуции $w = 0,5$. Для H- и K-линий, однако, как хромосфера, так и вспышка являются оптически непрозрачными. Непрозрачность в резонансных линиях приводит к образованию «запертого» излучения, которое влияет на возбуждение и ионизацию атомов. Точно учесть роль оптической толщи трудно, поэтому мы, как и в [6], провели расчеты в двух вариантах: для $\tau_{H \text{ и } K} < 1$ и для $\tau_{H \text{ и } K} \gg 1$. Второе условие выражается в том, что каждый квант, излученный в частоте H- и K-линий будет поглощен

Таблица 4

	Приход						Уход					
	Прогноз			История								
	8·10 ¹³	10 ⁸	1,5·10 ⁸	2·10 ⁴	3·10 ⁴	5·10 ⁴	8·10 ³	10 ⁸	1,5·10 ⁴	2·10 ⁴	3·10 ⁴	5·10 ⁴
Уровень Δp	R_{coolp}	$2,0 \cdot 10^{-13} n^{++} n_e$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-13}$	$4,9 \cdot 10^{-14}$	R_{poo}	$4,9 n_{kp}$				
	C_{islp}	$7,5 \cdot 10^{-9} n_{4s} n_e$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$4,6 \cdot 10^{-7}$	C_{ipoo}	$2,9 \cdot 10^{-14} n_{kp} n_e$				$5,5 \cdot 10^{-9}$
	C_{3dip}	$4,8 \cdot 10^{-8} n_{3d} n_e$	$6,2 \cdot 10^{-8}$	$9,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	R_{ip4s}	$4,5 \cdot 10^8 n_{kp}$		$1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	
	R_{islp}	$5,3 \cdot 10^4 n_{4s}$					R_{ip3d}	$1,3 \cdot 10^7 n_{kp}$				
	R_{3dip}	$1,3 \cdot 10^8 n_{5s}$					C_{ip3d}	$2,2 \cdot 10^{-7} n_{kp} n_e$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$9,7 \cdot 10^{-8}$
	C_{3dip}	$4,6 \cdot 10^5 n_{3d}$	$5,2 \cdot 10^{-8}$	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-8}$	R_{ip5s}	$6,7 \cdot 10^{-10} n_{kp} n_e$	$7,9 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$3,3 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$
Уровень Δd	C_{5slp}	$4,8 \cdot 10^{-8} n_{5s} n_e$					R_{ip5s}	$1,2 \cdot 10^3 n_{kp}$				
							C_{ip4s}	$2,3 \cdot 10^{-7} n_{kp} n_e$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-7}$	$4,8 \cdot 10^{-7}$
Уровень Δd	$R_{\text{cool d}}$	$1,3 \cdot 10^{-12} n^{++} n_e$	$1,4 \cdot 10^{-12}$	$7,9 \cdot 10^{-13}$	$6,4 \cdot 10^{-13}$	$3,0 \cdot 10^{-13}$	R_{3doo}	$0,655 n_{3d}$				
	C_{is3d}	$3,4 \cdot 10^{-9} n_{4s} n_e$	$5,7 \cdot 10^{-9}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	C_{3doo}	$3,7 \cdot 10^{-15} n_{3d} n_e$	$8,4 \cdot 10^{-12}$	$5,2 \cdot 10^{-11}$	$4,7 \cdot 10^{-10}$	$2,6 \cdot 10^{-9}$
	R_{ip3d}	$1,3 \cdot 10^7 n_{kp}$					C_{3d4s}	$4,0 \cdot 10^{-9} n_{3d} n_e$	$7,2 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$6,5 \cdot 10^{-9}$	$4,9 \cdot 10^{-8}$
	C_{ip3d}	$2,2 \cdot 10^7 n_{kp} n_e$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$9,7 \cdot 10^{-8}$	R_{3d4p}	$1,3 \cdot 10^7 n_{3d}$				
Уровень Δs							C_{3d4p}	$4,8 \cdot 10^{-8} n_{3d} n_e$	$9,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-7}$
	$R_{\text{cool s}}$	$1,4 \cdot 10^{-15} n^{++} n_e$	$1,0 \cdot 10^{-15}$	$8,2 \cdot 10^{-16}$	$7,1 \cdot 10^{-16}$	$4,5 \cdot 10^{-16}$	R_{5sco}	$0,24 n_{5s}$				
	C_{ip5s}	$6,7 \cdot 10^{-10} n_{4p} n_e$	$2,4 \cdot 10^{-9}$	$7,9 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-8}$	C_{5sco}	$1,8 \cdot 10^{-11} n_{5s} n_e$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$
	R_{ip5s}	$1,2 \cdot 10^3 n_{4p}$					R_{5slp}	$1,3 \cdot 10^8 n_{5s}$				
Континuum	C_{5sls}	$1,7 \cdot 10^{-13} n_{4p} n_e$	$1,7 \cdot 10^{-12}$	$2,4 \cdot 10^{-11}$	$9,9 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	C_{5slp}	$4,8 \cdot 10^{-8} n_{5s} n_e$	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$5,1 \cdot 10^{-8}$	$4,6 \cdot 10^{-8}$	$4,4 \cdot 10^{-8}$
	R_{4sco}	$2,9 \cdot 10^{-4} n_{4s}$					$R_{\text{cool s}}$	$1,4 \cdot 10^{-15} n^{++} n_e$	$8,2 \cdot 10^{-16}$	$7,1 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-16}$	$4,5 \cdot 10^{-16}$
	R_{3dco}	$0,655 n_{3d}$					$R_{\text{cool p}}$	$2,0 \cdot 10^{-13} n^{++} n_e$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-13}$	$7,4 \cdot 10^{-14}$	$4,9 \cdot 10^{-14}$
	R_{ipco}	$1,9 n_{kp}$					$R_{\text{cool d}}$	$1,3 \cdot 10^{-12} n^{++} n_e$	$1,1 \cdot 10^{-12}$	$6,4 \cdot 10^{-13}$	$4,5 \cdot 10^{-13}$	$3,0 \cdot 10^{-13}$
	R_{5sco}	$0,24 n_{5s}$					$R_{\text{cool s}}$	$3,4 \cdot 10^{-15} n^{++} n_e$	$3,0 \cdot 10^{-15}$	$2,1 \cdot 10^{-15}$	$1,7 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$
	C_{4sco}	$2,6 \cdot 10^{-16} n_{4s} n_e$	$8,5 \cdot 10^{-15}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$						
	C_{3dco}	$3,7 \cdot 10^{-15} n_{3d} n_e$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$8,4 \cdot 10^{-12}$	$5,2 \cdot 10^{-11}$	$4,7 \cdot 10^{-10}$						
	C_{4pco}	$2,9 \cdot 10^{-14} n_{4d} n_e$	$5,9 \cdot 10^{-13}$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$						
	C_{5sco}	$1,8 \cdot 10^{-11} n_{5s} n_e$	$2,4 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$	$3,6 \cdot 10^{-9}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$						

внутри вспышки и атом снова перейдет в состояние $4p$. В соответствии с этим в уравнениях стационарности число спонтанных переходов $4s - 4p$ приравнивается к числу переходов $4s - 4p$ под действием излучения. В таком случае оба эти члена, стоящие в разных частях уравнения, сокращаются и основным процессом, приводящим к опустошению уровня $4p$, становятся тушащие столкновения.

Для переходов в континуум оптическая толща вспышки не велика. Однако для фотоионизации с основного уровня большую роль, чем излучение Солнца, может играть излучение водорода во вспышке за пределом лаймановской серии. Считая плотность излучения во вспышке за пределом серии Лаймана равновесной с температурой, равной T_e , мы можем оценить верхнюю границу числа процессов фотоионизации. Эта величина, однако, оказывается меньшей, чем ионизация электронным ударом.

В табл. 4 приведены числа процессов за 1 сек, рассчитанные на 1 атом в исходном состоянии и на $n_e = 1$ для ряда значений T_e , приводящие к заполнению (левая часть таблицы) и опустошению уровней (правая часть).

В табл. 5 даны (по отношению к числу атомов в состоянии $4s$) населенности уровней для $\tau_{H \text{ и } K} < 1$ и $\tau_{H \text{ и } K} \gg 1$. Так как оптическая толща вспышки в H- и K- линиях очень велика, в дальнейшем будет рассматриваться только случай $\tau_{H \text{ и } K} \gg 1$.

Для удобства рассмотрения составлена табл. 6, содержащая n_k/n_i для каждой линии при $\tau_{H \text{ и } K} \gg 1$ (индексы k и i обозначают верхние и нижние состояния соответственно). Для H- и K-линий n_{4p}/n_{4s} уже приводилось в табл. 5. Величина n_k/n_i пропорциональна функции источника p_λ [14]. Очевидно, что если линия видна в излучении на диске Солнца, то $p_{\lambda \text{ исп}} > p_{\lambda \text{ фотосф}}$ и, следовательно, $(n_k/n_i)_{\text{всп}} > (n_k/n_i)_{\text{фотосф}}$. Величина $(n_k/n_i)_{\text{фотосф}}$ вычислена по формуле Больцмана, причем было принято $T_{\text{фотосф}} = 6000^\circ$ и ослабление интенсивности в центре соответствующих линий поглощения учитывалось умножением на множитель, равный r_v .

Получились значения: $\frac{n_{4p}}{n_{4s}} = 5,8 \cdot 10^{-4}$; $\frac{n_{4p}}{n_{3d}} = 7,7 \cdot 10^{-3}$ и $\frac{n_{5s}}{n_{4p}} = 2,7 \cdot 10^{-5}$.

Сравнивая эти величины с величинами, приведенными в табл. 6, мы можем заключить, что H- и K-линии могут появляться в эмиссии в случае оптически толстого слоя практически при всех рассматриваемых значениях n_e и T_e , что, как известно, и наблюдается в действительности. Инфракрасные линии также должны наблюдаться в эмиссии при всех n_e и T_e . Наблюдения показывают, что эти линии действительно сильны во флоккулах.

Для ультрафиолетовых линий $\lambda\lambda 3706$ и 3737 условие $n_{5s}/n_{4p} > (n_{5s}/n_{4p})_{\text{фотосф}}$ выполняется только при $n_e = 2 \cdot 10^{13}$ и при $T_e > 1,5 \cdot 10^4$.

Рассмотрим теперь второе условие, необходимое для появления линий наблюдаемой интенсивности — достаточное число атомов на лучезрении. В табл. 7 приведены абсолютные населенности уровней, вычисленные в предположении «солнечного» содержания кальция по отношению к водороду [16] и полной ионизации кальция. При этом принималось $n_H = n_e$. Число атомов на луче зрения, полученное из наблюдений эквивалентных ширины линий в нескольких вспышках ($W \approx 0,15 \text{ \AA}$) равно

$$N_{5s} = \frac{WI_{\odot} \cdot 4\pi}{A_{ik} h\nu} = 1,2 \cdot 10^{10}.$$

Теоретически вычисленное число атомов в состоянии $5s$ согласно

Таблица 5

	n_e	T_e					
		$\tau_{H \text{ и } K} < 1$					
		$8 \cdot 10^3$	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
$\frac{n_{4p}}{n_{4s}}$	10^{11}	$3,5 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$5,4 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-4}$
	10^{12}	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$
$\frac{n_{3d}}{n_{4s}}$	10^{11}	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$
	10^{12}	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2,3 \cdot 10^{-1}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$9,4 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$4,4 \cdot 10^{-1}$
$\frac{n_{5s}}{n_{4s}}$	10^{11}	$3,6 \cdot 10^{-9}$	$5,3 \cdot 10^{-9}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$9,2 \cdot 10^{-8}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$9,9 \cdot 10^{-7}$
	10^{12}	$7,2 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$8,6 \cdot 10^{-7}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$6,3 \cdot 10^{-5}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$6,8 \cdot 10^{-4}$
$\frac{n^{++}}{n_{4s}}$	10^{11}	0,13	0,17	0,17	0,17	0,33	0,38
	10^{12}	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	1,96	24,2	$4,18 \cdot 10^2$	$5,1 \cdot 10^3$
	$2 \cdot 10^{13}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	11,8	27,8	$6,4 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^3$

Таблица 5 (окончание)

	n_e	T_e					
		$\tau_{H \text{ и } K} \geq 1$					
		$8 \cdot 10^3$	10^4	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
$\frac{n_{4p}}{n_{4s}}$	10^{11}	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$
	10^{12}	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-1}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$5,6 \cdot 10^{-1}$	$6,9 \cdot 10^{-1}$
$\frac{n_{3d}}{n_{4s}}$	10^{11}	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$5,8 \cdot 10^{-1}$	1,68	4,55	6,45	$1,5 \cdot 10^1$
	10^{12}	7,0	1,40	4,78	10,2	12,1	18,7
	$2 \cdot 10^{13}$	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$4,3 \cdot 10^{-1}$	1,15	1,51	2,30	3,61
$\frac{n_{5s}}{n_{4s}}$	10^{11}	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$8,3 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$3,4 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$
	10^{12}	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$6,4 \cdot 10^{-7}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$
$\frac{n^{++}}{n_{4s}}$	10^{11}	0,68	3,12	29,3	$3,87 \cdot 10^2$	$6,35 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^5$
	10^{12}	0,32	0,89	51,2	$7,9 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$
	$2 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$	17,0	$1,9 \cdot 10^2$	$3,6 \cdot 10^3$	$4,9 \cdot 10^4$

табл. 7, при $T_e = 2,0 \cdot 10^4$, $n_e = 2,0 \cdot 10^{13}$ и $l = 10^8$ равно $N_{5s} = 10^{11}$, а при $T_e = 3 \cdot 10^4$ $N_{5s} = 2 \cdot 10^{10}$.

Таким образом, наиболее благоприятные условия для появления линий $\lambda\lambda$ 3706 и 3737 Å во вспышках соответствуют $T_e \approx 3,0 \cdot 10^4$ и $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$. Тот факт, что согласие теории с наблюдениями получается при T_e более высокой, чем определяемой по другим линиям, может быть связано с неточностью эффективных сечений возбуждения, которые для уровня 5s сказываются больше всего. Так, при расчетах с сечениями, взятыми по [14], вычисленное N_{5s} ближе всего к наблюдаемому при $T_e = 1,5 \cdot 10^4$ и $n_e = 2 \cdot 10^{13}$, но и в этом случае оно остается в 20 раз меньше наблюдаемого.

Таблица 6

	n_e	T_e					
		$8 \cdot 10^4$	10^5	$1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
$\frac{n_{4p}}{n_{3d}}$	10^{11}	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
	10^{12}	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$7,7 \cdot 10^{-2}$	0,40	0,15	0,18	0,24	0,49
$\frac{n_{5s}}{n_{4p}}$	10^{11}	$9,9 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$5,9 \cdot 10^{-5}$
	10^{12}	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$7,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$8,8 \cdot 10^{-3}$

Таблица 7

	n_e	T_e					
		$8 \cdot 10^4$	10^5	$1,5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$
n_{4p}	10^{11}	$4,6 \cdot 10^3$	$2,6 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^2$	19,6	2,4
	10^{12}	$4,2 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	$2,6 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^2$	$3,9 \cdot 10^1$
	$2 \cdot 10^{13}$	$5,4 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^3$
n_{3d}	10^{11}	$1,2 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$	$7,8 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^2$
	10^{12}	$7,4 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^3$
	$2 \cdot 10^{13}$	$7,1 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^6$	$1,8 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^4$
n_{5s}	10^{11}	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$7,4 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$
	10^{12}	4,76	4,72	1,85	0,57	$8,8 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$
	$2 \cdot 10^{13}$	$6,2 \cdot 10^2$	$3,9 \cdot 10^3$	$3,4 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^1$
n_{4s}	10^{11}	$8,2 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^2$	11,5
	10^{12}	$1,1 \cdot 10^7$	$7,4 \cdot 10^6$	$2,7 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^3$	95
	$2 \cdot 10^{13}$	$2,8 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^6$	$7,7 \cdot 10^4$	$5,6 \cdot 10^3$

N_{4p} , определенное из наблюдений по крыльям Н- и К-линий [15], равно 10^{14} . Это хорошо согласуется с вычисленным N_{4p} (при $l = 10^8$), приведенном в табл. 7 для $T_e = 1,5 \cdot 10^4$ и $n_e = 2 \cdot 10^{13}$. N_{4p} , определенное из наблюдаемых интенсивностей инфракрасных линий при предположении, что вспышка прозрачна в этих линиях, равно: $N_{4p} = \frac{WI_{\odot} \cdot 4\pi}{A_{ik} h\nu} = 4,7 \cdot 10^{12}$, что значительно меньше вычисленного и определенного по Н и К. Такое расхождение можно объяснить большой оптической толщиной вспышки в инфракрасных линиях, а, кроме того, некоторым различием чисел атомов для разных вспышек.

Из рассмотрения табл. 7 следует, что при увеличении T_e населенность уровня $4p$ уменьшается вследствие ионизации Са II, однако и при меньших температурах условия для появления Н- и К-линий и инфракрасных линий остаются благоприятными, и, действительно, эти линии хорошо светятся в слабых вспышках.

Во флоккулах наши измерения дают величину $W = 0,15 \text{ \AA}$, откуда $N_{4p \text{ флок}} = 1,1 \cdot 10^{12}$. Вычисленное значение N_{4p} , близкое к наблюдаемому, получается при n_e и T_e , меняющихся в довольно широких пределах, но близких к тому, что имеет место во флоккулах — $n_e = 10^{11}$ и $T_e = 8 \cdot 10^3$.

Таким образом, можно заключить, что появление линий Ca II в спектре вспышки требует температуры $T_e = 1,5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^4$.

В области оптической эмиссии вспышки, как показывает свечение водорода, гелия, натрия и ионизованного кальция, плотность достигает величины 10^{13} см^{-3} и больше, что значительно выше плотности хромосферы на высоте образования вспышки (нередко около 10^4 км над поверхностью Солнца).

Свечение натрия и ионизованного кальция, таким образом, следует приписать самой вспышке, а не окружающей вспышку хромосфере.

Рассмотрение табл. 2 и 6 приводит еще к одному интересному выводу. Величина n_k/n_i растет с увеличением T_e , но уменьшается с уменьшением электронной концентрации. Кроме того, из табл. 5 видно, что уменьшение $\tau_{H\&K}$ также может приводить к уменьшению n_k/n_i . Если в реальной атмосфере два последних фактора действуют сильнее, чем первый, то это должно привести к образованию абсорбционной компоненты на фоне линии излучения, т. е. K_3 -линии на фоне эмиссионной K_2 -линии. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в другой работе.

25 декабря 1961 г.!

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., 38, 1, 1960.
2. B. Valniček, V. Letfus, M. Blaha, Z. Švestka, Z. Seidl. B. A. C., 10, 149, 1959; Z. Švestka. B. A. C., 11, 1960.
3. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 41, 1961.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 72, 1958.
5. В. В. Соболев. Изв. ГАО, 158, 3, 1958.
6. Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 140, 1962.
7. R. G. Athey, H. R. Johnson. Astrophys. J., 131, 413, 1960.
8. Christoph. Ann. d'Phys., 23, 51, 1935.
9. A. Salmona, M. J. Seaton. Proc. Phys. Soc., 77, N 495, Pt 3, 617, 1961.
10. H. van Regimorter. M. N., 121, N 2, 1960.
11. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
12. Е. Шихуэй. Спектрофотометрическое исследование протуберанцев. Диссертация.
13. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обс., 11, 155, 1954.
14. А. А. Никитин. Ученые записки ЛГУ. Серия матем. наук, № 190, в. 29, 1957.
15. Т. В. Казачевская. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 80, 1958.
16. А. Уизольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, стр. 374.
17. Г. Месси и Е. Бархон. Электронные и ионные столкновения, ИЛ, 1958.

СДВИГИ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ,
СВЯЗАННЫЕ С ЯВЛЕНИЕМ «УСОВ»

А. Н. Коваль

Изучались сдвиги линий поглощения, сопровождающие «усы». Обнаружено, что сдвиги линий металлов и водорода указывают на движения, при которых скорость не остается постоянной, а увеличивается с высотой в атмосфере Солнца.

ABSORPTION LINE SHIFTS CONNECTED WITH THE «MOUSTACHE» PHENOMENON, by A. N. Koval.— The absorption line shifts, accompanying «moustaches», have been studied. It is found that the shifts of metallic and hydrogen lines indicate motions with velocities which increase with height in the solar atmosphere.

Явление «усов», как было отмечено в [1, 2], очень часто сопровождается сдвигами фраунгоферовых линий в синюю сторону.

В 1959 г. на Башенном солнечном телескопе было получено большое количество спектрограмм «усов», снятых с эшелле. Спектрограф с эшелле [3] позволяет одновременно получать спектр «усов» в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 3200—6700 Å. Дисперсия спектрографа меняется от 1,1 Å/мм в красной части до 0,5 Å/мм в синей части спектра.

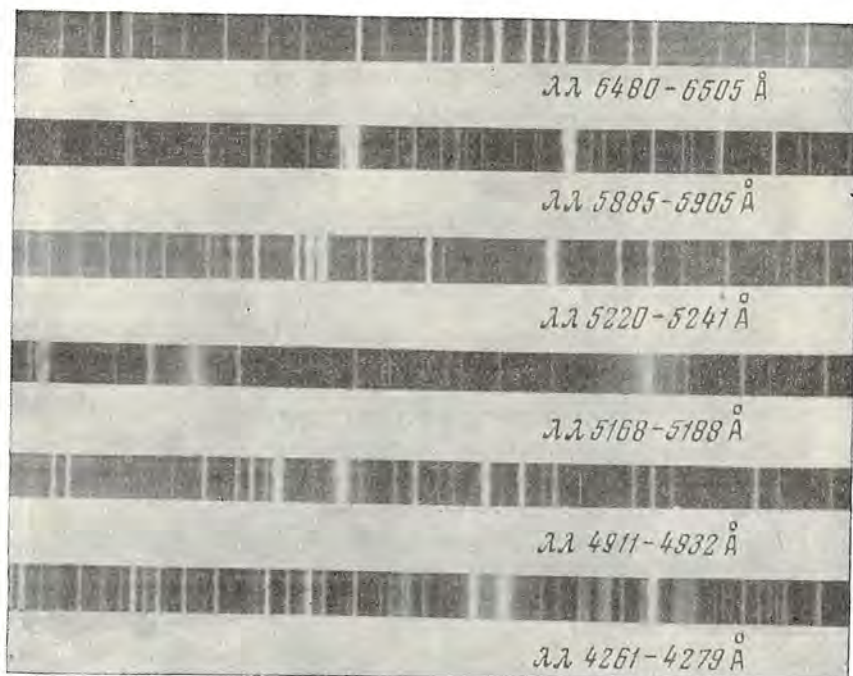
Было обращено внимание на то, что изгибы у одних линий выражены резче, чем у других, и было высказано предположение, что это связано с глубиной образования линий [2].

Для исследования связи величины сдвига с глубиной образования линий были выбраны спектрограммы «усов» 29.VII 1959 г., полученные с эшелле при очень хороших изображениях (фиг. 1). Спектры «усов» в линиях водорода были исследованы в [2].

Все абсорбционные линии показывают сдвиг в синюю сторону; у некоторых линий, как, например, у линий натрия D_1 и D_2 , наряду с изгибом линии наблюдается небольшой абсорбционный выброс в синюю сторону. Ширина изгибов линий перпендикулярно дисперсии на пластинке около 0,4 мм, что составляет около $10''$.

Для выяснения характера сдвигов были сделаны фотометрические разрезы нескольких линий разной интенсивности в «невозмущенном» месте и в месте изгиба. Полученные контуры линий показывают, что линии в месте изгиба расширены и смещены в целом в синюю сторону (фиг. 2).

Для измерений сдвигов были выбраны линии Fe и Fe^+ с роуландовскими интенсивностями от 2 до 15 в участке длин волн $\lambda\lambda$ 6550—3900 Å. Измерения проводились при помощи микроскопа МИР-12. Нить микроскопа наводилась поочередно на центр линии в «невозмущенном» месте и на центр линии в месте сдвига. Для ряда линий величины сдвигов, полученные путем измерений на МИР-12, сравнивались со сдвигами, полученными при фотометрических разрезах линий на регистрирующем



Фиг. 1. Сдвиги линий поглощения в спектре «усов» 29. VII 1959 г.

микрофотометре МФ-4. Различие в величине сдвига, определенного этими двумя способами, выраженное в скорости, достигает 200—300 м/сек, порядка случайных сдвигов, связанных с турбулентностью в спектрографе.

Для установления зависимости между величиной сдвига и глубиной образования линий нужно знать, на какой глубине образуются отдельные фраунгоферовы линии. В нашей работе мы пользовались средней оптической глубиной образования линии [4]. Если эквивалентную ширину линии записать в виде

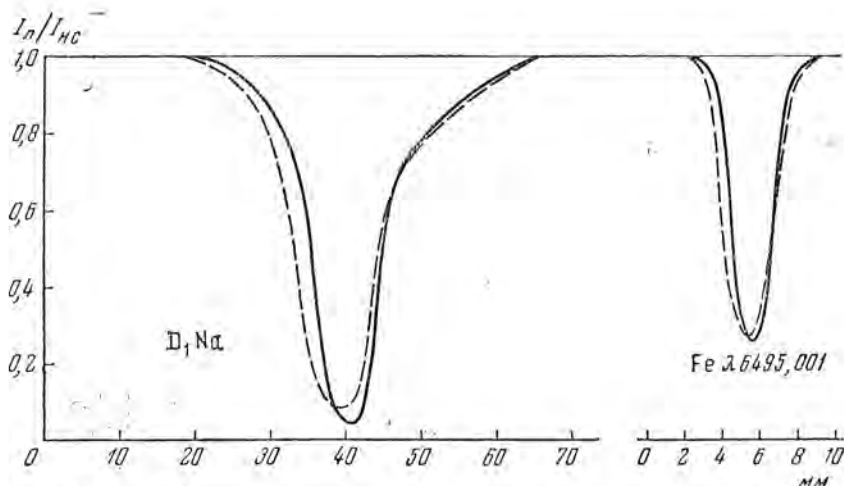
$$W = \int_0^{\infty} I d\bar{\tau},$$

то средняя оптическая глубина образования линии $\bar{\tau}$ находится из соотношения

$$\int_0^{\bar{\tau}} I d\bar{\tau} = \int_{\bar{\tau}}^{\infty} I d\bar{\tau}.$$

Средняя глубина, на которой образуется линия, сильно зависит от потенциалов возбуждения и ионизации. В [4] произведены вычисления средней глубины образования линий для нескольких длин волн и нескольких значений χ_r и $\chi_{r,s}$, где χ_r — потенциал ионизации основного уровня, $\chi_{r,s}$ — потенциал возбуждения нижнего уровня. Результаты вычислений даны в виде графиков, которыми мы пользовались для определения средней оптической глубины образования линий (фиг. 3). Значения χ_r , $\chi_{r,s}$ и $\chi_{r+1,s}$ для выбранных линий брались из [5].

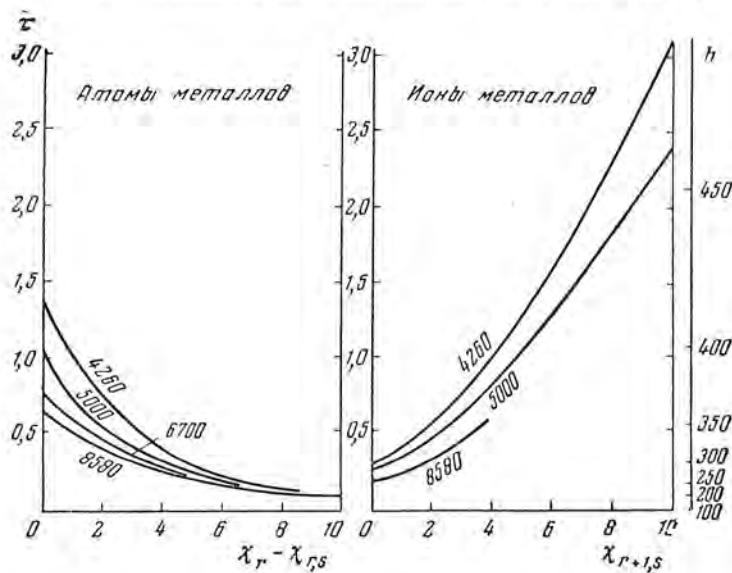
Результаты измерений представлены на фиг. 4. Затем были взяты средние значения скорости на данной оптической глубине и проведена кривая изменения скорости с глубиной (фиг. 5).



Фиг. 2. Фотометрические разрезы линий $D_1 \text{ Na}$ и $\text{Fe } \lambda 6495,001 \text{ \AA}$
Сплошная линия — невозмущенный контур, штриховая — контур в месте изгиба

Мы видим, что скорость на разных глубинах не остается постоянной и при переходе от $\bar{\tau} = 0,70$ до $\bar{\tau} = 0,15$ увеличивается почти в 3 раза.

Полученные нами величины скоростей относятся к картинной плоскости. «Усы» наблюдались на расстоянии $\rho = 0,85$. Если наблюдаемые

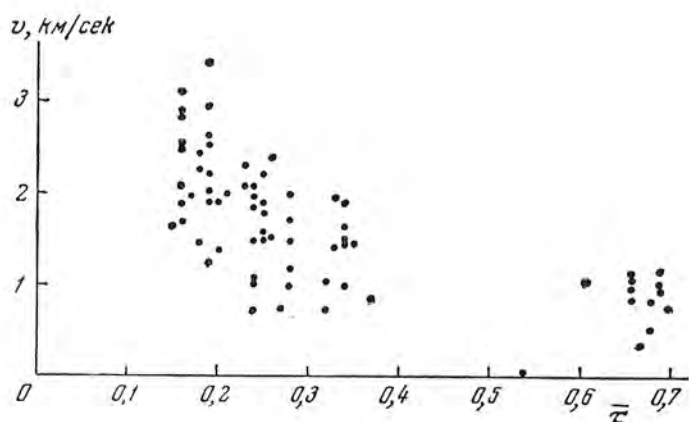


Фиг. 3. Зависимость $\bar{\tau}$ от факторов возбуждения для атомов и ионов металлов

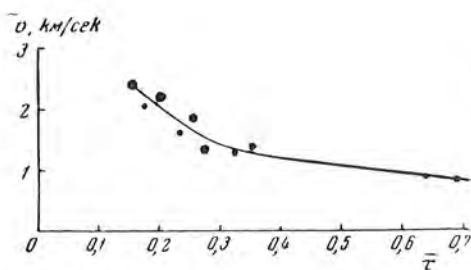
в картинной плоскости движения происходили в действительности вдоль радиуса, то величины радиальных скоростей соответственно в 2 раза больше.

Интересно заменить оптическую толщину $\bar{\tau}$ геометрической толщиной h . Зависимость между $\bar{\tau}$ и h дана в [4]. Из фиг. 6 мы видим, что выбранные нами линии образуются на глубинах от 230 до 370 км.

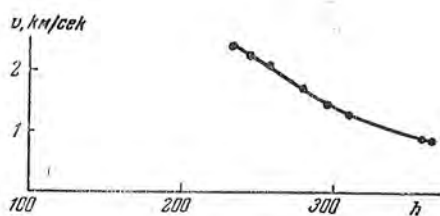
Линии поглощения водорода и кальция Ca^+ показывают также изгиб в синюю сторону. Ядра этих линий образуются высоко в хромосфере,



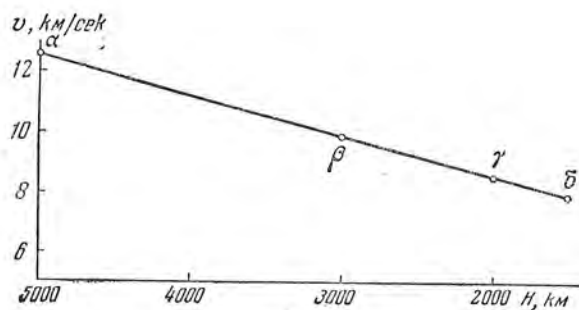
Фиг. 4. Измеренная зависимость скорости от средней глубины образования линий



Фиг. 5. Изменение скорости с глубиной (по средним значениям скоростей, взятых из фиг. 4)



Фиг. 6. Изменение скорости с геометрической толщиной h



Фиг. 7. Изменение скорости с высотой по линиям водорода

эффективные высоты их определены в [6], поэтому интересно сравнить изменение скорости с высотой, полученное по линиям металлов и по водородным линиям. Из фиг. 7 видно, что линии водорода также указывают на рост скорости с высотой.

Таким образом, сдвиги линий поглощения, сопровождающие явление «усов», указывают на движения, при которых скорости не остаются постоянными, а увеличиваются с высотой в атмосфере Солнца. Выяснение характера этих движений требует дальнейшего изучения.

Особый интерес представляют связанные с «усами» сдвиги линий в красную сторону, которые встречаются значительно реже, чем сдвиги в синюю сторону. Изучение связи между сдвигами линий в синюю и красную сторону, изменение скорости с глубиной в зависимости от положения на диске Солнца будет предметом дальнейшей работы.

В заключение приношу благодарность А. Б. Северному за руководство и внимание к данной работе.

19 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., **17**, 129, 1957.
2. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., **26**, 3, 1961.
3. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астрон. ж., **37**, № 1, 1960.
4. M. Minnaert. Bull. Astron. Inst. Netherl., **10**, 399, 1948.
5. Ch. Moore. Multiplet tables, Contris Princeton Univ., N 20, 1945.
6. C. de Jager. Bull. Astron. Inst. Netherl., **13**, 133, 1957.

РАЗМЕРЫ И ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
ХРОМОСФЕРЫ В ЛИНИИ H_{α} В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Т. Т. Цап

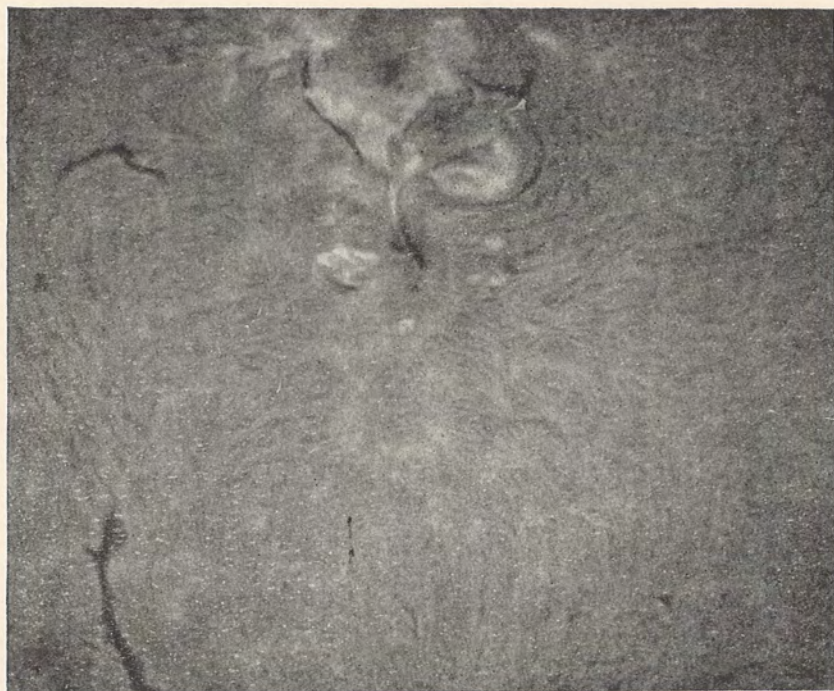
Исследуются размеры и движение элементов тонкой структуры хромосферы (волоконцев) в линии H_{α} в активной области. Установлено, что средние размеры волоконцев для областей, наблюдавшихся 23.VIII 1959 г. и 28.IV 1960 г., равны $1'',6 \times 4''$. Движение отдельных волоконцев происходит вдоль направлений, по которым они ориентированы, т. е. вдоль силовых линий магнитного поля со средней скоростью ~ 5 км/сек. Отмечено, что волокна, расположенные между двумя сильными полями, ориентированы в том же направлении, что и тонкая структура, и, по-видимому, не лежат в вершине арочной структуры магнитного поля, а направлены вдоль тороидальных магнитных полей.

THE DIMENSIONS AND MOTION OF ELEMENTS OF FINE CHROMOSPHERIC STRUCTURE IN H_{α} IN AN ACTIVE REGION, by T. T. Tsap. — The dimensions and motion of elements of fine chromospheric structure (small filaments) in H_{α} in an active region are studied. It is found that the mean dimensions of the small filaments in regions observed on August 23, 1959 and April 28, 1960 are equal to $1'',6 \times 4''$. The motion of separate small filaments is along the direction of their orientation, i. e. along lines of force of the magnetic field with a mean velocity of ~ 5 km/sec. It is noted that filaments located between two strong fields are oriented in the same direction as the fine structure and apparently do not lie in the top of the arc structure of the magnetic field but are directed along toroidal magnetic fields.

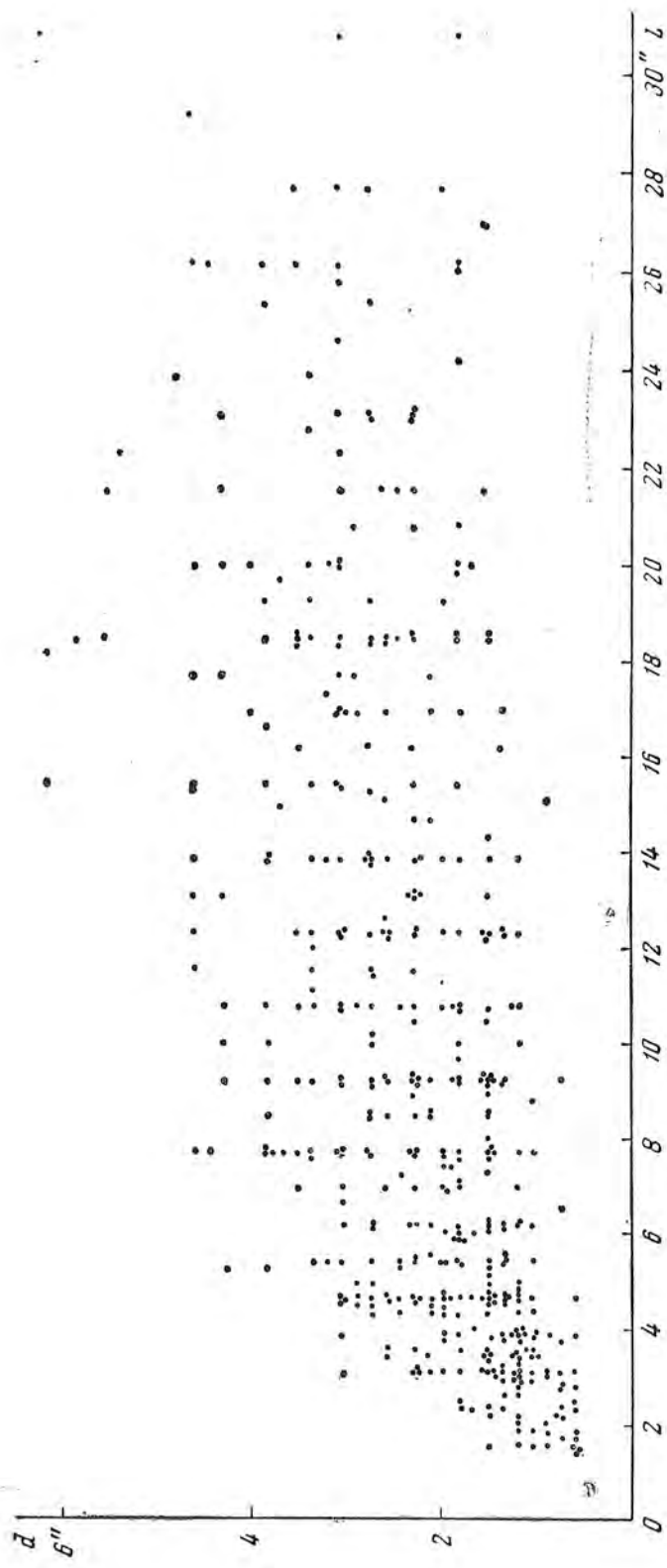
Элементы тонкой структуры хромосферы (волоконца) в свете линии H_{α} в активной области изучались в работе [1]. Материалом для этого исследования послужили снимки Солнца, полученные Лио при помощи интерференционно-поляризационного фильтра, центрированного на линию H_{α} с полосой пропускания $1,5 \text{ \AA}$. В этой работе было установлено, что средняя ширина волоконцев равна ~ 2000 км, длина $\sim 12\,500$ км, средняя продолжительность их жизни около 34 мин. Движение отдельных волоконцев происходит хаотически со средней скоростью 7 км/сек.

В 1959—1960 гг. на Башенном солнечном телескопе обсерватории [2] В. Е. Степановым было получено несколько серий спектрогелиограмм в линии H_{α} при очень хороших изображениях. В связи с этим было решено провести исследование, аналогичное [1], на новом большом материале. Спектрогелиограммы получались при диаметре изображения Солнца 110 мм и ширине второй щели спектрогелиографа, равной $0,20 \text{ \AA}$. Съемка велась обычно в утренние часы в течение одного-двух часов. Наименьший интервал между последующими спектрогелиограммами равен 10 мин.

В настоящей работе использованы спектрогелиограммы, полученные в следующие дни: 30.III 1959 г., 23.VIII 1959 г., 16.IV 1960 г., 27.IV 1960 г. и 28.IV 1960 г.



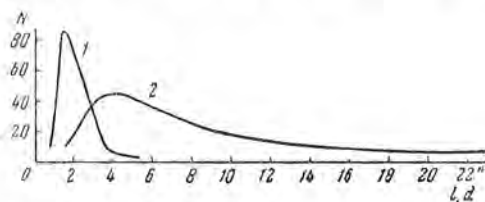
Фиг. 1. Фотография активной области в линии H_{α} .
Диаметр Солнца 33 см



Фиг. 2. Зависимость ширины волоконец d от их длины l в секундах дуги

Как известно, в центральных лучах линии H_{α} в активной области видны отдельные темные образования (волоконца), которые обычно ориентированы вдоль определенных направлений. Совокупность таких определенно ориентированных волокон образует «хромосферные потоки», которые в отдельных случаях достигают длины 300 000 км (фиг. 1), что подтверждает результаты [3—6].

Для определения среднего размера волокон была подсчитана частота их встречаемости. А так как размер каждого отдельного элемента



Фиг. 3. Зависимость частоты встречаемости волокон от их размеров в дуговых секундах для спектрогелиограммы 23.VIII 1959 г.

1 — распределение частот волокон с различными размерами по ширине; 2 — распределение частот волокон по длине

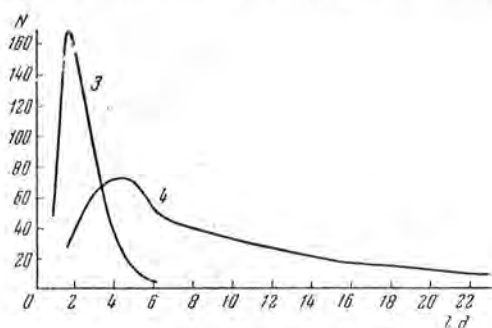
задастся его длиной и шириной, то сначала мы поставили целью выяснить зависимость между этими размерами. На фиг. 2 приведена такая зависимость между шириной и длиной отдельных волокон в активной области. По оси абсцисс отложена длина волокон в секундах дуги, а по оси ординат — их ширина в этих же единицах. Как видим из этой фигуры, для волокон с длиной $\leq 6''$, по-видимому, наблюдается слабая зависимость между ростом ширины и длины волокон. Для волокон с длиной больше $6''$ такой зависимости на фиг. 2 не видно. Это говорит об ограничении роста элементов в направлении, перпендикулярном их ориентации, в период формирования элементов. Эти ограничения наиболее сильно выражены, когда длина волокон достигает $6''$.

Так как не существует однозначной зависимости между длиной и шириной волокон, то было решено построить частотную зависимость отдельно для длины и ширины волокон. Кривая 1 фиг. 3 дает распределение частот элементов с различными размерами по ширине, а кривая 2 представляет распределение частот в зависимости от длины для спектрогелиограммы 23.VIII 1959 г. Такие же частотные распределения дают кривые 3 и 4 фиг. 4 для спектрогелиограммы 28.IV 1960 г. Сравнение кривых 1 с 3 и 2 с 4 показывает, что они в общем довольно похожи одна на другую. Это указывает на то, что процесс образования элементов в рассмотренных областях примерно одинаков. Как видно из фиг. 3 и 4, наибольшая частота встречаемости волокон приходится на ширину $1'',6$ и длину $4''$.

Средние ширины и длины волокон по определениям [1, 3—5] были соответственно равны $2''$ и $18\text{--}27''$. Как видим из сравнения с нашими результатами, средняя длина хромосферных волокон у нас значительно меньше, в то время как средняя ширина их близка к определениям [1, 3—5]. Возможно, что это связано как с периодом развития активной области так и с тем, что тонкая структура в разных активных областях может быть также несколько различной. Однако для выяснения этого вопроса нужны дополнительные исследования.

Сравнение спектрогелиограмм, снятых с интервалом в 10 мин., показало, что наиболее мелкие волоконца с длиной $< 4''$, обычно нельзя отождествить, т. е. они существуют меньше 10 мин. Крупные волоконца могут сохраняться в течение 1 часа и больше. По-видимому, существует зависимость между величиной элемента и его временем жизни, т. е. чем больше размеры элементов, тем они дольше живут.

Многими авторами [3—5] высказывалась мысль, что ориентация волоконца определяется действием сил магнитного поля. В [6] было проведено прямое сопоставление элементов тонкой структуры хромосферы в линии H_{α} с картами продольных магнитных полей. В результате было установлено, что волоконца ориентированы вдоль силовых линий



Фиг. 4. Зависимость частоты встречаемости волоконца от их размеров в секундах дуги для спектрогелиограммы 28.IV 1960 г.

3 — распределение частот волоконца с различными размерами по ширине; 4 — распределение частот волоконца с различными размерами по длине

магнитного поля и хромосферные потоки, образованные волокнами, связывают области с различной полярностью. В [6, 7] также отмечалось, что большие волокна, лежащие на границе раздела двух близких магнитных центров различной полярности, лежат в вершине арочной структуры магнитного поля. Однако, как видно на наших спектрогелиограммах, волокна, расположенные между двумя близкими магнитными центрами, ориентированы в том же направлении, что и тонкая структура. По-видимому, это указывает на то, что упомянутые волокна не лежат в вершине арочной структуры, а ориентированы вдоль торoidalного поля [8].

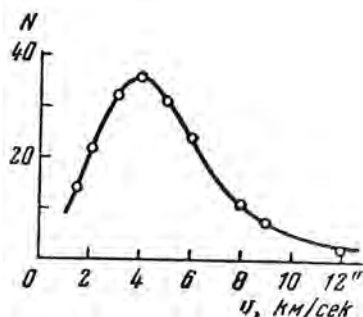
Учитывая результаты, полученные в [6], весьма важно определить направление движения и величину скорости отдельных волоконца. Для этого проводилась зарисовка как волоконца, так и пятен при 10-кратном увеличении спектрогелиограмм. Чтобы повысить точность, один и тот же снимок зарисовывался несколько раз. После усреднения такие рисунки, полученные для спектрогелиограмм, снятых с интервалом в 10 мин., совмещались наилучшим образом, причем основными ориентирами были солнечные пятна. Из сопоставления зарисовок, сделанных для спектрогелиограмм, снятых в разные моменты времени, видно, что движение волоконца происходит вдоль направления их ориентации, а следовательно, — в направлении силовых линий магнитного поля. Это движение может происходить как в одном, так и в противоположном направлении вдоль линий сил.

Измерение перемещений волоконца позволило вычислить скорости их движения. На фиг. 5 приведено распределение скоростей отдельных волоконца (сплошная кривая). По оси абсцисс отложены величины скорости волоконца, а по оси ординат — их число N . Для выяснения характера этого

распределения была проведена его аппроксимация при помощи распределения Пирсона (тип 3) [9]

$$dN = N c v^p e^{-\gamma v} dv. \quad (1)$$

Наилучшее согласие наблюдаемой кривой с вычисленной по формуле (1) (кружки на фиг. 5) получается при $P = 3,05$ и $\gamma = 0,81$. Используя



Фиг. 5. Распределение волокон по скоростям

Сплошная кривая — наблюдаемое распределение; кружки — вычисленное распределение

эти величины, вычислим среднюю скорость и среднюю квадратичную скорость волокон. Легко видеть, что

$$v = \frac{\int_0^{\infty} v^{P+1} e^{-\gamma v} dv}{\int_0^{\infty} v^P e^{-\gamma v} dv} = \frac{1}{\gamma} (P+1) \approx 5 \text{ км/сек}, \quad (2)$$

$$\bar{v}^2 = \frac{\int_0^{\infty} v^{P+2} e^{-\gamma v} dv}{\int_0^{\infty} v^P e^{-\gamma v} dv} = \frac{1}{\gamma^2} (P+2)(P+1) \approx 31 \text{ км}^2/\text{сек}^2. \quad (3)$$

Таким образом, средняя скорость волокон равна 5 км/сек и средняя квадратичная скорость близка к 6 км/сек.

Используя известное соотношение между магнитной и кинетической энергиями, можно оценить величину магнитного поля, необходимого для ориентации такого движения вдоль поля:

$$\frac{H^2}{8\pi} > \frac{\rho v^2}{2}. \quad (4)$$

Если принять $\rho = 1,7 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^3$, то напряженность магнитного поля, необходимая для ориентации движения волокон вдоль поля, должна быть больше 2,3 эс.

В заключение приношу глубокую благодарность В. Е. Степанову за ценные указания при выполнении работы.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. L. Lippincott. C. r. Acad. sci., 240, N 6, 593, 1955.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 15, 31, 1955.
3. G. E. Hale. Astrophys. J., 71, 73, 1930.
4. D'Azambuja. Ann. Observ. Paris — Meudon, 8, 11, 1930.
5. К. О. Кипенхойер. Солнечная активность (Солнце), под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957.
6. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 52, 1958.
7. H. W. Babcock, H. D. Babcock. Astrophys. J., 121, 349, 1955.
8. В. Е. Степанов и С. И. Гопасюк. Наст. том, стр. 194.
9. Е. Е. Слущкий. Теория корреляции и элементы учения о кривых распределения, 1912, стр. 50.

КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ В СВЕТЕ
СО ВЗАИМНО-ОРТОГОНАЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ
С УЧЕТОМ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ
ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. Е. Степанов

Дается выражение для эффективного коэффициента поглощения в свете со взаимно-ортогональной поляризацией с учетом аномальной дисперсии. Показывается, что эффект аномальной дисперсии приводит к уменьшению различия между двумя коэффициентами поглощения, полученными для состояний со взаимно-ортогональной поляризацией. Оценивается влияние аномальной дисперсии на величину сигналов при записях поперечных и продольных полей для оптически тонкой линии. Показывается, что при фотоэлектрической регистрации магнитных полей использование узких щелей фотометра магнитографа вблизи центра линии может привести к значительной ошибке при полях $H \approx 1800$ гс и углах наклона $\gamma \approx 20 \div 40^\circ$. При $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$ для всего интервала H и при $H < 700$ гс для $0 \leq \gamma \leq 90^\circ$ ошибка, вызванная учетом аномальной дисперсии, столь мала, что не имеет практического значения.

THE ATOMIC ABSORPTION COEFFICIENT OF LIGHT WITH MUTUALLY PERPENDICULAR POLARIZATION, TAKING INTO ACCOUNT ANOMALOUS DISPERSION IN THE PRESENCE OF A MAGNETIC FIELD, by V. E. Stepanov. — An expression is given for the effective absorption coefficient of light with mutually-perpendicular polarization taking into account anomalous dispersion. It is shown that the anomalous dispersion effect leads to a decrease in the difference between the two absorption coefficients obtained for states with mutually-perpendicular polarization. The influence is estimated of anomalous dispersion on the magnitudes of the signals in recordings of transverse and longitudinal fields for an optically thin line. It is shown that in photoelectric recordings of magnetic fields, the utilization of narrow slits of the magnetograph photometer near the center of the line can lead to considerable errors at fields with $H \approx 1800$ gauss and inclination angles $\gamma \approx 20-40^\circ$. At $\gamma \leq 0$ and $\gamma = 90^\circ$ for the whole interval of H and for $H < 700$ gauss at $0 \leq \gamma \leq 90^\circ$, the error due to the neglect of anomalous dispersion is so small, that it does not have any practical significance.

Введение

В работах [1—4], посвященных образованию линий поглощения в магнитном поле, было принято, что коэффициенты преломления не изменяются внутри подкомпонент расщепления ($n_0 = n_1 = n_2 = 1$). Таким образом, в этих работах не принимался во внимание эффект аномальной дисперсии и поэтому, естественно, коэффициенты по форме зависимости от $\Delta\lambda$, H и γ совпадали с коэффициентами излучения, записанными для состояний со взаимно-ортогональной поляризацией. В недавнее время Д. Н. Рачковским [5], использовавшим метод, развитый в [1], было получено более точное выражение для показателей поглощения и поляризации с учетом изменения n_0 , n_1 , n_2 внутри линий поглощения. Оказа-

лось, что в комплексном виде показатель поглощения может быть записан в виде

$$\begin{aligned} \frac{1 - \kappa_{i,k}^2}{n^2} + i \frac{\kappa_{ik}}{n^2} = 1 + [(\Delta n_1 + \Delta n_2) - i(\kappa_1 + \kappa_2)] - \\ - \frac{1}{2} [(2\Delta n_0 - \Delta n_1 - \Delta n_2) - i(2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)] \sin^2 \gamma \pm \\ \pm \left[\frac{1}{4} [(2\Delta n_0 - \Delta n_1 - \Delta n_2) - i(2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)]^2 \sin^4 \gamma + \right. \\ \left. + [-(\Delta n_1 - \Delta n_2) + i(\kappa_1 - \kappa_2)]^2 \cos^2 \gamma \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (1)$$

и состояние поляризации определяется выражением

$$\begin{aligned} \left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{i,k} = -i \frac{\frac{1}{2} [(2\Delta n_0 - \Delta n_1 - \Delta n_2) - i(2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)] \sin^2 \gamma}{[-(\Delta n_1 - \Delta n_2) + i(\kappa_1 - \kappa_2)] \cos \gamma} \pm \\ \pm \frac{\sqrt{\frac{1}{4} [(2\Delta n_0 - \Delta n_1 - \Delta n_2) - i(2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)]^2 \sin^4 \gamma + [-(\Delta n_1 - \Delta n_2) + i(\kappa_1 - \kappa_2)]^2 \cos^2 \gamma}}{[-(\Delta n_1 - \Delta n_2) + i(\kappa_1 - \kappa_2)] \cos \gamma}, \end{aligned} \quad (2)$$

где индексы i, k относятся к знакам плюс, минус, стоящим перед корнями; $\Delta n_{0,1,2} = n_{0,1,2} - 1$; n_0, n_1, n_2 и $\kappa_0, \kappa_1, \kappa_2$ — коэффициенты преломления и показатели поглощения для подкомпонент расщепления (n_0 и κ_0 соответствуют переходу $\Delta m = 0$). Было также показано, что поляризации с индексами k, i в (2) не являются взаимно-ортогональными. С другой стороны, если пренебречь эффектом аномальной дисперсии, то выражения (2) будут представлять взаимно-ортогональную поляризацию.

Учет аномальной дисперсии практически не сказывается на форме общего контура линии поглощения [5] и, следовательно, на эквивалентных ширинах, однако приводит к перераспределению в остаточных интенсивностях между двумя различными состояниями поляризации с индексами k, i , что может оказать влияние на интерпретацию фогоэлектрических записей сигналов от продольной и поперечных слагающих магнитного поля при использовании метода, развитого в [6]. Как было показано в [3], уравнение переноса излучения в свете со взаимно-ортогональной поляризацией обладает рядом преимуществ для однородного поля, по сравнению с уравнением переноса в параметрах Стокса [7]. В настоящей статье мы получим коэффициенты поглощения для состояний со взаимно-ортогональной поляризацией с учетом аномальной дисперсии и покажем влияние этого эффекта на интенсивность сигналов от поперечных и продольной составляющих магнитного поля при их записи при помощи магнитографа [6, 8, 9].

§ 1. Коэффициенты поглощения в состояниях со взаимно-ортогональной поляризацией

Для определения выражения для показателя поглощения произведем в (1) разделение комплексных выражений на мнимую и действительную части. Имея в виду, что мнимая величина правой части уравнения (1) определяет показатель поглощения и что $n \approx 1$, а $\kappa \ll 1$, получим

$$\kappa_{i,k} = \frac{1}{2} \left[(\kappa_1 - \kappa_2) + S_1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho + u} \right] \quad (3)$$

и для поляризации

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{i,k} = i \frac{\left(S_1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho + u} \right) + i \left(N_1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho - u} \right)}{S + iN}. \quad (4)$$

Введем обозначения:

$$S_1 = \frac{1}{2} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) \sin^2 \gamma, \quad N_1 = \frac{1}{2} (2\Delta n_0 - \Delta n_1 - \Delta n_2) \sin^2 \gamma; \quad (5)$$

$$S = (\kappa_1 - \kappa_2) \cos \gamma, \quad N = (\Delta n_1 - \Delta n_2) \cos \gamma; \quad (6)$$

$$\rho = \sqrt{u^2 + v^2}, \quad u^2 = S_1^2 + S^2 - N_1^2 - N^2, \quad \bar{v} = 2 (N_1 S_2 - N S). \quad (7)$$

Для дальнейшего упрощения выкладок обозначим

$$S_1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho + u} = a_{1,2}, \quad N_1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\rho - u} = b_{1,2} \quad (8)$$

и

$$c = S + iN, \quad (9)$$

где индексы 1, 2 относятся соответственно к знакам плюс и минус, стоящим перед корнями в левых частях выражения (8). В этих обозначениях перепишем выражение (4)

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{i,k} = i \frac{a_{1,2} + ib_{1,2}}{c}. \quad (10)$$

Представим различные поляризации (i, k) в единичных векторах в комплексно-векторной форме:

$$l_i = [c\bar{\theta}_0 + i(a_1 + ib_1)\bar{\varphi}_0] \alpha_1; \quad (11)$$

$$l_k = [c\bar{\theta}_0 + i(a_2 + ib_2)\bar{\varphi}_0] \alpha_2, \quad (12)$$

где $\bar{\theta}_0$ и $\bar{\varphi}_0$ — единичные ортогональные векторы, а α_1, α_2 — нормирующие множители:

$$\alpha_1^{-2} = c\bar{c} + a_1^2 + b_1^2, \quad (13)$$

$$\alpha_2^{-2} = c\bar{c} + a_2^2 + b_2^2. \quad (14)$$

Как известно, если не учитывать аномальную дисперсию [1, 2], то показатели поглощения имеют вид

$$\kappa'_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(\kappa_1 + \kappa_2) + \frac{1}{2} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)^2 \sin^4 \gamma + (\kappa_1 - \kappa_2)^2 \cos^2 \gamma} \right] \quad (15)$$

и плюс, минус относятся к состояниям взаимно-ортогональной поляризации, определяемым выражением

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)'_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)^2 \sin^4 \gamma + (\kappa_1 - \kappa_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(\kappa_1 - \kappa_2) \cos \gamma}, \quad (16)$$

или в обозначениях (5) и (6)

$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)' = i \frac{S_1 \pm \sqrt{S_1^2 + S^2}}{S}. \quad (17)$$

Поляризацию (17) можно представить в комплексно-векторной форме

$$\mathbf{l} = \cos \beta \bar{\theta}_0 + i \sin \beta \bar{\varphi}_0; \quad (18)$$

$$\mathbf{m} = \sin \beta \bar{\theta}_0 - i \cos \beta \bar{\varphi}_0, \quad (19)$$

и $(\mathbf{l} \cdot \mathbf{m}) = 0$ в силу ортогональности векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{m}$. $\sin \beta$ и $\cos \beta$ — определяют отношения больших и малых полуосей эллипсов поляризации:

$$\frac{\sin \beta}{\cos \beta} = \frac{S_1 + \sqrt{S_1^2 + S^2}}{S}. \quad (20)$$

Разложим показатели поглощений (3) с поляризацией (11) и (12) на показатели поглощений с поляризацией (18) и (19):

$$\kappa_i = \kappa_i (\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2 + \kappa_i (\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2; \quad (21)$$

$$\kappa_k = \kappa_k (\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2 + \kappa_k (\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2; \quad (22)$$

где $\bar{\mathbf{l}}_i$ и $\bar{\mathbf{l}}_k$ — вектора, комплексно сопряженные соответственно с $\mathbf{l}_i$ и $\mathbf{l}_k$.

Из (21) и (22) следует, что показатели поглощений с состояниями поляризации, определяемыми (18) и (19), будут следующим образом связаны с показателями поглощения κ_i и κ_k :

$$\kappa_+ = \kappa_i (\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2 + \kappa_k (\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2; \quad (23)$$

$$\kappa_- = \kappa_i (\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2 + \kappa_k (\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2. \quad (24)$$

Вычислим коэффициенты проекции $(\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2$, $(\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2$, $(\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2$ и $(\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2$, для чего используем (11), (12) и (18), (19):

$$(\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2 = \alpha_1^2 \{ c \bar{c} \cos^2 \beta + [\bar{c} (a_1 + i b_1) + c (a_1 - i b_1)] \sin \beta \cos \beta + (a_1^2 + b_1^2) \sin^2 \beta \}; \quad (25)$$

$$(\mathbf{l} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2 = \alpha_2^2 \{ c \bar{c} \cos^2 \beta + [\bar{c} (a_2 + i b_2) + c (a_2 - i b_2)] \sin \beta \cos \beta + (a_2^2 + b_2^2) \sin^2 \beta \}; \quad (26)$$

$$(\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_i)^2 = \alpha_1^2 \{ c \bar{c} \sin^2 \beta - [\bar{c} (a_1 + i b_1) + c (a_1 - i b_1)] \sin \beta \cos \beta + (a_1^2 + b_1^2) \cos^2 \beta \}; \quad (27)$$

$$(\mathbf{m} \cdot \bar{\mathbf{l}}_k)^2 = \alpha_2^2 \{ c \bar{c} \sin^2 \beta - [\bar{c} (a_2 + i b_2) + c (a_2 - i b_2)] \sin \beta \cos \beta + (a_2^2 + b_2^2) \cos^2 \beta \}. \quad (28)$$

Вычислим показатель поглощения κ_+ . Подставляя (25) и (26) в (23), получим

$$\kappa_+ = \frac{1}{2} \left[(\kappa_1 + \kappa_2) + \frac{1}{2} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) \sin^2 \gamma \right] \left[1 + Q + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} (\rho + u)} \cdot V \right], \quad (29)$$

где

$$Q = \alpha_1^2 \alpha_2^2 \left\{ \frac{B}{A} [(a_1^2 + b_1^2) (a_2^2 + b_2^2) - (c \bar{c})^2] + \sin 2\beta \left[[S a_1 + N b_1] \times \right. \right. \\ \left. \left. \times [a_2^2 + b_2^2 + c \bar{c}] + (S a_2 + N b_2) (a_1^2 + b_1^2 + c \bar{c}) \right] \right\}; \quad (30)$$

$$V = \alpha_1^2 \alpha_2^2 \left\{ \frac{B}{A} [c \bar{c} (a_1^2 + b_1^2 - a_2^2 - b_2^2)] + \sin 2\beta \left[(S a_1 + N b_1) (a_2^2 + b_2^2 + c \bar{c}) - \right. \right. \\ \left. \left. - (S a_2 + N b_2) (a_1^2 + b_1^2 + c \bar{c}) \right] \right\}, \quad (31)$$

где

$$\frac{B}{A} = 1 - 2 \cos^2 \beta. \quad (32)$$

Непосредственным вычислением можно показать, что

$$Q \equiv 0, \quad (33)$$

а величина

$$V = \alpha_1^2 \alpha_2^2 \left\{ 4c\bar{c} \left[S_1 \sqrt{\frac{1}{2}(\rho + u)} + N_1 \sqrt{\frac{1}{2}(\rho - u)} \right] + \right. \\ \left. + 2 \sqrt{\frac{1}{2}(\rho + u)} [-SS_1^2 - 2NN_1S_1 + N^2S + SN_1^2 + S^3 + S\rho] + \right. \\ \left. + 2 \sqrt{\frac{1}{2}(\rho - u)} [-NN_1^2 - 2N_1SS_1 + NS_1^2 + NS^2 + N^3 + N\rho] \right\}. \quad (34)$$

При этом

$$\alpha_1^2 \alpha_2^2 = [2(c\bar{c} + S_1^2 + N_1^2 + \rho)c\bar{c}]^{-1}, \quad (34')$$

подставляя (34) и (33) в (29) и используя выражения (5) и (6) для S_1 , S и N_1 , N , получим

$$\kappa_+ = \frac{1}{2} \left[(\kappa_1 + \kappa_2) + \frac{1}{2} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2) \sin^2 \gamma + \right. \\ \left. + (1 - \delta) \sqrt{\frac{1}{4} (2\kappa_0 - \kappa_1 - \kappa_2)^2 \sin^4 \gamma + (\kappa_1 - \kappa_2)^2 \cos^2 \gamma} \right]. \quad (35)$$

Для κ_- имеет место аналогичное выражение, отличающееся от (35) знаком минус перед вторым членом.

Для коэффициента поглощения, рассчитанного на 1 атом, с учетом аномальной дисперсии будет иметь место следующее выражение:

$$s_{\pm} = \frac{1}{2} \left[(s_1 - s_2) + \frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \right. \\ \left. \pm (1 - \delta) \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma} \right]. \quad (36)$$

При этом состояние поляризации для этих коэффициентов поляризации будет определяться формулой

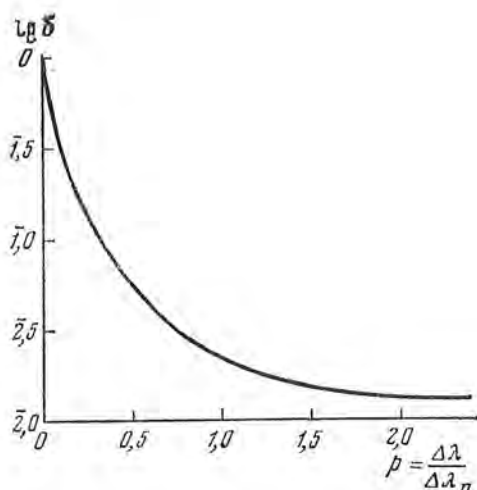
$$\left(\frac{D_{\parallel}}{D_{\perp}} \right)_{\pm} = i \frac{\frac{1}{2} (2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}}{(s_1 - s_2) \cos \gamma}. \quad (37)$$

Величина δ , входящая в (35) и (36), имеет вид

$$\delta = 2 [s_0 (\delta n_1 - \delta n_2) + s_1 (\delta n_2 - \delta n_0) + s_2 (\delta n_1 - \delta n_2)]^2 \frac{\sin^4 \gamma}{4} \cos^2 \gamma : \\ : \left[\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2s_0 - s_1 - s_2)^2 + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma \right] \left\{ \rho + [(2s_0 - s_1 - s_2)^2 + \right. \\ \left. + (2\delta n_0 - \delta n_1 - \delta n_2)^2] \frac{\sin^4 \gamma}{4} + [(s_1 - s_2)^2 + (\delta n_1 - \delta n_2)^2] \cos^2 \gamma \right\} \quad (38)$$

где δn_0 , δn_1 , δn_2 — величины, показывающие изменение коэффициентов преломления для подкомпонент расщепления: для поперечного поля — δn_0 и продольного поля δn_1 , δn_2 , рассчитанные на 1 атом.

Величина δ в (38) не превосходит единицы и зависит от угла γ , величины магнитного поля H , а также от коэффициентов преломления в подкомпонентах расщепления. Она равна нулю при $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$.



Фиг. Изменение $\lg \delta$ в зависимости от расстояния от центра линии в доплеровских полуширинах для $H = 1700$ гс, $\gamma = 40^\circ$ ($\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$)

Ход δ в зависимости от расстояния от центра линии в доплеровских полуширинах для линии $\text{Fe } \lambda 5250 \text{ \AA}$ при $H = 1700$ гс и $\gamma = 40^\circ$ представлен на фигуре.

§ 2. Влияние эффекта аномальной дисперсии на величину сигнала от продольной и поперечных слагающих магнитного поля

Рассмотрим влияние эффекта аномальной дисперсии на величину сигнала от поперечной и продольной слагающих магнитного поля для случая оптически тонкой линии поглощения при бесконечно узкой щели. Согласно [6], сигнал от продольной составляющей поля равен

$$\Delta \delta_{\parallel} = a_{\parallel} \beta \frac{(s_+ - s_-)(s_1 - s_2) \cos \gamma}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}} \Delta s \quad (39)$$

и от поперечной слагающей

$$\Delta \delta_{\perp} = a_{\perp} \beta \frac{1}{2} \frac{(s_+ - s_-)(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \sin 2\chi}{\sqrt{\frac{1}{4}(2s_0 - s_1 - s_2)^2 \sin^4 \gamma + (s_1 - s_2)^2 \cos^2 \gamma}} \Delta s, \quad (40)$$

где Δs — ширина щели спектрографа.

Вычисляя величину $(s_+ - s_-)$, входящую в (39) и (40), согласно (36), получим

$$\Delta \delta_{\parallel} \approx (1 - \delta)(s_1 - s_2) \cos \gamma; \quad (41)$$

$$\Delta \delta_{\perp} \approx (1 - \delta)(2s_0 - s_1 - s_2) \sin^2 \gamma \sin 2\chi. \quad (42)$$

Следовательно, эффект аномальной дисперсии уменьшает величину сигналов ($0 \leq \delta \leq 1$).

Из (41) и (42) видим, что при регистрации сигналов необходимо так выбрать выходные щели фотометра магнитографа, чтобы эффект аномальной дисперсии был наименьшим. Применение узких щелей фотометра магнитографа, выделяющих близкие к центру линии поглощения остаточные интенсивности, может заметно исказить величину сигнала

для больших магнитных полей при угле γ , лежащем в интервале $0 < \gamma < 90^\circ$.

При рабочих щелях, применяемых в Крымской астрофизической обсерватории при записях магнитных полей, влиянием аномальной дисперсии на величину сигнала можно пренебречь.

22 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 18, 136, 1958.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 20, 1958.
3. В. Е. Степанов. Астрон. ж., 25, 209, 1958.
4. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 140, 1962.
5. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 148, 1962.
6. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 166.
7. W. U n o. Publ. Astron. Soc. Japan, 8, N 3—4, 108, 1956.

ЭФФЕКТЫ МАГНИТНОГО ВРАЩЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ
ЛИНИИ

Д. Н. Рачковский

Интегрируются ранее выведенные уравнения переноса излучения с учетом аномальной дисперсии [1]. Полученные выражения для выходящего из среды излучения сравниваются с аналогичными величинами, данными В. Унно [5]. Эффекты магнитного вращения на поляризацию излучения оказываются незначительными и не превышают 20%. Внутри линии поглощения имеет место поворот плоскости поляризации. Величина угла поворота зависит от расстояния от центра линии, противоположна по знаку для центра линии и крыльев. Для $H = 1500 \div 3000$ гс и $\gamma = 20^\circ \div 40^\circ$ поворот плоскости поляризации при переходе от центра к крыльям линии, вызванный аномальной дисперсией, достигает 20° .

Выводятся с учетом аномальной дисперсии уравнения переноса излучения, выраженные во взаимно-ортогональных поляризациях, введенных В. Е. Степановым [3].

MAGNETIC ROTATION EFFECTS IN SPECTRAL LINES, by D. N. Rachkovsky. — The previously obtained radiative transfer equations are integrated, taking into account anomalous dispersion [1]. The expressions found for the radiation emitted from the medium are compared with similar values derived by Unno [5]. The magnetic rotation effect on polarization of radiation is inconsiderable and does not exceed 20%. Inside the absorption lines a rotation of the plane of polarization is found. The angle of rotation depends on the distance to the line's center and is opposite in sign for the center and wings of the lines. At $H = 1500 \div 3000$ gauss and $\gamma = 20 \div 40^\circ$ the rotation of the plane of polarization, due to anomalous dispersion, with transition from the center to the wings attains 20° .

Radiative transfer equations expressed in mutually-perpendicular polarizations, introduced by V. E. Stepanov [3], are obtained, taking into account anomalous dispersion.

Эффектам магнитного вращения уже была посвящена предыдущая работа [1]. В настоящей работе проинтегрированы уравнения переноса излучения для модели поглощающей атмосферы Милна — Эддингтона. Анализ полученных выражений позволил более точно, чем в [1], оценить эффекты магнитного вращения на поляризацию в контуре спектральной линии. Показано, что роль магнитного вращения довольно незначительна и не может привести к деполяризации излучения в линии.

Оцениваются также величины поправок к измеряемым по методу [2] характеристикам магнитного поля. Поправки в общем незначительны и не превышают 20%. Отмечен эффект поворота проекции вектора магнитной напряженности поля на картинную плоскость с частотой внутри контуров спектральных линий, если при интерпретации наблюдений пользоваться теорией, не учитывающей магнитное вращение. Вращение от центра к крылу достигает 20° .

Выводятся также уравнения переноса излучения в магнитном поле. Поляризация излучения выражается в обобщенных параметрах Стокса I_+ , I_- , V_+ , U_+ , причем, интенсивности I_+ , I_- совпадают с величинами, введенными В. Е. Степановым [3]. Аналогичные уравнения в [4] ошибочны.

§ 1. Интегрирование уравнений переноса излучения

В работе [1] были получены следующие уравнения переноса излучения:

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} I = \eta \cdot I - \varepsilon \frac{B(T)}{2}, \quad (1)$$

где вектор I имеет компонентами обычные параметры Стокса I_1, I_2, V, U , а

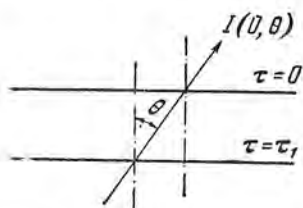
$$B(T) = B(T) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Матрицы η и ε имеют вид

$$\eta = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\sigma_0 \sin^2 \gamma}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \mu^2 & 0 & -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} \mu & -\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \mu \\ 0 & 1 + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} & -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} \mu & -\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \mu \\ -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \mu & -\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \mu & 1 + \frac{\sigma_0 \sin^2 \gamma}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4} (1 + \mu^2) & -(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \frac{\sin^2 \gamma}{4} \\ (\delta_1 - \delta_2) \mu & (\delta_2 - \delta_1) \mu & (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \frac{\sin^2 \gamma}{2} & 1 + \frac{\sigma_0 \sin^2 \gamma}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} (1 + \mu^2) \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\sigma_0 \sin^2 \gamma}{2} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \mu^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\sigma_2 - \sigma_1) \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

В (3) и (4) принято, в отличие от (28) [1], что величины σ_i и δ_i нормированы по отношению к коэффициенту непрерывного поглощения k . Остальные величины имеют тот же смысл.



Фиг. 1. К выводу инвариантности выходящего излучения относительно добавления слоев к полубесконечной атмосфере

Параметры выходящего излучения найдем, используя инвариантность решения относительно прибавления слоев к полубесконечной атмосфере. Будем считать зависимость функции Планка от оптической глубины τ в непрерывном спектре линейной:

$$B(T) = B_0 (1 + \beta \tau). \quad (5)$$

Рассматривая фиг. 1, имеем, очевидно, для $\tau > \tau_1$

$$B(T) = B_0 [1 + \beta (\tau - \tau_1)] + B_0 \beta \tau_1$$

или

$$B(T) = B_0(1 + \beta l) + B_0 \beta \tau_1,$$

где l — оптическая глубина, отсчитываемая от уровня $\tau = \tau_1$. Тогда, очевидно, для излучения, распространяющегося вверх,

$$I(\tau, 0) = I(0, 0) + I'(0, 0), \quad (6)$$

где $I'(0, 0)$ — параметры Стокса излучения, выходящего из полубесконечной атмосферы, излучающей согласно закону $B_0 \beta \tau_1 = \text{const}$. Но такая атмосфера, если пренебрегать магнитным вращением, не дает спектральных линий. Естественно предположить, что и с учетом магнитного вращения линий не будет. Это можно доказать и точно. Итак, имеем

$$I'(0, 0) = \frac{B_0 \beta}{2} \cdot \tau_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Дифференцируя (6) по τ_1 , получим

$$\frac{d}{d\tau_1} I(\tau_1, 0) = \frac{B_0 \beta}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Подставляя в (1), (8), (3), (4) и полагая $\tau_1 = 0$, имеем

$$\begin{aligned} \mu(\delta_1 - \delta_2)Q + \frac{\sin^2 \gamma}{2}(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)V + \eta_1 U &= 0, \\ \mu \frac{(\sigma_2 - \sigma_1)}{2}(I - B_0) + \eta_1 V - \frac{\sin^2 \gamma}{2}(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)U &= 0, \\ \eta_1(I - B_0) + \frac{\sin^2 \gamma}{4}(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)Q + \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2}\mu V &= B_0 \beta \cos \theta, \\ \frac{\sin^2 \gamma}{4}(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)(I - B_0) + \eta_1 Q + (\delta_2 - \delta_1)\mu U &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\sigma_0}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{4}(1 + \mu^2) + 1; \\ Q &= I_1 - I'_1, \quad I = I_1 + I'_1. \end{aligned} \quad (10)$$

Решение системы (9) имеет вид:

$$\begin{aligned} I(0, 0) &= B_0 + B_0 \beta \cos \theta \frac{\eta_1(\eta_1^2 + l^2)}{\eta_1^2(\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \\ Q(0, 0) &= -B_0 \beta \cos \theta \frac{\sin^2 \gamma}{4} \cdot \frac{\eta_1^2(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2) + 2\alpha(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)}{\eta_1^2(\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \\ U(0, 0) &= +B_0 \beta \cos \theta \frac{\eta_1 \beta}{\eta_1^2(\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \\ V(0, 0) &= -B_0 \beta \cos \theta \frac{\mu}{2} \cdot \frac{\eta_1^2(\sigma_2 - \sigma_1) + 2\alpha(\delta_2 - \delta_1)}{\eta_1^2(\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}
 l^2 &= \frac{\sin^4 \gamma}{4} (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)^2 + \mu^2 (\delta_2 - \delta_1)^2, \\
 \alpha &= \frac{\mu^2}{2} (\sigma_2 - \sigma_1) (\delta_2 - \delta_1) + \frac{\sin^4 \gamma}{8} (2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2) (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2), \\
 \beta &= \frac{\mu \sin^2 \gamma}{4} [(\sigma_2 - \sigma_1) (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) - (\delta_2 - \delta_1) (2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)], \\
 m^2 &= \frac{1}{4} \left[\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)^2 + \mu^2 (\sigma_2 - \sigma_1)^2 \right].
 \end{aligned} \tag{12}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned}
 r_I(0, \theta) &= \frac{I_0(0, \theta) - I(0, \theta)}{I_0(0, \theta)} = \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \left[1 - \frac{\eta_1 (\eta_1^2 + l^2)}{\eta_1^2 (\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2} \right], \\
 r_Q(0, \theta) &= \frac{Q_0(0, \theta) - Q(0, \theta)}{I_0(0, \theta)} = \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{4} \times \\
 &\quad \times \frac{\eta_1^2 (2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2) + 2\alpha (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)}{\eta_1^2 (\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2},
 \end{aligned} \tag{13}$$

$$\begin{aligned}
 r_V(0, \theta) &= \frac{V_0(0, \theta) - V(0, \theta)}{I_0(0, \theta)} = \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \cdot \frac{\mu}{2} \cdot \frac{(\eta_1^2 (\sigma_2 - \sigma_1) + 2\alpha (\delta_2 - \delta_1))}{\eta_1^2 (\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}, \\
 r_U(0, \theta) &= \frac{U_0(0, \theta) - U(0, \theta)}{I_0(0, \theta)} = - \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \cdot \frac{\eta_1 \beta}{\eta_1^2 (\eta_1^2 + l^2 - m^2) - \alpha^2}.
 \end{aligned}$$

Аналогичные величины, даваемые теорией Унно [5]:

$$\begin{aligned}
 r_I(0, \theta) &= \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \left[1 - \frac{\eta_1}{\eta_1^2 - m^2} \right], \\
 r_Q(0, \theta) &= \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \cdot \frac{\sin^2 \gamma}{4} \cdot \frac{2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2}{\eta_1^2 - m^2}, \\
 r_V(0, \theta) &= \frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta} \cdot \frac{\mu}{2} \cdot \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\eta_1^2 - m^2}, \\
 r_U(0, \theta) &= 0.
 \end{aligned} \tag{14}$$

§ 2. Вывод уравнений переноса излучения для параметров I_+ , I_- , V_+ , U_+

Поляризацию излучения будем характеризовать обобщенными параметрами Стокса I_+ , I_- , V_+ , U_+ . Определение этих параметров уже дано в [4], там они обозначены I_+ , I_- , V_c , U_c , однако уравнения переноса излучения (46) [4], учитывающие магнитное вращение, ошибочны. В работе [1] дано правильное выражение для уравнений переноса (28) [1], но в параметрах I_1 , I_2 , V , U . Исходя из уравнений (28) [1], легко получить уравнения в параметрах I_+ , I_- , V_+ , U_+ .

Уравнение (1) можно записать следующим образом:

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I} = \boldsymbol{\eta}_\sigma \cdot \mathbf{I} + \boldsymbol{\eta}_\delta \cdot \mathbf{I} - \varepsilon \cdot \frac{\mathbf{B}(T)}{2}. \tag{15}$$

Здесь матрица $\boldsymbol{\eta}$ разбита на две матрицы — $\boldsymbol{\eta}_\sigma$ и $\boldsymbol{\eta}_\delta$, причем $\boldsymbol{\eta}_\sigma$ представляет обычную матрицу поглощения, не учитывающую магнитное вра-

щение. Запишем, вводя новые обозначения, (23) и (24) [4] следующим образом:

$$\mathbf{I}_+ = \mathbf{L} \cdot \mathbf{I}, \quad \mathbf{I} = \mathbf{L}^{-1} \cdot \mathbf{I}_+. \quad (16)$$

Перейдя в (15) к системе параметров I_+ , I_- , V_+ , U_+ , имеем

$$\cos \theta \cdot \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_+ = \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\sigma \cdot \mathbf{L}^{-1} \cdot \mathbf{I}_+ + \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\delta \cdot \mathbf{L}^{-1} \cdot \mathbf{I}_+ - \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\mathbf{B}(T)}{2}, \quad (17)$$

но из результатов работы [4] следует, что

$$\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\sigma \cdot \mathbf{L}^{-1} = \begin{vmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2} \end{vmatrix}; \quad \mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \sigma_+ & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_- & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (18)$$

Таким образом, остается вычислить матрицу $\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\delta \cdot \mathbf{L}^{-1}$. Используя (23), (24) [4] и (16), получим

$$\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\delta \cdot \mathbf{L}^{-1} = \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & -\frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ -\sin 2\varphi & \sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} \mu \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \mu \\ 0 & 0 & 0 & -(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \frac{\sin^2 \gamma}{2} \\ (\delta_1 - \delta_2) \mu & (\delta_2 - \delta_1) \mu & (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \frac{\sin^2 \gamma}{2} & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & -\frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi & 0 \\ \sin 2\varphi & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Несложные выкладки дают

$$\mathbf{L} \cdot \boldsymbol{\eta}_\delta \cdot \mathbf{L}^{-1} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 & -d \\ 0 & 0 & 0 & -c \\ -2d & 2d & c & 0 \end{vmatrix},$$

где

$$c = \mu (\delta_2 - \delta_1) \sin 2\varphi + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \cos 2\varphi,$$

$$d = \mu \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} \cos 2\varphi - \frac{\sin^2 \gamma}{4} (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2) \sin 2\varphi.$$

Используя соотношения (38), (35) [4], получим

$$c = \frac{(\sigma_2 - \sigma_1)(\delta_2 - \delta_1)\mu^2 + \frac{\sin^4 \gamma}{4}(2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)}{\sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4}(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 \cos^2 \gamma}},$$

$$d = \frac{(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)(\delta_2 - \delta_1) - (2\delta_0 - \delta_1 - \delta_2)(\sigma_2 - \sigma_1)}{\sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4}(2\sigma_0 - \sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_2)^2 \cos^2 \gamma}} \frac{\sin^2 \gamma}{2} \cos \gamma.$$

Окончательно уравнения запишутся:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} I_+ &= (\sigma_+ + 1) I_+ + U_+ d - (\sigma_+ + 1) \frac{B(T)}{2}, \\ \cos \theta \frac{d}{d\tau} I_- &= (\sigma_- + 1) I_- - U_- d - (\sigma_- + 1) \frac{B(T)}{2}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} V_+ &= \left(1 + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) V_+ - c U_+, \\ \cos \theta \frac{d}{d\tau} U_+ &= (I_- - I_+) 2d + c V_+ + \left(1 + \frac{\sigma_+ + \sigma_-}{2}\right) U_+. \end{aligned} \quad (19)$$

§ 3. Влияние магнитного вращения на поляризацию излучения

Для выявления влияния магнитного вращения на поляризацию в линии нужно сравнить результаты, полученные по (13) и (14). Как мы уже указывали в [1], при углах $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$ эффект равняется нулю. В этом легче всего убедиться, рассматривая уравнения (19). При $\gamma = 0$ и $\gamma = 90^\circ$ $d = 0$ и решения двух последних уравнений будут $U_+ = V_+ = 0$. Следовательно, контур линии будет определяться двумя обычными уравнениями, полученными впервые Степановым [3]. Физически это означает, что в среде распространяются два независимых луча, каждый со своим показателем преломления, и, так как они не когерентны, вращения плоскости поляризации не будет. Аналогичный случай в оптике мы имеем, когда на кристалл кварца параллельно оптической оси падает луч света, имеющий независимые составляющие, поляризованные вправо и влево по кругу. Выходящий луч, если пренебречь поглощением, будет точно подобен падающему.

Для углов $\gamma \neq 0, 90$ множитель $\mu \sin^2 \gamma \neq 0$, следовательно, $d \neq 0$ и эффекты магнитного вращения должны быть. Вычисления велись по формулам (13) и (14), используя (12). Входящие в (12) величины σ_i и δ_i ($i = 1, 2, 0$) вычислялись по (37) [1], учитывая, как уже указывалось, нормировку по отношению к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Смещение σ -компоненты по отношению к π -компоненте нормального эффекта Зеемана обозначалось v_H и принималось в вычислениях равным 0,6 или 1,0 (в единицах доплеровской полуширины). Величины δ_i определялись по (37), (38), (39) [1]. В (38) учитывались только два члена разложения по степеням $a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta \lambda_D}$. Величина a принималась равной

0,02. Величина $\frac{Nk_0}{\eta} = \eta_0$, входящая в (37) [1], принималась равной 3 и 20. Легко видеть, что η_0 есть отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре при отсутствии расщепления.

Рассмотрим, как связана величина v_H с магнитным полем. Для нормального эффекта Зеемана расстояние между π - и σ -компонентами

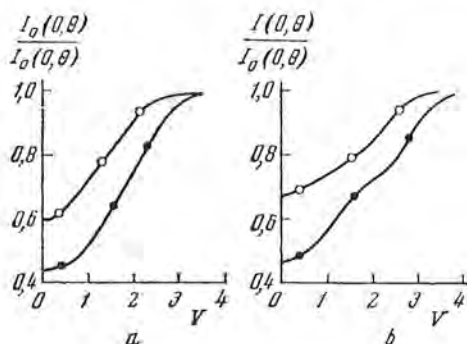
$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-5} \lambda^2 g H,$$

где $\lambda = \Delta\lambda_H$ выражена в сантиметрах, H — в гауссах,

по $\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = v_H$, следовательно,

$$H = 2,2 \cdot 10^{12} \frac{v_H \Delta\lambda_D}{\lambda^2 g},$$

где $\Delta\lambda_D$ и λ выражены в Å. По этой формуле имеем для $\lambda = 5000$ Å, $g = 3$, $\Delta\lambda_D = 0,1$ и $v_H = 0,6$, $H = 1800$ эс, соответственно при $v_H = 1,0$, $H = 3000$ эс.



Фиг. 2. Контуры линий поглощения
темные кружки — соответствуют $\eta_0 = 20$; светлые — $\eta_0 = 3$.
Кривая *a* вычислена при $v_H = 0,6$, $\theta = 0^\circ$, $\gamma = 20^\circ$,
b — при $v_H = 1,0$, $\theta = 0^\circ$, $\gamma = 20^\circ$

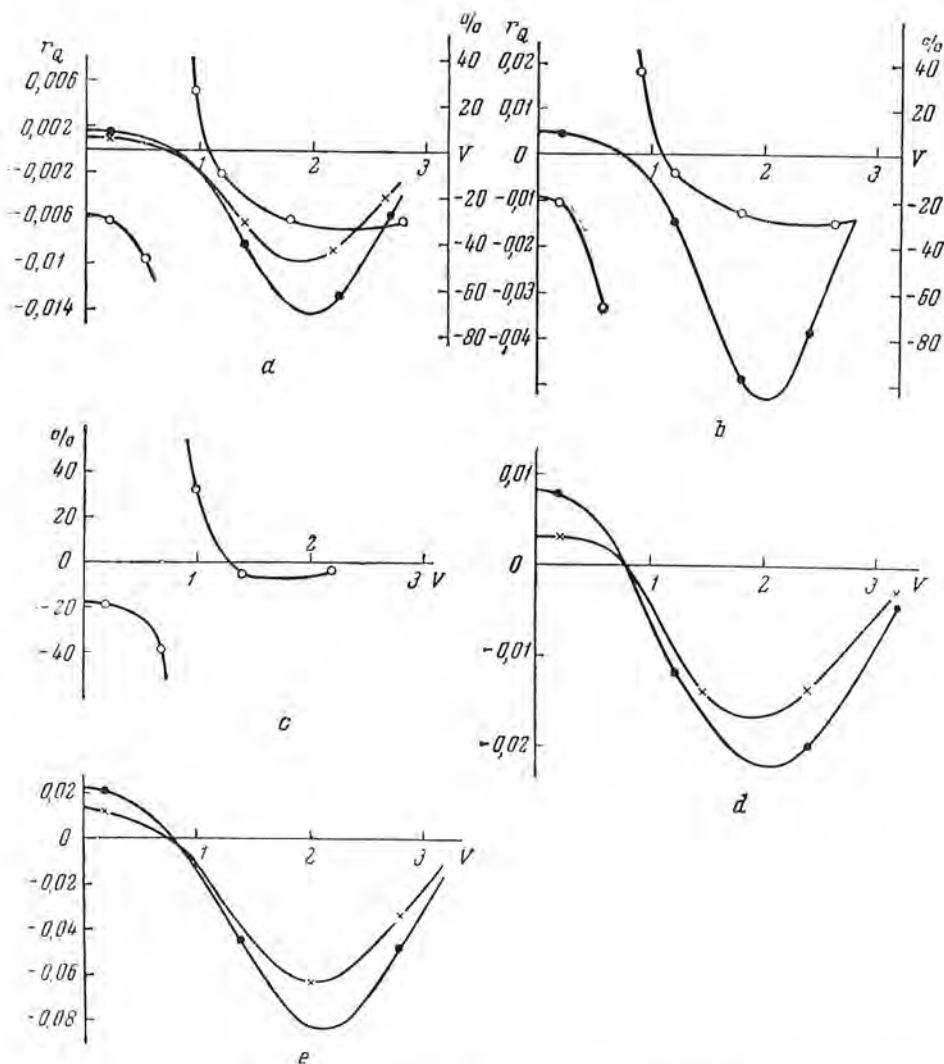
В расчетах принималось $v_H = 0,6, 1,0$; $\eta_0 = 3, 20$, $\beta = 1,5$, $\gamma = 20, 40, 60, 80^\circ$. Для всех рассчитанных случаев оказалось, что на глубину линии магнитное вращение не влияет, т. е. (13) и (14) дают для параметра r_I одинаковые значения. Формулы (13) и (14) для параметра r_V дают значения, иногда различающиеся на 10%, но в общем разница значительно меньше. Расхождения в r_V увеличиваются с увеличением η_0 и γ (см., например, фиг. 2).

Эффект магнитного вращения на параметр r_Q более значителен, что иллюстрирует фиг. 3. Фиг. 4 показывает, что в центре линии эффект может быть очень велик, порядка десятков процентов, он растет с расщеплением и тем больше, чем больше η_0 . Но нужно отметить, что при полностью расщепленной линии он равен нулю. Рассматривая фиг. 3, видим, что эффект растет с η_0 и v_H и убывает с возрастанием γ , в центре линии он больше, чем в крыльях.

Параметр r_U рассмотрен дальше в связи с определением положения вектора напряженности магнитного поля.

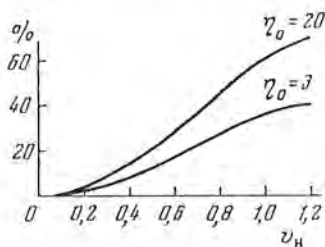
§ 4. Влияние магнитного вращения на измеряемую величину и направление вектора напряженности магнитного поля

В самое последнее время предложен новый метод определения характеристик магнитного поля [2] — абсолютной величины вектора $\mathbf{H}$, угла вектора $\mathbf{H}$ с линией наблюдения γ и угла χ — позиционного угла проекции вектора $\mathbf{H}$ на картинную плоскость.



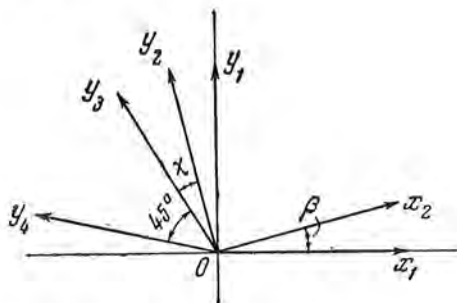
Фиг. 3. Изменение параметра r_Q с частотой

Темные кружки — кривые значения параметра r_Q , вычисленные по формулам (13); крестики — кривые соответствуют формулам (13), причем, множитель $\frac{\beta \cos \theta}{1 + \beta \cos \theta}$ отнесен как несущественный для сравнения; светлые кружки — отношения в процентах величины $\frac{r_Q(13) - r_Q(14)}{r_Q(14)}$, индекс у величины $r_Q(13)$ или (14) обозначает, по какой формуле (13) или (14) вычислялась данная величина. Кривая *a* вычислялась при $\eta_0 = 20^\circ$, $v_H = 0,6$, $\gamma = 20^\circ$; *b* соответствует $\eta_0 = 20^\circ$, $v_H = 0,6$, $\gamma = 40^\circ$; *c* — $\eta_0 = 3^\circ$, $v_H = 0,6$, $\gamma = 20^\circ$; *d* — $\eta_0 = 20^\circ$, $v_H = 1,0$, $\gamma = 20^\circ$; *e* — $\eta_0 = 20^\circ$, $v_H = 1,0$, $\gamma = 40^\circ$.



Фиг. 4. Изменение величины $\frac{r_Q(13) - r_Q(14)}{r_Q(14)}$ для центра линии с расщеплением при $\gamma = 20^\circ$

Интересно оценить, насколько найденные изменения параметров Стокса скажутся на определяемых из наблюдений величинах γ , χ , H . Теория определения величин H , γ и χ [2] дана в параметрах I_+ и I_- , введенных Степановым [3]. Поскольку во всей настоящей работе мы имеем дело с параметрами Стокса I , Q , V , U результатами [2] нельзя непосредственно воспользоваться. Поэтому выразим сигналы, получаемые по методу [2] в параметрах I , Q , V , U .



Фиг. 5. Схема осей координат, поясняющая определение параметров H , γ , χ из наблюдений

Предварительно приведем некоторые известные соотношения для различных систем параметров Стокса. Имеем две координатные системы x_1 , y_1 и x_2 , y_2 (фиг. 5) и соответствующие им системы параметров Стокса I_1 , I'_1 , V_1 , U_1 и I_2 , I'_2 , V_2 , U_2 , причем излучения I_1 и I_2 поляризованы соответственно по осям x_1 и x_2 . Тогда выполняется соотношение [6]

$$\begin{pmatrix} I \\ Q_2 \\ V_2 \\ U_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\beta & 0 & \sin 2\beta \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin 2\beta & 0 & \cos 2\beta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ Q_1 \\ V_1 \\ U_1 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь, как обычно, $I = I_1 + I'_1$, $Q_{1,2} = I_{1,2} - I'_{1,2}$. Для круговых составляющих излучения I_3 и I'_3 поляризованных соответственно влево и вправо по кругу, имеем

$$\begin{aligned} I_3 &= \frac{1}{2}(I - V_1), \\ I'_3 &= \frac{1}{2}(I + V_1). \end{aligned} \quad (21)$$

Соотношениями (20) и (21) воспользуемся в дальнейшем при анализе наблюдений.

На установке, описанной в [2], сигнал так называемого продольного поля равен

$$\begin{aligned} i_{\parallel} &\approx I'_3(v - \Delta v) - I'_3(v + \Delta v) + I_3(v + \Delta v) - I_3(v - \Delta v) = \\ &= 2 |I_3(v + \Delta v) - I_3(v - \Delta v)| \end{aligned}$$

или, используя (21),

$$i_{\parallel} \approx \frac{1}{2}I(v + \Delta v) - \frac{1}{2}I(v - \Delta v) - \frac{1}{2}V(v + \Delta v) + \frac{1}{2}V(v - \Delta v), \quad (22)$$

где Δv — расстояние центра щели от центра линии поглощения.

Сигнал поперечного поля

$i_{\perp} \approx I_2 (v - \Delta v) + I_2 (v + \Delta v) - I_2' (v - \Delta v) - I_2' (v + \Delta v)$,
таким образом,

$$i_{\perp} \approx Q (v - \Delta v) + Q (v + \Delta v).$$

Поскольку параметры I и Q симметричны относительно центра линии, а параметр V антисимметричен, имеем

$$i_{\parallel} \approx V (v + \Delta v), \quad i_{\perp} \approx Q (v + \Delta v). \quad (23)$$

Сигнал $i_{\perp}$ измеряется дважды: для двух положений полярной насадки, различающихся на 45° ; по (20) имеем

$$i'_{\perp} \approx \cos 2\chi Q + \sin 2\chi U, \quad i''_{\perp} \approx -\sin 2\chi Q + \cos 2\chi U. \quad (24)$$

Параметры Q и U относятся к осям x_2, y_2 (см. фиг. 5). Положению полярной насадки при сигнале $i'_{\perp}$ соответствуют оси x_3, y_3 , а при сигнале $i''_{\perp}$ — оси x_4, y_4 . Выберем координатную систему x_1, y_1 так, чтобы соответствующий ей параметр U_1 равнялся нулю. Расположение координатных осей x_2, y_2 определяется осью x_2 , параллельной направлению напряженности магнитного поля H .

Вычисляя по (24) величины $\sqrt{i'^2_{\perp} + i''^2_{\perp}}$, имеем

$$\sqrt{i'^2_{\perp} + i''^2_{\perp}} \approx Q_1. \quad (25)$$

Подсчеты по (25) и (23) показывают, что при применении на магнитографе Крымской обсерватории расположении щелей магнитное вращение оказывает незначительное влияние на сигналы «продольного» и «поперечного» полей, так в $i_{\parallel}$ имеем не более 10%, а в величине $\sqrt{i'^2_{\perp} + i''^2_{\perp}}$ не превышает 20—30%. Используя номограммы [7], получим, что такие ошибки в сигналах дадут изменения определяемых параметров магнитного поля H и γ не более 10—20%.

Рассмотрим, какое влияние окажет учет магнитного вращения на определяемый угол χ . Согласно (14), в системе координат x_1, y_1 , если вдоль оси x_1 направлена проекция вектора $\mathbf{H}$ на картинную плоскость, параметр $U = 0$. Параметр Q меняет знак при переходе от центра линии к крыльям (см., например, фиг. 3, *d*), причем в центре линии $Q_1 < 0$, а в крыльях $Q_1 > 0$. На основании (20) видим, что в системе x_1, y_1 Q_1 имеет экстремальное значение. Так как $Q_1 = I_1 - I_1'$, то в центре линии излучение поляризовано поперек, а в крыльях — вдоль поля.

Те или другие методы определения угла χ основаны, в сущности, на определении плоскости поляризации излучения. Интерпретируя наблюдения, согласно теориям поляризации, данным Уинно или Степановым, получим, что проекция вектора $\mathbf{H}$ на картинную плоскость совпадает с осью x_1 , где $U_1 = 0$, но в действительности, учитывая влияние аномальной дисперсии, проекция вектора $\mathbf{H}$ направлена вдоль оси x_2 . По (20) получим

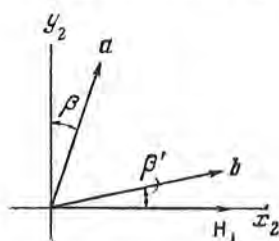
$$\frac{U_2}{Q_2} = -\lg 2\beta, \quad (26)$$

так как по (11) $U_2 > 0$ вдоль всего контура линии, а поведение Q_2 аналогично уже рассмотренному параметру Q_1 , имеем

$$\lg 2\beta > 0 \text{ для центра линии,}$$

$$\lg 2\beta < 0 \text{ для крыльев.}$$

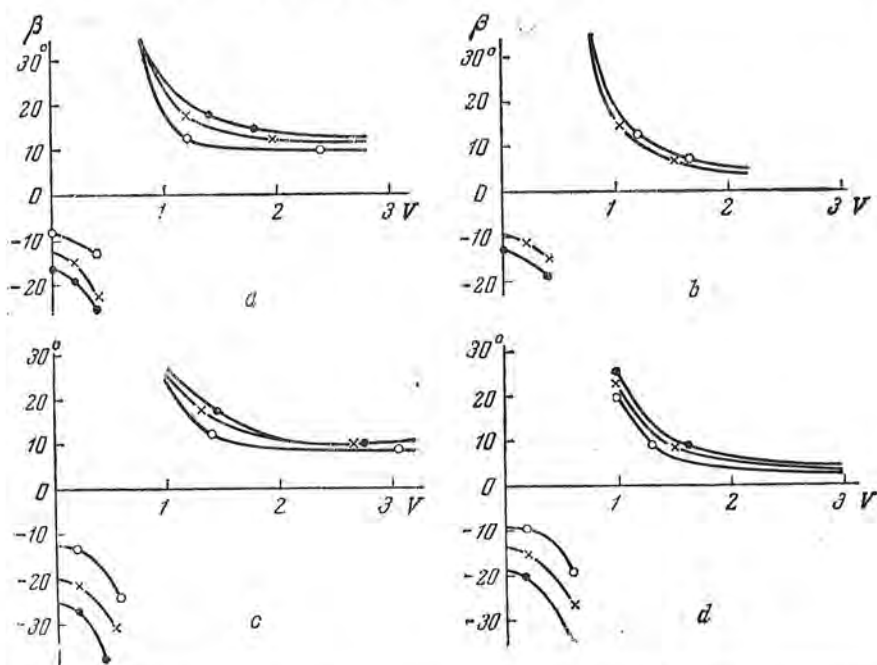
Рассматривая фиг. 5, легко убедиться, что плоскость поляризации в центре линии лежит справа от оси y_2 , а в крыле — слева от оси x_2 . Фиг. 6 показывает относительное расположение проекции вектора напряжен-



Фиг. 6. Относительное расположение плоскостей поляризации излучения относительно проекции вектора напряженности магнитного поля на картинную плоскость $H_{\perp}$

Направление a соответствует центру линии, направление b — крылу

ности магнитного поля на картинную плоскость и плоскостей поляризации излучения в центре и крыльях линии. Фиг. 7 показывает ход с частотой значения угла β вдоль контуров спектральных линий. Видим, что



Фиг. 7. Поворот плоскости поляризации излучения с частотой в контуре спектральной линии, вызванный аномальной дисперсией

Кривые, обозначенные темными кружками, крестиками и светлыми кружками вычислены соответственно при следующих значениях: $\gamma = 20^\circ$, $\gamma = 40^\circ$ и $\gamma = 60^\circ$. Кривые вычислены при следующих значениях параметров: $a - v_H = 0,6$, $\eta_0 = 20$; $b - v_H = 0,6$, $\eta_0 = 3$; $c - v_H = 1,0$, $\eta_0 = 20$; $d - v_H = 1,0$, $\eta_0 = 3$

эффект поворота больше для больших η_0 , с углом γ меняется довольно слабо, с убыванием η_0 убывает в крыле линии значительно сильнее, чем в центре. Разность между определяемыми χ в центре и крыле линии может достигать 20° и более.

Выводы

Рассматривалась модель атмосферы Милна — Эддингтона с чистым поглощением, в этом случае магнитное вращение оказывает лишь незначительное влияние на поляризацию излучения внутри линии поглощения. В первую очередь это объясняется тем, что поляризации двух главных колебаний для случаев поперечного и продольного полей равны соответственно поляризациям двух независимых потоков, на которые можно разложить проходящее через среду излучение. Следовательно, эти потоки не интерферируют и магнитного вращение не может быть. Для промежуточных случаев магнитное вращение есть, но незначительное. Если мы будем рассматривать модель атмосферы Шварцшильда — Шустера, причем излучение, падающее снизу, на поглощающий или рассеивающий слой будет произвольно поляризовано, то эффект магнитного вращение может играть очень значительную роль, поскольку коэффициенты, учитывающие этот эффект в уравнении переноса (1), порядка коэффициентов, вызванных чистым поглощением. Один из таких возможных случаев разобран нами в [1].

Второй причиной, ограничивающей роль магнитного вращение, является именно равенство по порядку величины коэффициентов, учитывающих магнитное вращение и только поглощение. Лучшее всего это станет ясным при рассмотрении частного случая распространения $\gamma = 0$. Так как линия формируется в слое с оптической толщиной $\tau \sim 1$, то можно показать, что и плоскость поляризации для $\gamma = 0$ и плоскополяризованного падающего излучения повернется на угол порядка одного радиана. Таким образом, излучение, повернутое на угол > 1 , просто не выходит из атмосферы. Следовательно, если нет другого механизма вращения плоскости поляризации, кроме обусловленного самой линией поглощения, то и угол в радианах магнитного вращение не может значительно превышать 1.

Рассмотренная здесь модель Милна — Эддингтона с чистым поглощением дает интересный эффект магнитного вращение плоскости поляризации излучения, зависящий от частоты. В центре линии и крыльях вращение противоположны. Нужно отметить, что для наблюдения этого эффекта нужна точность измерения контуров линий порядка 1% и выше. Это, вероятно, возможно сделать только фотоэлектрически. Наблюдение этого эффекта может дать дополнительные важные сведения о структуре магнитного поля и атмосферы солнечных пятен.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность А. Б. Северному и В. Е. Степанову за обсуждение настоящей работы.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 27, 148, 1962.
2. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 166.
3. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 20, 1958.
4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 63, 1961.
5. W. Уппо. Publ. Astron. Soc. Japan, 8, 108, 1956.
6. С. Чандрасекар. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 42, 1953.
7. А. А.-Г. Гарунов. Наст. том, стр. 224.

ПРИБОР ДЛЯ ПЕЧАТАНИЯ КАРТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
СОЛНЦА

Н. А. Мартыничук, Г. А. Монин

Описывается цифронечающая приставка к электронному потенциометру ЭПП-09, используемому на солнечном магнитографе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Приставка позволяет получать карту напряженности магнитного поля (продольной или поперечных составляющих) непосредственно при наблюдениях, минуя процесс обработки. Карта представляет собой лист бумаги с отпечатанными на нем цифровыми знаками, указывающими величину, полярность поля и координаты.

A DEVICE FOR PRINTING SOLAR MAGNETIC FIELD MAPS, by N. A. Martynichuk and G. A. Monin. — A numerical-printing attachment to the electron potentiometer ЭПП-09, used with the solar magnetograph, is described. The attachment permits to obtain a map of magnetic field strengths (transverse or longitudinal components) directly during observations, without any additional reduction. The map is obtained in the form of numbers, which indicate the magnitude, polarity and coordinates of the field, printed on a sheet of paper.

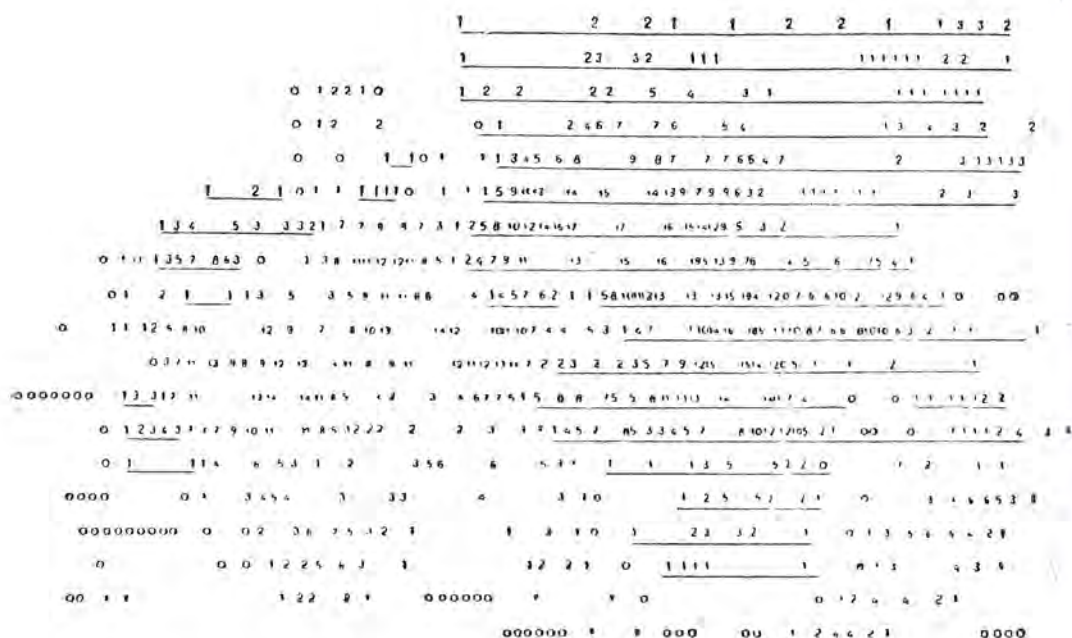
Прибор для печатания карт магнитного поля Солнца был разработан как дополнение к электронному потенциометру ЭПП-09, на котором записываются сигналы продольной и поперечных слагающих магнитного поля Солнца [1—3]. Обычно сигналы регистрируются непрерывной кривой на диаграммной ленте ЭПП-09. Для построения карт изогаусс требуется много труда и времени. С другой стороны, для большей продуктивности наблюдений очень важно во время их проведения быстро определять структуру магнитного поля, например, в области с повышенной активностью. Поэтому при наблюдении целесообразно регистрировать сигналы не в виде кривых линий, а в виде цифровых знаков, показывающих уровень и полярность поля на исследуемом участке поверхности Солнца.

Исходя из этого и был сконструирован прибор, который печатает карты с черными цифровыми знаками от 0 до 20 для одной и с красными от 0 до 20 для другой полярности магнитного поля.

Обработка такой карты сводится к проведению изогаусс, т. е. линий, объединяющих общие по цвету одинаковые цифровые знаки. Карта оказывается достаточно наглядной и без проведения изогаусс, так что во время наблюдений можно вносить коррекцию в программу сразу же по получении карты того или иного участка поверхности Солнца.

Фотография необработанной карты приведена на фиг. 1.

При желании печатание карт можно сопровождать и обычной работой ЭПП-09, т. е. параллельной записью на диаграммную ленту. Данный прибор может рассматриваться не только как дополнение к солнечному магнитографу, но и как цифронечающая приставка к электронному потенциометру ЭПП-09 при различных его применениях, в особенности, когда запись соответствует сканированию исследуемых площадей.



Фиг. 1. Образец необработанной карты продольной составляющей магнитного поля участка поверхности Солнца. Цифровые знаки красного цвета подчеркнуты

Общий вид прибора и некоторых его узлов приведен на фиг. 2—4 (цифровые обозначения деталей на всех трех фигурах общие).

На кожухе электронного потенциометра ЭПП-09 (1) установлены каретка пишущей машинки (2), редуктор (6), передающий вращение двигателя лентопротяжного механизма (26) на винт движения каретки (25), коробка скоростей (7) с рукояткой (8) и электронный блок (4) (показан вынутым), покрытый кожухом (3).

На правой боковой стенке ЭПП-09 установлены выключатель ударного механизма (27) и переключатель времени пауз между знаками (28).

Включение всего прибора производится с пульта магнитографа через реле, установленное внутри ЭПП-09 и замыкающее цепи питания мотора лентопротяжного механизма и печатающего электромагнита (18).

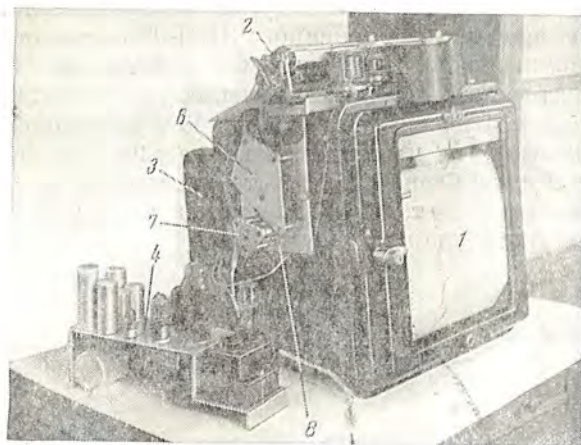
Основной механической частью прибора является печатающее колесо (9), сидящее на вертикальной оси (10) и вставленное в корпус (11).

Корпус (11) укреплен на откидном кронштейне (12) ЭПП-09 угольником (23). Печатающее колесо при помощи капроновой нити (13), шкива (14) и направляющих роликов (на фигуре не видимых) связано с механизмом движения пера самописца так, что полный пробог пера дает оборот печатающего колеса.

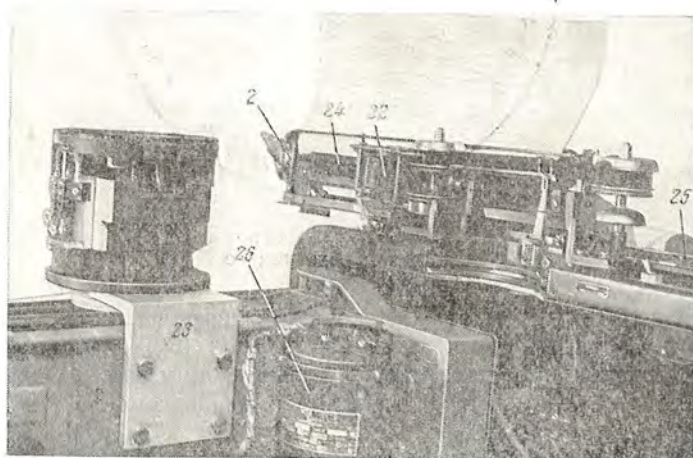
Печатающее колесо (9) имеет 40 пазов с вставленными пуансонами (15), на концах которых выгравированы цифры (фиг. 5).

Печатающее колесо (9) несет еще по своей окружности 40 выступов (16), которые при вращении колеса воздействуют на пусковые контакты (17), замыкающиеся при совмещениях осей пуансонов (15) и якоря ударного механизма (19). Якорь (19) срабатывает от электромагнита (18) и притягивает пуансон (15) и двухцветную ленту к бумаге.

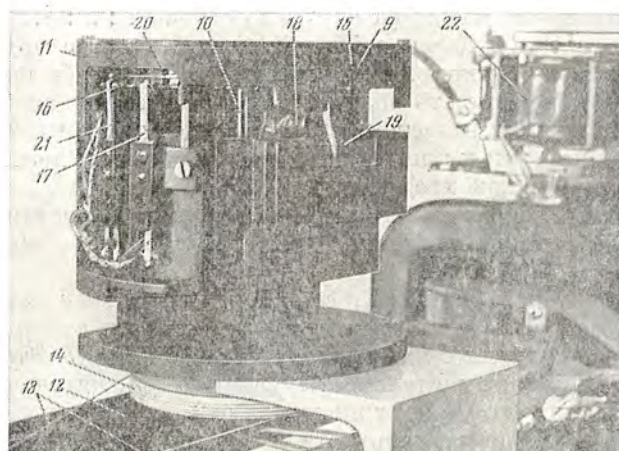
Время срабатывания ударного механизма установлено таким, чтобы при максимальных градиентах поля, могущих быть четко записанными на ЭПП-09, т. е. при максимальной скорости вращения печатающего колеса якорь успел попасть на тело именно того пуансона, соответствующий



Фиг. 2. Общий вид прибора. Электронный блок (4) показан вынутым

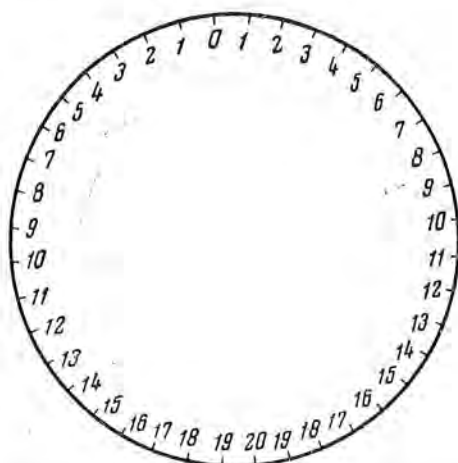


Фиг. 3. Вид на каретку пишущей машинки



Фиг. 4. Корпус печатающего колеса

выступ которого вызвал токовый импульс электромагнита. Время пробега пера через всю шкалу у примененного ЭПП-09 составляло 1 сек, а после установки дополнительной кинематики с печатающим колесом, хотя и было предпринято много мер по уменьшению его момента инерции, время возросло до 1,2 сек. При числе пуансонов 40 и их ширине, составляющей 0,4 расстояния между их центрами, максимально допустимое время срабатывания механизма равно 6 мсек, что достигнуто за счет уменьшения инерции механических деталей и повышения мощности токовых импульсов в электромагните ударного механизма.



Фиг. 5. Расположение цифровых знаков на печатающем колесе

Печатающее колесо имеет на своей цилиндрической поверхности выфрезерованный на половине окружности паз (20) для контактов (21), управляющих электромагнитом (22), поднимающим или опускающим двухцветную ленту от пишущих машинок в зависимости от полярности поля.

Для вкладывания бумаги и ее движения была использована каретка пишущей машинки (2). Движение каретки, образующее строку карты магнитного поля, принято равномерным с тремя скоростями: первая — 1,4 мм/сек, вторая — 2,8 мм/сек и третья — 5,6 мм/сек. Изменение скорости дает изменение масштаба карты по строке 1 : 2 : 4.

Возврат каретки и перевод бумаги осуществляется вручную, как на обычной пишущей машинке. Для соблюдения масштаба по второй координате нужно поворачивать валик (24) соответственно на один, два или четыре зуба. Движение каретки осуществляется винтом (25) с трехугольным профилем нарезки и при помощи накидной гайки, действующей только в одну сторону, как храповик.

Электрическая схема управления механизмом печатания приведена на фиг. 6 (ряд деталей на схеме отмечен номерами, общими с фиг. 2—4).

Мультивибратор на лампе L_1 , собранный по схеме с катодной связью, находится в заторможенном режиме и запускается отрицательными импульсами, подающимися с контактов (17) через диод D . Этот каскад формирует постоянные по длительности (2 мсек) положительные импульсы, усиленные левым (по схеме) триодом лампы L_2 и правым (по схеме) триодом лампы L_3 . После усиления эти импульсы управляют током выходной лампы L_4 , в анодную цепь которой включен печатающий электромагнит (18). Мощность токовых импульсов в электромагните обеспечивается

за счет малого внутреннего сопротивления лампы L_4 типа 6Н5С и большой емкости фильтра выпрямителя, отдельного для выходной лампы.

Взятые из анодной цепи левого (по схеме) триода лампы L_2 усиленные пусковые импульсы используются, кроме описанного канала пуска электромагнита, для формирования времени пауз между печатанием отдельных цифровых знаков, для чего через интегрирующую цепь импульсы подаются на сетку правого (по схеме) триода L_2 . Из анодной цепи этого триода импульсы, расширенные до 10 мсек, подаются на левый (по схеме) триод лампы L_3 , открывая его и вызывая этим срабатывание реле времени пауз (30), размыкающее контакты (31). Реле (30) включено по схеме с замедлением при отпускании, для чего параллельно его обмотке включена емкость 10 мкф, а при помощи переключателя (28) она может изменяться до 20 и 40 мкф, увеличивая этим время отпускания реле. Переключатель используется при изменении скорости перемещения каретки пишущей машинки.

Таким образом, каждое прохождение пусковых импульсов вызывает размыкание контактов (31), включенных последовательно с пусковыми контактами (17), так что на время междузнаковых пауз исключается возможность запуска мультивибратора на лампе L_1 . Если по окончании паузы контакты (17) оказываются замкнутыми, то подача следующего пускового импульса возникает от замыкания контактов (31).

При записях солнечных магнитных карт часто имеются участки с плавными изменениями напряженности поля вблизи нулевого значения, так что на ряде строк могут оказываться довольно большие пробелы, если выступ (16), соответствующий знаку 0 отходит от контактов (17), а следующий не доходит. Аналогичное явление возможно и при требующейся иногда такой чувствительности магнитографа, когда часть записи на ЭПП-09 оказывается зашкаленной, так как зашкаленность наступает как раз после выступа, соответствующего цифровому знаку 20. Поэтому выступы (16), соответствующие знакам 0 и 20, сделаны расширенными.

Лампа L_5 служит для управления электромагнитом перемещения двухцветной ленты (22). При одной полярности поля контакты (21) разомкнуты и на сетки лампы подается запирающее отрицательное напряжение. При другой они замкнуты, так что на сетках лампы L_5 поддерживается нулевой потенциал относительно катода, и электромагнит (22) притянут за счет тока открытой лампы.

Прибор был построен в 1960 г. и после отладки в июле 1961 г. включен в повседневную работу.

Прибор имеет преимущества перед аналогичным прибором, построенным в ГАО [4]. Во-первых, карта магнитных полей получается быстрее, минуя фотографический процесс. Во-вторых, получается наглядная картина поля, учитывающая и его знак. Кроме того, видимая запись дает возможность при любых положениях сразу повторить сканирование пройденного места.

23 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. С. Никитин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
2. Н. С. Никитин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 3, 1960.
3. В. Е. Степанов, А. Б. Северный, Наст. том, стр. 166.
4. Л. М. Котляр. Изв. ГАО, 22, вып. 4, № 169, 1961.

УСТАНОВКА С ПЕЧЬЮ КИНГА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ НЕКОТОРЫХ ЛИНИЙ Be I, Sn I, Ge I

М. З. Хохлов

Описана установка с печью Кинга для измерения сил осцилляторов методом поглощения. Установка снабжена фотоэлектрической приставкой, предназначенной для измерения эквивалентных ширин слабых линий поглощения.

Приведены результаты определения относительных сил мультиплетов Be I $\lambda\lambda$ 3321, 2651 и 2494 (табл. 1), линий Sn I $\lambda\lambda$ 3034, 3009, 2706, 2661 (табл. 2) и Ge I $\lambda\lambda$ 2709, 2691, 2592 (табл. 3).

A DEVICE WITH A KING'S FURNACE FOR THE MEASUREMENT OF OSCILLATOR STRENGTHS BY THE ABSORPTION METHOD. THE f -VALUES OF Be I, Sn I and Ge I LINES, by M. Z. Khokhlov. — A device with a King's furnace for measuring the f -values by the absorption method is described. The device has a photoelectric attachment for the measurement of equivalent widths of weak absorption lines.

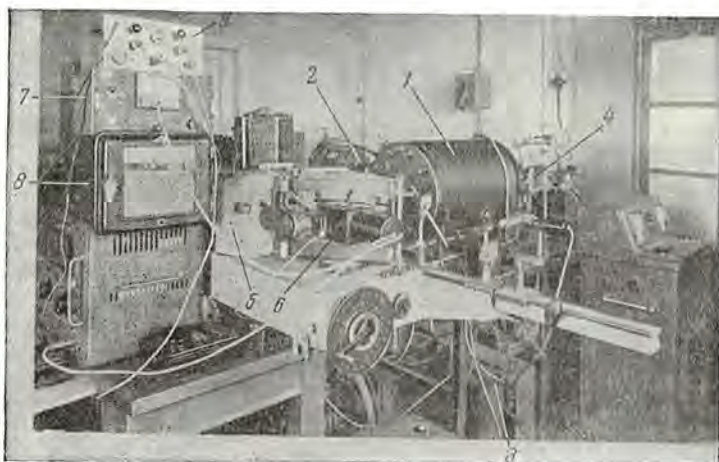
Хотя установки с использованием высокотемпературных печей типа печи Кинга [1] существуют уже несколько десятков лет, возможности их использования далеко не исчерпаны. Это касается как объектов исследования, так и методики измерения. Так, в последние годы Ю. И. Островский и Н. П. Пенкин [2, 3] развили метод одновременной регистрации полного поглощения и «рюков» Рождественского, что значительно расширило возможности установки и позволило определить абсолютные значения сил резонансных линий ряда элементов. Значительное расширение возможностей установок подобного типа связано также с применением фотоэлектрической регистрации [3, 4]. Различные варианты фотоэлектрической регистрации спектров поглощения используются в астрофизических исследованиях и могут быть без труда перенесены на регистрацию лабораторных спектров.

В статье описывается установленная в Крымской астрофизической обсерватории печь Кинга, методика регистрации спектров и приводятся результаты измерений относительных сил осцилляторов некоторых линий Be I, Sn I, Ge I.

1. Описание установки

Установка с печью Кинга для определения сил осцилляторов методом поглощения не отличается в принципе от других установок подобного типа.

Общий вид установки показан на фиг. 1. Установка состоит из собственно печи 1 с вакуумной установкой 2 и источником питания — силовым трансформатором 3, рассчитанным на получение во вторичной обмотке токов до 1700 а. Трансформатор подключен к сети через ступенча-



Фиг. 1. Общий вид установки

1 — печь Кинга, 2 — вакуумная установка, 3 — силовой трансформатор, 4 — источник непрерывного спектра (лампа ДКСШ-1000Б), 5 — спектрограф КСА-1, 6 — фотоэлектрическая приставка, 7 — усилитель постоянного тока «Кактус», 8 — самописец, 9 — интегратор

тый автотрансформатор, обеспечивающий возможность регулирования режима печи. Нагревательным элементом служит графитовая трубка, подключенная ко вторичной обмотке трансформатора. Конструкция печи обеспечивает водяное охлаждение корпуса печи, вакуумных уплотнений и тоководов. Исследуемое вещество помещается в графитовую лодочку,

устанавливаемую внутри графитовой трубки. Со стороны фланцев печь снабжена двумя плоскопараллельными кварцевыми окошками, через которые проходит свет от источника непрерывного спектра. В качестве такого источника применена ксеноновая лампа сверхвысокого давления ДКСШ-1000Б (4, фиг.1), питаемая от аккумуляторной батареи. Согласно [5], лампы подобного типа при соблюдении определенных условий обеспечивают постоянство светового потока с точностью до 0,5%. Лампа обладает весьма равномерным непрерывным спектром.



Фиг. 2. Оптическая схема установки

1 — источник непрерывного спектра, 2 — линзы, 3 — нагревательный элемент печи, 4 — спектрограф, 5 — входная щель фотоэлектрической приставки, 6 — фотоумножитель типа ЕМ1 с кварцевым окном, 7 — качающаяся плоскопараллельная кварцевая пластинка

В качестве спектрального прибора использован спектрограф КСА-1 (5, фиг. 1), снабженный фотоэлектрической приставкой (6).

Оптическая схема установки представлена на фиг. 2.

Фотоэлектрическая приставка устанавливается на место кассеты спектрографа и взаимозаменяема с последней, так что спектрограф может быть использован как для фотографирования, так и для фотоэлектрической записи спектра.

С описанной установкой были произведены измерения эквивалентных ширин и относительных сил некоторых линий Be I, Sn I, Ge I.

Выбор объектов исследования определялся следующими соображениями. Получение данных для Be I представляет интерес в связи с определением обилия этого элемента в различных астрофизических объектах, что наряду с обилием других легких элементов (Li, B), привлекает внимание многих исследователей [6—8]. В случае олова имеется возможность сравнить данные, полученные на описываемой установке, с данными, полученными ранее на спектрографе с большой дисперсией и разрешающей силой (спектрограф с эшелле) [9].

Получение данных для Ge I входит в программу исследования элементов IV группы периодической системы (Pb I, Sn I, Ge I, Si I, C I).

2. Фотографическая регистрация

Спектры поглощения (фиг. 3) исследуемых элементов были получены в печи Кинга в атмосфере аргона (100 мм рт. ст.). Введение аргона значительно уширяет линии поглощения и тем самым растягивает линейную часть кривой роста в сторону больших эквивалентных ширин, а также препятствует запылению окошек и замедляет диффузию паров исследуемых веществ.

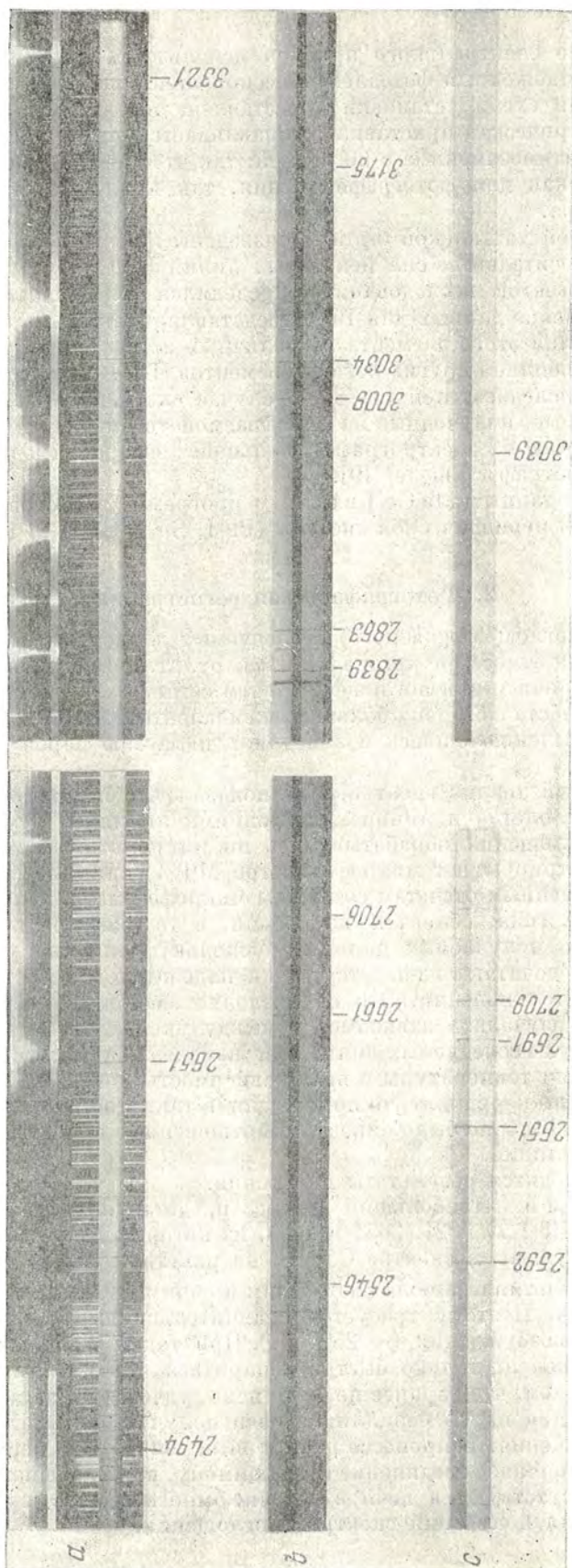
Проведенный анализ спектрограмм показал, что блендирование исследуемых мультиплетов и линий посторонними линиями отсутствует.

Линии поглощения обрабатывались по микрофотограммам, полученным на регистрирующем микрофотометре МФ-4 (сильные линии), либо по непосредственным отсчетам со шкалы микрофотометра (слабые линии).

Введение аргона, облегчая измерения, в то же время затрудняет интерпретацию получаемых данных, поскольку величина уширения не может быть подсчитана из-за отсутствия надежных данных по сечениям уширяющих столкновений. Это не позволяет использовать кривую роста. Поэтому изучалась зависимость между эквивалентными ширинами каких-либо двух исследуемых линий при изменении условий в печи. Если при уменьшении температуры в печи зависимость принимала вид прямой, идущей в начало координат, то по найденной таким образом линейной части зависимости можно было определить отношение сил осцилляторов рассматриваемых линий.

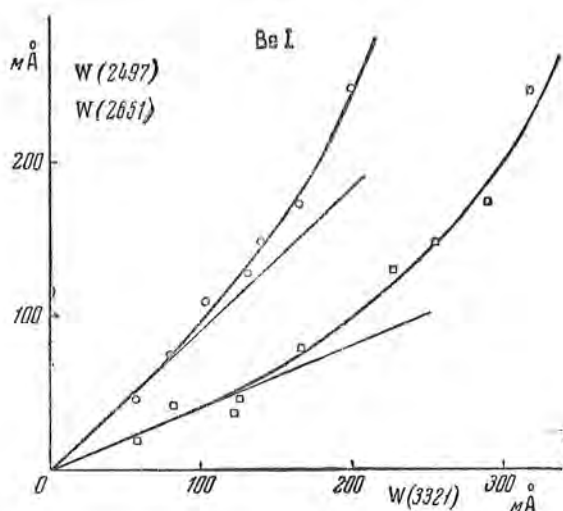
Ниже приводятся результаты измерений.

Б е р и л л и й. Наибольший интерес представляет определение сил мультиплетов Be I $\lambda\lambda$ 3321, 2651 и 2494, из которых два последних были недавно обнаружены в спектре Солнца на ракетных спектрограммах [10, 11]. Все три мультиплета обладают общим нижним уровнем $2s2p^3P$ с потенциалом 2,71 эв. Поэтому требуется сравнительно высокая температура печи для его возбуждения ($\sim 2500^\circ \text{K}$). При такой температуре чистый бериллий должен настолько быстро испариться, либо вступить в соединение с углеродом, что заранее не было ясно, удастся ли за короткое время существования паров бериллия в печи получить удовлетворительные спектры поглощения. В процессе работы выяснилось, что бериллий образует в печи устойчивое соединение (по-видимому, карбид бериллия) и пары бериллия присутствуют в печи в течение многих часов в количестве, достаточном для получения спектров поглощения.



Фиг. 3. Спектры поглощения
 а — Be I, б — Sn I, в — Ce I

Линии рассматриваемых мультиплетов Be I частично перекрыты как в ракетных спектрограммах, так и в полученных лабораторных спектрах. Поэтому основное значение имеет определение Σgf рассматриваемых мультиплетов. Наличие тонкой структуры у исследуемых мультиплетов дополнительно расширяет область эквивалентных ширин, соответствующих линейной части кривых роста. Поэтому экстраполяция к нулевым ширинам



Фиг. 4. Эквивалентные ширины линий поглощения мультиплетов Be I
Кружки — W (2497), квадраты — W (2651)

может быть проведена вполне уверенно (фиг. 4). Найденные значения Σgf Be I, а также рассчитанные по таблицам Бейтса [12], вместе с экспериментальными данными для аналогичных мультиплетов Ca I, Ba I, Cd I и Sn I [13, 14] приведены в табл. 1. Обсуждение полученных данных можно найти в [15], где данные для Be I были использованы при анализе ультрафиолетовых линий Be I в спектре Солнца.

Таблица 1

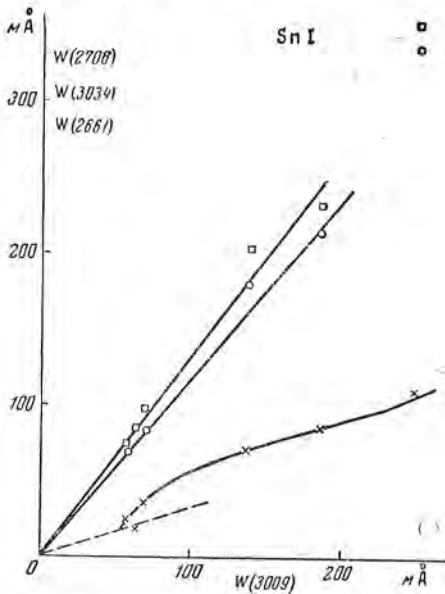
Мультиплет	Относительные Σgf					
	Be I экспериментальные	Be I вычисленные [12]	Ca I [13]	Ba I [13]	Cd I [13]	Zn I [14]
$^3P - ^3S$	1	1	1	1	1	1
$^3P - ^3P$	3,85	1,95	3,63	1,89	—	—
$^3P - ^3D$	1,93	5,08	0,95	0,53	0,92	0,83

О л о в о. Были изучены четыре линии, обладающие общим нижним уровнем $p^2\ ^3P_1$ ($\lambda\lambda$ 3034, 3009, 2706, 2661), для которых ранее были получены спектры поглощения с эшеле. Эквивалентные ширины линий 3034, 2706 и 2661 в зависимости от эквивалентной ширины линии 3009 приведены на фиг. 5. Как видно, к началу координат можно уверенно экстраполировать кривые для линий 3034 и 2706. Для линии 2661 из-за ее малой интенсивности экстраполяция мало надежна. Сравнение данных, полученных на спектрографе с эшеле, и данных, полученных на установке со спектрографом KCA-1, приведено в табл. 2. Для линий 3034, 3009 и 2706 согласие вполне удовлетворительное. Данные для линии 2661

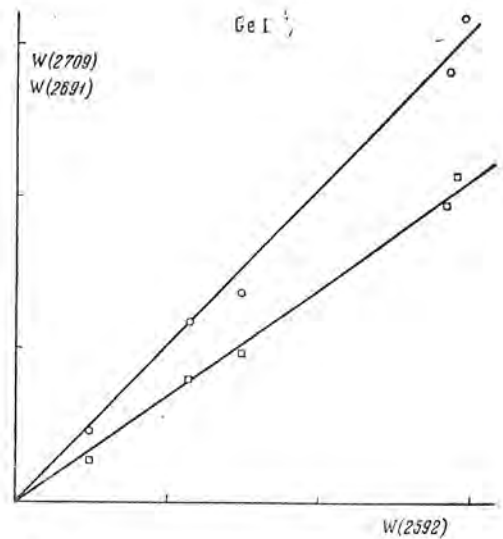
Таблица 2

λ	Относительные f_{λ}	
	Спектрограф RCA-1	Спектрограф с эшелле [9]
3034	1,12	0,96
3009	1	1
2706	1,42	1,22
2661	(0,3)	0,19

заметно различаются. По-видимому, эффект насыщения линий устранен не полностью, что естественно наиболее сильно сказывается при сравнении линий с заметно отличающимися значениями $\sigma_{\text{пл}}$.



Фиг. 5. Эквивалентные ширины линий поглощения Sn I (пластинка № 2)
квадраты — $W(2706)$, кружки — $W(3034)$, крестини — $W(2661)$



Фиг. 6. Эквивалентные ширины линий поглощения Ge I (пластинка № 3)
кружки — $W(2709)$, квадраты — $W(2691)$

Германий. В случае германия также были рассмотрены линии, обладающие общим нижним уровнем $p^2 \ ^3P_1$ ($\lambda\lambda$ 2709, 2691, 2592) (фиг. 6). Четвертая линия с этим же нижним уровнем (2533) слишком слаба и не могла быть использована. Полученные данные приведены в табл. 3.

Таблица 3

λ	Относительные f	
	Спектрограф RCA-1	Теория [16]
2709	1	1
2691	0,68	0,65
2592	1,12	1,31

Здесь же приведены теоретические значения сил, рассчитанные в предположении промежуточного типа связи [16]. Следует иметь в виду, что экспериментальные значения могут быть несколько занижены, если эффект насыщения не был полностью устранен.

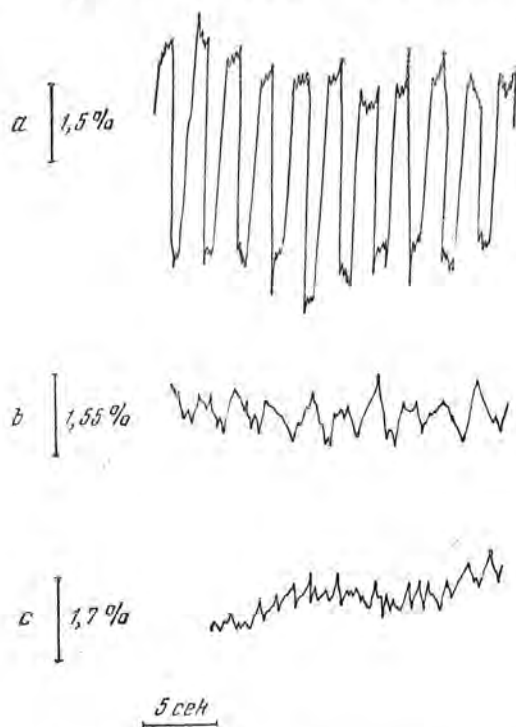
3. Фотоэлектрическая регистрация

При использовании фотоэлектрической приставки в пучок света, падающий на входную щель фотометра, вводилась плоскопараллельная кварцевая пластинка. Эта пластинка при помощи рычага и диска специальной формы, связанного с валом синхронного электродвигателя, при вращении последнего занимает попеременно два симметричных относительно оси пучка положения. Одному из них соответствует положение спектра, при котором на входную щель фотометра попадает исследуемая линия поглощения. При другом фиксированном положении пластинки на щель попадает участок непрерывного спектра рядом с линией (справа либо слева от линии, в зависимости от первоначальной юстировки прибора). При использовании пластинки толщиной 2 мм и угле поворота пластинки относительно оси пучка на 30° полное смещение спектра составляло около 0,29 мм. Это смещение пропорционально толщине пластинки и при малых углах поворота ($\alpha < 35^\circ$) пропорционально также и углу поворота пластинки. Сигнал от фотоумножителя после усиления (использовался усилитель постоянного тока типа «Кактус») подавался на самописец.

Возникающая при качании спектра модуляция сигнала связана с наличием линии поглощения и некоторых инструментальных эффектов, которые могли быть исключены (например, путем записи модуляции при выключенной печи, т. е. в отсутствии линии поглощения). Частота модуляции составляла 0,18 гц. Большая часть постоянной составляющей на входе усилителя компенсировалась напряжением, которое точно фиксировалось. Благодаря этому небольшая по амплитуде модуляция могла быть растянута на всю шкалу самописца. Компенсирующее напряжение устанавливалось практически в пределах 2—3 в, что растягивало шкалу примерно в 5—7 раз, так что одному делению шкалы самописца соответствовал сигнал в 0,2—0,15% от измеряемой величины.

В установке предусмотрено использование интегратора с «дифференциальным накоплением» (т. е. с накоплением сигналов от участка непрерывного спектра и от участка с линией поглощения на отдельных конденсаторах), собранного по схеме, разработанной Н. А. Димовым и В. Б. Никоновым [4]. Единственное существенное различие состоит в том, что система двух попеременно открываемых щелей, заменена системой одной щели с качающейся плоскопараллельной пластинкой. Это позволило применить стандартную щель высокой точности изготовления и легко изменять ее ширину по мере необходимости. Все это облегчает работу с предельно узкими щелями, что существенно при измерении эквивалентных ширин слабых линий. Нормальная щель спектрографа КСА-1 составляет около 40 λ, что для области $\lambda = 3000 \text{ \AA}$ приводит к нормальной ширине $d \sim 0,012 \text{ мм}$. Инструментальный контур спектрографа укладывается примерно на интервале в 3 d . Рассмотрим слабую линию поглощения, ширина которой меньше инструментального контура спектрографа. Тогда ширина входной щели фотометра должна быть выбрана так, чтобы полностью охватить инструментальный контур прибора (т. е. порядка 3 d). Учитывая дисперсию спектрографа, получаем, что в области 3000 Å на выбранную таким образом входную щель фотометра приходится интервал длин волн 300 мÅ. Отсюда следует, что узкая линия поглощения с эквивалентной шириной $\sim 3 \text{ мÅ}$ приведет к модуляции $\sim 1,0\%$

Чувствительность установки и точность измерения эквивалентных ширин определяется в конечном счете шумами источника непрерывного спектра (шумами фотоумножителя можно было пренебречь). Как показал опыт работы с лампой, амплитуда шумов и их характер нестабильны и заметно меняются от одного включения лампы к другому, а также и во время горения лампы. В среднем уровень шумов составляет около 1,0% от величины светового потока. Однако наблюдались режимы горения лампы, сопровождающиеся как шумами 0,2—0,3%, так и значительно большими



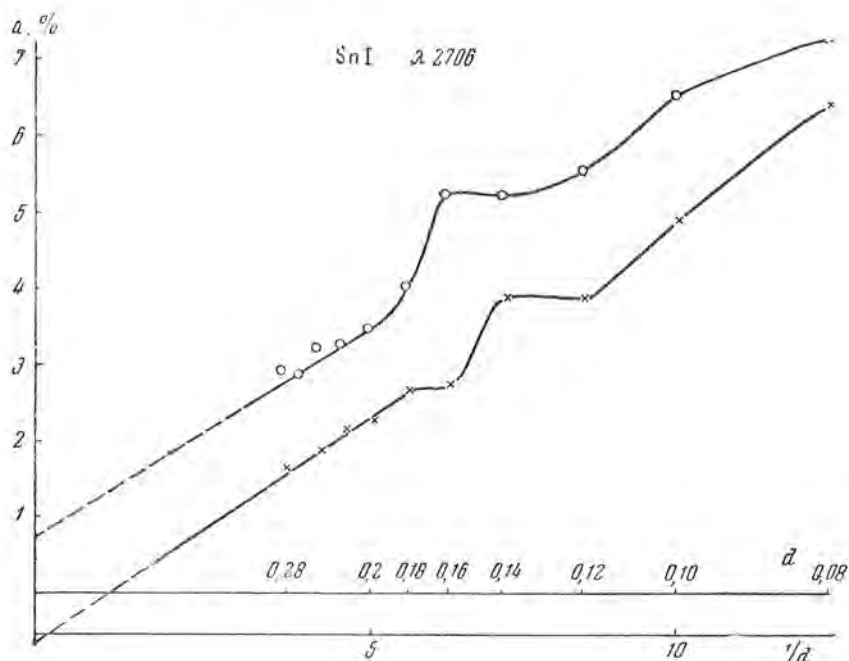
Фиг. 7. Примеры записей поглощения в печи Кинга при помощи фотоэлектрической приставки
 a — линия, b — паразитная модуляция, c — шумы
 ДКСШ-1000Б

(~2—3%). При обработке регистрограмм использовались записи с шумами, не превосходившими 0,5%*.

Вид получаемых регистрограмм приведен на фиг. 7. Были обработаны регистрограммы для двух линий олова $\lambda\lambda$ 2661, 2706. (Как указано выше, из-за малой интенсивности линии 2661 данные для отношения сил осцилляторов, полученные при фотографической фотометрии спектров поглощения, не вполне надежны.) В печь, как и раньше, вводился аргон при давлении 100 мм рт. ст. Выбор ширины рабочей щели проводился следующим образом. Предположим, что входная щель фотометра взята шире линии поглощения. Тогда при дальнейшем расширении щели амплитуда модуляции на выходе фотоэлектрической приставки должна уменьшаться линейно относительно величины $1/d$, где d — ширина щели (фиг. 8). При приближении величины $1/d$ к нулю величина модуляции должна стремиться либо также к нулю, если отсутствует паразитная инструментальная

* Существенный выигрыш в точности измерений эквивалентных ширин можно, по-видимому, получить, если ввести компенсацию шумов лампы (см., например, [17]).

модуляция, либо к величине этой инструментальной модуляции. Таким образом, строя зависимость амплитуды модуляции от обратной величины ширины входной щели фотометра, можно найти как оптимальную ширину входной щели, так и величину паразитной модуляции. Величина паразитной модуляции может быть определена и непосредственно. Найденные обоими способами значения паразитной модуляции совпадают между собой в пределах точности измерений. Выбирая входную щель фотометра



Фиг. 8. Зависимость величины модуляции от ширины входной щели фотоэлектрической приставки, для линии Sn I 2706. Верхняя кривая — непрерывный спектр при $\lambda_n > \lambda(2706)$, нижняя — при $\lambda_n < \lambda(2706)$

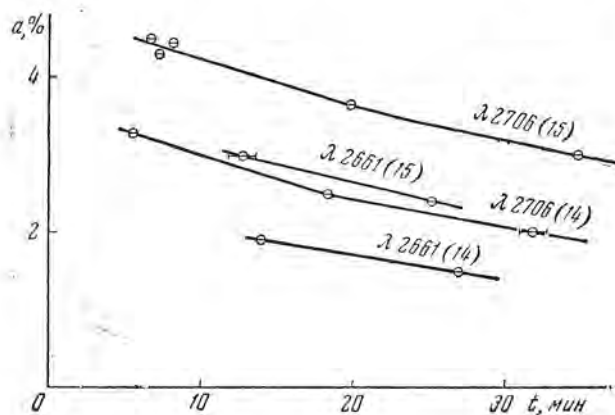
достаточно узкой, можно было также измерить поглощение в центре исследованных линий и подобрать режим печи, обеспечивающий получение оптически тонких линий (поглощение в центре линий меньше 10—12%).

В этом случае отношение сил осцилляторов двух линий с общим нижним уровнем определится отношением их эквивалентных ширин, а последние могут быть найдены, если известно отношение ширин используемых щелей фотометра (d), дисперсий (D) и величины модуляций для двух сравниваемых линий:

$$\frac{f_1}{f_2} = \frac{a_1 - a'_1}{a_2 - a'_2} \cdot \frac{D_1}{D_2} \cdot \frac{d_1}{d_2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^2,$$

где a — измеренная амплитуда модуляции, a' — амплитуда паразитной модуляции. Основная ошибка связана с ошибкой в величине a' , в особенности при a , близких к a' . Дополнительная ошибка возникает из-за того, что на установке возможно только последовательное сравнение эквивалентных ширин исследуемых линий. Практически модуляция, возникающая от двух сравниваемых линий, записывается попеременно в течение длительного интервала времени, что позволяет исключить эф-

факты временной зависимости измеряемых величин. Эти эффекты не очень велики благодаря введению аргона, стабилизирующего условия в печи. Результаты последовательных измерений эквивалентных ширины рассматриваемых линий представлены на фиг. 9 для двух режимов печи (условно



Фиг. 9. Зависимость величины модуляции для линий $\lambda\lambda$ 2706, 2661 от времени (за счет изменения условий в печи $d(2706)/d(2661)=2,5$

15 и 14). Предварительная обработка этих данных приводит к значению

$$\frac{f(2706)}{f(2661)} = 6,0 \pm 0,5,$$

что находится в удовлетворительном согласии с ранее найденным значением $6,5 \pm 0,3$ [9].

Автор приносит искреннюю благодарность Н. А. Димову, которым была проведена значительная часть работы по выбору схемы и изготовлению фотоэлектрической приставки, В. К. Прокофьеву за ценное обсуждение вопроса о силах осцилляторов, К. П. Лянзуриди, сконструировавшему большинство механических элементов печи и фотоэлектрической приставки, и А. И. Кудрявченко за помощь в обработке полученного материала.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. B. King a. A. S. King. *Astrophys. J.*, **82**, 377, 1935.
2. Ю. И. Островский, Н. П. Пенкин, Л. Н. Шабанов. Докл. АН СССР, **120**, 66, 1958.
3. Ю. И. Островский, Н. П. Пенкин. Оптика и спектроскопия, **11**, 1, 1961.
4. Н. А. Димов, В. Б. Никопов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **22**, 176, 1960.
5. A. Bauger. P. Schulz. Symposium über Problem der Spektralphotometric, Heidelberg, 1957, Sitzungsber. Heidelberger Akad. Wiss.
6. L. J. Greenstein a. E. Tandberg-Hanssen. *Astrophys. J.*, **119**, 113, 1954.
7. L. Goldberg, E. A. Muller a. Z. H. Aller. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **5**, N 45.
8. И. С. Шкловский. Докл. АН СССР, **105**, № 5, 1955.
9. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., **25**, 249, 1961.
10. В. П. Качалов, А. В. Яковлева. Изв. Крымской астрофиз. обс., **27**, 5, 1962.

11. H. C. Mc Allister. A preliminary photometric atlas of the ultraviolet spectrum from 1800 Å to 2965 Å.
12. D. R. Bates and A. Damgaard. Philos. Trans. Roy. Soc., London, A 242, 101, 1949.
13. Ю. И. Островский и Н. П. Пенкин. Оптика и спектроскопия, 9, 703, 1960; 10, 429, 1961.
14. Н. П. Пенкин, Т. П. Редько. Оптика и спектроскопия, 9, 680, 1960.
15. В. П. Качалов, М. З. Хохлов, В. Л. Хохлова и А. В. Яковлева. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 3, 1962.
16. М. З. Хохлов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 52, 1961.
17. П. П. Добронравин и В. Б. Никонов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 13, 32, 1955.

ОПЫТ ИНФРАКРАСНОГО ФОТОГРАФИРОВАНИЯ
ВНЕШНЕЙ КОРОНЫ СОЛНЦА

Н. А. Мартыничук, В. В. Прокофьева

Во время полного солнечного затмения 15 февраля 1961 г. получены снимки внешней солнечной короны в инфракрасной области спектра ($\lambda_{\text{эф}} = 9800 \text{ \AA}$). Корона прослеживается до расстояния 24—28 радиусов Солнца от центра солнечного диска.

INFRARED PHOTOGRAPHY OF THE OUTER SOLAR CORONA, by N. A. Martynichuk, V. V. Prokofyeva. — Photographs of the outer solar corona in the infrared ($\lambda_{\text{ef}} = 9800 \text{ \AA}$) have been obtained during the total solar eclipse of February 15, 1961. The corona can be followed to 24—28 solar radii from the sun's center.

Во время полного солнечного затмения 15 февраля 1961 г. в Крымской астрофизической обсерватории нами были получены снимки солнечной короны в инфракрасной области спектра. Преследовалась цель проследить корону на максимально возможном расстоянии от солнечного диска. В области $\lambda_{\text{эф}} = 6400 \text{ \AA}$ [1] удалось проследить корону до расстояния $28 R_{\odot}$. Очевидно, в более длинноволновой области спектра можно получить снимок короны на большем расстоянии от Солнца.

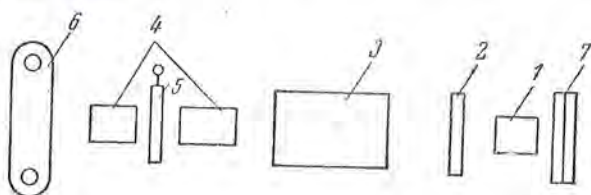
Нами был изготовлен прибор, оптическая блок-схема которого приведена на фиг. 1. Объектив Sonnar (1) с относительным отверстием 1:1,5 и фокусным расстоянием $f = 5 \text{ см}$ через марблитовый фильтр (2) толщиной 3,3 мм проектирует изображение короны на кислородно-цезиевый катод электронно-оптического преобразователя типа П-8 с электростатической фокусировкой (3). Эффективная длина волны близка к $9800 \text{ \AA}$. Два светосильных объектива (4) проектируют в отношении 1:1 изображение короны с экрана преобразователя на фотопленку, находящуюся в камере фотоаппарата «ФЭД» (6). ЭОП дает уменьшение изображения в 1,5 раза. Таким образом, размер солнечного диска на фотопленке равен 0,33 мм. Между объективами (4) помещается затвор (5). Прибор был прикреплен к параллактической установке с часовым механизмом.

Поскольку яркость короны на больших расстояниях от Солнца примерно в 10^4 раз меньше яркости внутренней короны, мы стремились устранить в приборе рассеянный свет от этой наиболее яркой части короны.

Лабораторные исследования объектива Sonnar показали, что яркость рассеянного света в видимой области составляет $0,5 \cdot 10^{-4}$ от яркости объекта. В инфракрасной она, вероятно, меньше.

Снимки полной Луны, полученные с прибором в тех же условиях, в которых производилась съемка короны, показали, что яркость рассеянного света на расстоянии $20 R_{\odot}$ от центра диска составляет 10^{-4} от яркости Луны.

В день затмения погода была очень неблагоприятна: с утра стоял густой туман; толщина облачности над обсерваторией достигала 600 м. Получить фотографии короны удалось только благодаря успешной работе группы сотрудников Института прикладной геофизики АН СССР, которой удалось к моменту начала затмения и во время полной фазы рассеять облака над обсерваторией [2]. Однако во время полной фазы сильный ветер, изменивший к этому моменту направление, пронес над обсерваторией кристаллическую дымку, вызванную не успевшими полностью осесть облаками. Ввиду этого очень трудно оценить величину поглощения в атмосфере для моментов получения снимков. Дымка повысила также яркость неба, и пригодными к обработке оказались только два снимка с экспозициями 5 и 1 сек, полученные примерно на 90-й и 100-й секунде после второго контакта.



Фиг. 1. Оптическая блок-схема прибора

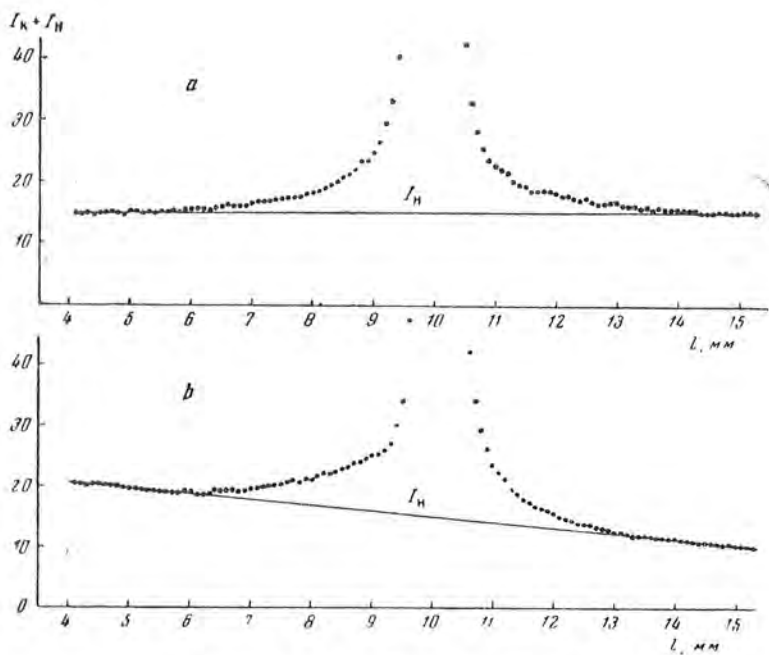
Снимки были стандартизованы для спектральной области, соответствующей эффективной длине волны свечения экрана преобразователя.

На обоих снимках было сделано по два микрофотометрических разреза по направлению солнечного экватора и полярной оси. Микрофотометрирование на приборе МФ-2 велось по точкам через 0,10 мм с целью размером 0,1 × 0,1 мм. Для исследования изменения чувствительности по поверхности катода нами были сделаны с той же установкой снимки ясного неба.

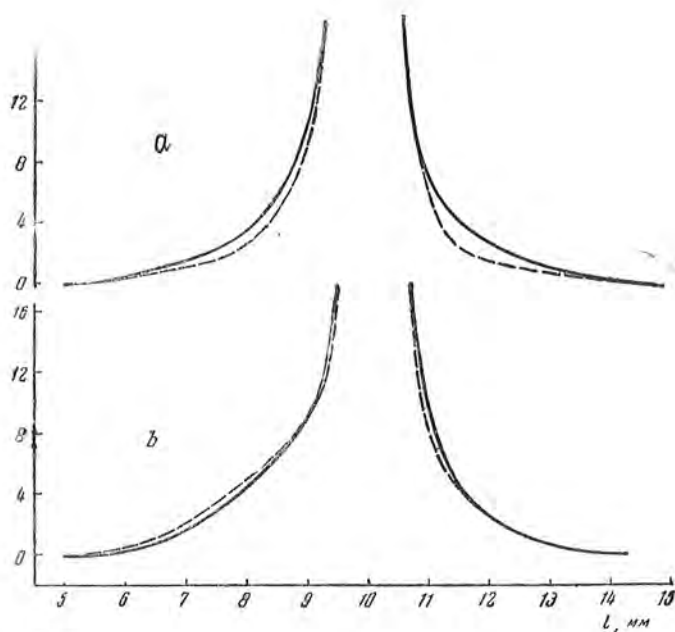
Снимки были профотометрированы в двух взаимно-перпендикулярных направлениях, соответствующих направлениям солнечного экватора и полярной оси на снимках 15 февраля 1961 г. Найденные поправки за изменение чувствительности были внесены в результаты фотометрических измерений короны.

Были построены графики зависимости суммарной яркости короны и неба $I = I_k + I_n$ от расстояния от центра солнечного диска. На фиг. 2 приведен пример такого графика. По оси абсцисс отложен шаг микрофотометра l в миллиметрах, по оси ординат — $I_k + I_n$. На больших расстояниях от солнечного диска, где $I_k + I_n$ меняется линейно с расстоянием, мы, вероятно, имеем только яркость неба I_n . Предположив, что характер изменения яркости неба вблизи солнечного диска такой же, как на больших расстояниях от него, мы интерполированием определили яркость неба на различных расстояниях от солнечного диска (прямые на фиг. 2). Наклон этих прямых на всех четырех микрофотометрических разрезах оказался несколько различен. Это, очевидно, вызвано различными условиями прозрачности. I_k мы получили вычитанием яркости неба из общей яркости I .

На фиг. 3 приведены результаты измерения яркости короны, полученные по двум снимкам. По оси абсцисс отложен шаг микрофотометра l в миллиметрах, по оси ординат — I_k . Масштаб яркости для снимка, полученного с экспозицией 1 сек (пунктир), увеличен в 5 раз. Кривые a соответствуют полярному сечению, кривые b — экваториальному. Из фиг. 3 видно, что кривые изменения яркости короны с расстоянием от центра солнечного диска ($l = 10$ мм), полученные по разным снимкам, хорошо

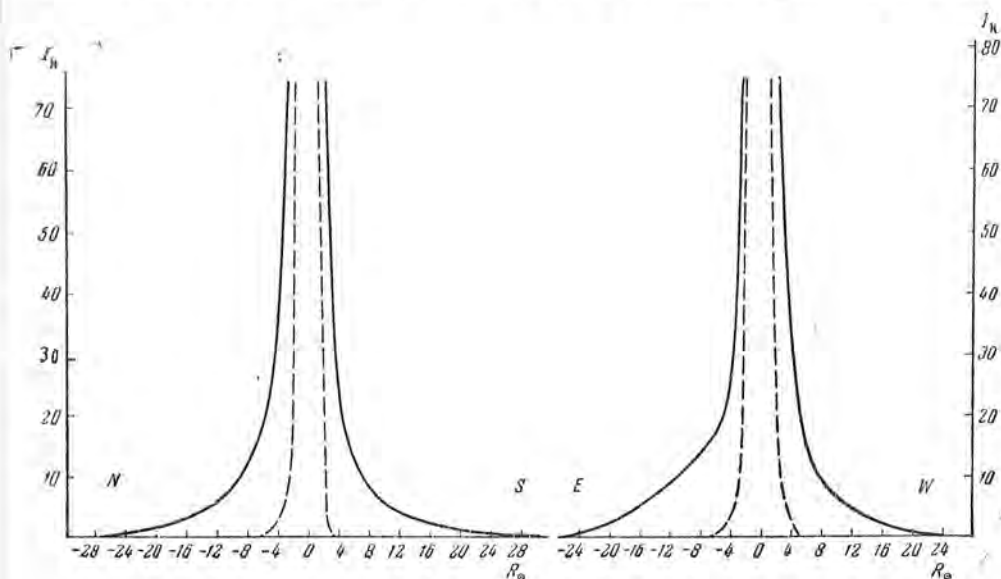


Фиг. 2. Пример фотометрического разреза снимка короны
 а — полярный, б — экваториальный



Фиг. 3. Сравнение результатов, полученных по разным снимкам
 а — полярное сечение, б — экваториальное сечение

согласуются для экваториальных сечений и несколько хуже для полярных. Кривые были усреднены графически, причем кривым, полученным по снимку с экспозицией 1 сек, придавался несколько меньший вес, так как на нем фотографические плотности короны на интересующем нас расстоянии от Солнца лежали в области недодержек. Было интересно сопоставить ход уменьшения яркости короны с расстоянием от центра солнечного диска, полученный по нашим снимкам, с таким же ходом в видимой области спектра. Для этого мы использовали любезно предоставленный нам В. И. Жировым снимок короны в видимой области спектра,



Фиг. 4. Зависимость яркости короны от расстояния от центра солнечного диска в инфракрасной области (сплошная кривая) и в видимой области (пунктировая)

полученный им 15 февраля 1961 г. (объектив $d : f = 1 : 2,8$ с фокусным расстоянием $f = 5$ см) с экспозицией 1 сек. Условия микрофотометрирования те же. На фиг. 4 представлены результаты сравнения. По оси абсцисс отложено расстояние от центра солнечного диска в солнечных радиусах, по оси ординат — яркость короны. Сплошной кривой показано уменьшение яркости короны с расстоянием от Солнца в инфракрасной области, пунктирной — уменьшение яркости короны в видимой области. Масштаб обеих кривых выбран так, что максимальные яркости короны вблизи края Солнца в видимых лучах и в инфракрасных одинаковы и приняты за 1000.

На фотографии в инфракрасной области корона прослеживается до расстояния 24—28 радиусов Солнца, в видимой области — всего до 5 радиусов Солнца.

Нами была сделана попытка привязки яркости короны к яркости солнечного диска. Для этого 15 февраля после 4-го контакта с той же аппаратурой, с которой фотографировалась корона, через дополнительные серые фильтры (см. 7 на фиг. 1) были получены фотографии Солнца. Общее ослабление света, даваемое фильтрами в инфракрасной области спектра, по лабораторным измерениям оказалось $(2 \pm 1) \cdot 10^8$. Яркость короны вблизи края Солнца составляет 2×10^{-8} яркости солнечного диска. Ранее эта яркость нами была принята за 1000. Таким образом, из фиг. 4 можно оценить яркость короны на различных расстояниях от центра Солнца в единицах яркости солнечного диска.

Отметим, что условия прозрачности после окончания затмения были лучше, чем во время полной фазы затмения. Поэтому результат привязки к яркости солнечного диска может дать заниженную яркость короны. Кроме того, яркость короны вблизи края солнечного диска, где она быстро падает с расстоянием от Солнца, сильно занижена вследствие низкой разрешающей силы установки (10 линий на 1 мм), при которой разрешаемый элемент 0,1 мм соответствует двум третям радиуса Солнца.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. M. R. Michard, A. Dollfus, J.—C. Pecker, M. Laffieux et Mme M. d'Ambuja. *Ann. Astrophys.*, 17, 320, 1954.
2. В. В. В я л ь ц е в. *Природа*, № 11, 79, 1961.

ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ 1957—1961 гг.
И ГЕОМЕТРИЯ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ I.

А. С. Дворяшин

Используя солнечные, ионосферные и геомагнитные данные за период 1957—1961 гг. отождествлены хромосферные вспышки, развитие которых сопровождалось генерацией высокоэнергичных протонов (~ 10 — 100 Мэв) и выбросом плазмы с магнитным полем («протонные» вспышки). Из анализа временного хода поглощения в высоких геомагнитных широтах получено заключение о геометрии межпланетного магнитного поля и изменении поля со временем. Детально исследуется последовательность явлений, развивающихся в окрестности Земли в связи с протонными вспышками, возникающими в одной и той же активной области (март — апрель 1960 г., ноябрь 1960 г.).

Анализ данных привел к следующей вероятной картине развития явлений. Плазма, выброшенная во время развития первой вспышки (из серии вспышек, возникающих в данной активной области), увлекая магнитное поле, образует магнитную «бутылку», магнитное поле которой замыкается в активной области. Последующие вспышки, возникающие в данной активной области, инжектируют высокоэнергичные протоны в образованное приблизительно радиальное межпланетное магнитное поле с включенными неоднородностями в виде магнитных облаков, выполняющих роль рассеивающих центров. В отсутствие рассеивающих центров протоны распространяются вдоль поля по спиральным траекториям с различным углом наклона траектории к силовой линии. Предложенная модель межпланетного магнитного поля, с необходимостью вытекающая из проведенного ранее анализа данных МГГ — МГС [1, 2], в настоящее время широко обсуждается в литературе.

Поскольку поле остается связанным с активной областью, оно будет несколько закручено вращением Солнца. Вблизи Солнца поле в основном радиально, что подтверждается формой корональных лучей и неоднородностей, простирающихся на 15—20 радиусов Солнца [48, 49]. По мере удаления от Солнца поле будет приобретать заметную азимутальную компоненту.

PROTON FLARES (1957—1961) AND THE GEOMETRY OF THE INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD. I, by A. S. Dvoryashin. — Chromospheric flares, the development of which was accompanied by the generation of high-energy protons (~ 10 — 100 Mev) and ejections of plasma with a magnetic field («proton flares»), have been identified using solar, ionospheric and geomagnetic data for 1957—1961. From an analysis of the absorption time rate at high geomagnetic latitudes a conclusion is made on the geometry of the interplanetary magnetic field and the variations of the field with time. The sequence of phenomena, which develop in the neighbourhood of the earth due to proton flares, appearing in one and the same active region (March — April 1960, November 1960), is studied in detail.

An analysis of the data leads to the following probable development of the phenomena. Plasma ejected during the development of the first flare (of a series of flares originating in a given active region) and carrying along a magnetic field, forms a magnetic «bottle», the magnetic field of which closes in the active region. The following flares, which appear in the given active region, inject high-energy protons into the formed and approximately radial interplanetary magnetic field with included irregularities. These irregularities are magnetic clouds which serve as scattering centers. In the absence of such centers the protons propagate in the field along spiral trajectories, which have various inclination angles to the lines of force. The proposed model of the interplanetary magnetic field, which necessarily follows from the previous analysis of IGY and IGC data [1, 2], is at present being widely discussed in scientific literature.

As the field remains connected with the active region, it will be curved somewhat by the rotation of the sun. Near the sun the field is mainly radial, this being confirmed by the form of coronal rays and irregularities up to 15—20 solar radii [18, 19]. With increasing distance from the sun the field will acquire an appreciable azimuthal component.

Введение

В течение 1957—1961 гг. на Солнце обнаружен ряд активных областей, развитие вспышек в которых сопровождалось генерацией высокоэнергичных протонов ($\sim 10\text{--}100\text{ Мэв}$) и выбросом плазмы с магнитным полем («протонные вспышки») [1, 2]. Наблюдения ионосферы показали, что через несколько часов после появления мощных хромосферных вспышек начинается поглощение в ионосфере в высоких геомагнитных широтах. Предполагалось, что это связано с осадждением высокоэнергичных протонов в полярную шапку и увеличением ионизации ионосферы [3, 4]. Появление высокоэнергичных протонов около Земли было обнаружено аппаратурой, установленной на спутниках [5—7], ракетах [8] и аэроста-тах [9, 10].

Исследование поглощения в ионосфере и возмущенности магнитного поля в связи с хромосферными вспышками представляется крайне важным, так как приближает нас к пониманию нестационарных процессов, протекающих в активных областях на Солнце и приводящих к ускорению высокоэнергичных протонов и выбросу плазмы.

Зависимость времени запаздывания начала магнитной бури от числа генерированных в соответствующей вспышке частиц позволяет выяснить роль высокоэнергичных частиц в механизме выброса. При исследовании связи определенных солнечных и геофизических явлений необходимо учитывать также положение активных областей на диске Солнца, поскольку оказывается, что ширина корпускулярного потока на расстоянии орбиты Земли более 1 а. е. и характеристики потока (плотность плазмы, напряженность магнитного поля) существенно различны в разных точках потока.

Отсюда следует, что взаимодействие с Землей облаков плазмы, выброшенных из активных областей, находящихся на различных расстояниях от центра диска, будет не одинаково. Особо важно учитывать положение на диске Солнца протонных вспышек, так как распространение высокоэнергичных протонов и величина их потока около Земли определяются геометрией межпланетного магнитного поля.

1. Результаты наблюдений

Сведения о вспышках, возникающих в тех активных областях, где зарегистрированы протонные вспышки, взяты из [11—13]. Несколько протонных вспышек за период 1960—1961 гг. наблюдалось на коронографе обсерватории (М. Б. Огирь, частное сообщение). Время начала и длительность осадждения высокоэнергичных протонов в полярную шапку определялись по вариациям минимальных частот отражения $f_{\text{мин}}$ от ионосферы при вертикальном зондировании. Соответствующие данные за период 1960—1961 гг. предоставлены в наше распоряжение Арктическим и Антарктическим научно-исследовательским институтом (ионосферная станция, о-в Хейса) и Полярным геофизическим институтом (ионосферная станция, Мурманск). Возмущенность магнитного поля Земли оценивалась K -индексом. Время внезапного начала магнитных бурь SC снималось с магнитограмм, получаемых на магнитной станции обсерватории. Данные о всплесках радионизлучения, сопровождающих соответствующие вспышки, взяты из [14, 14]. Для ряда вспышек развитие всплесков радио-

излучения исследовано по записям, приведенным в [15]. Записи всплесков радиоизлучения, полученные в обсерватории, предоставлены для исследования И. Г. Моисеевым. Протонные вспышки и связанные с ними геофизические явления приведены на фиг. 1—10.

2. Связь между хромосферными вспышками и поглощением в ионосфере в высоких геомагнитных широтах. Геометрия межпланетного магнитного поля

В течение 1957—1961 гг. в ионосфере в высоких геомагнитных широтах неоднократно наблюдалось полное поглощение радиоволн при вертикальном зондировании в связи с осаждением высокоэнергичных протонов после появления мощных хромосферных вспышек на Солнце. Протонные вспышки сопровождаются мощным всплеском радиоизлучения IV типа. Как правило, за поглощением в ионосфере, вызванным протонной вспышкой, следует магнитная буря с внезапным началом, если соответствующая вспышка удалена не более чем на $60-70^\circ$ от центрального меридиана. Плотность плазменных облаков, вызывающих бури, более 10^2 протонов/см³. Так, увеличение яркости зодиакального свечения, обусловленное рассеянием солнечного света свободными электронами плазменного облака, обтекающего Землю во время бури 8—9 июля 1958 г., соответствовало электронной плотности облака ~ 300 электронов/см³ [16]. При столь значительной плотности облака связанное с ним магнитное поле едва ли способно увлечь его при вращении Солнца вокруг своей оси. Ввиду этого выброшенное вспышкой облако плазмы сохраняет свое радиальное движение. Следует поэтому ожидать, что магнитное поле, увлекаемое движущейся плазмой и замыкающееся в активной области, будет несколько закручено вращением Солнца уже на расстоянии орбиты Земли. Вблизи Солнца поле в основном радиально, что подтверждается формой корональных лучей и неоднородностей, простирающихся на 15—20 радиусов Солнца [17]. Если эти неоднородности сдерживаются от рассеивания магнитными полями, то поля также должны быть вытянуты в радиальном направлении [18, 19]. По мере удаления от Солнца вследствие закручивания поле будет приобретать заметную азимутальную компоненту. Эта общая картина поля подтверждается исследованием распространения инжектированных в межпланетное пространство солнечных космических лучей малых и высоких энергий, которые в связи с этим могут рассматриваться в качестве зондов для исследования геометрии межпланетного поля и его изменения со временем. Изучая распространение высокоэнергичных протонов, можно найти несколько различные характеристики межпланетного магнитного поля в каждом отдельном случае, однако исследование экспериментального материала, полученного за продолжительный период времени, позволяет выявить общую закономерность и объяснить возможные от нее отклонения.

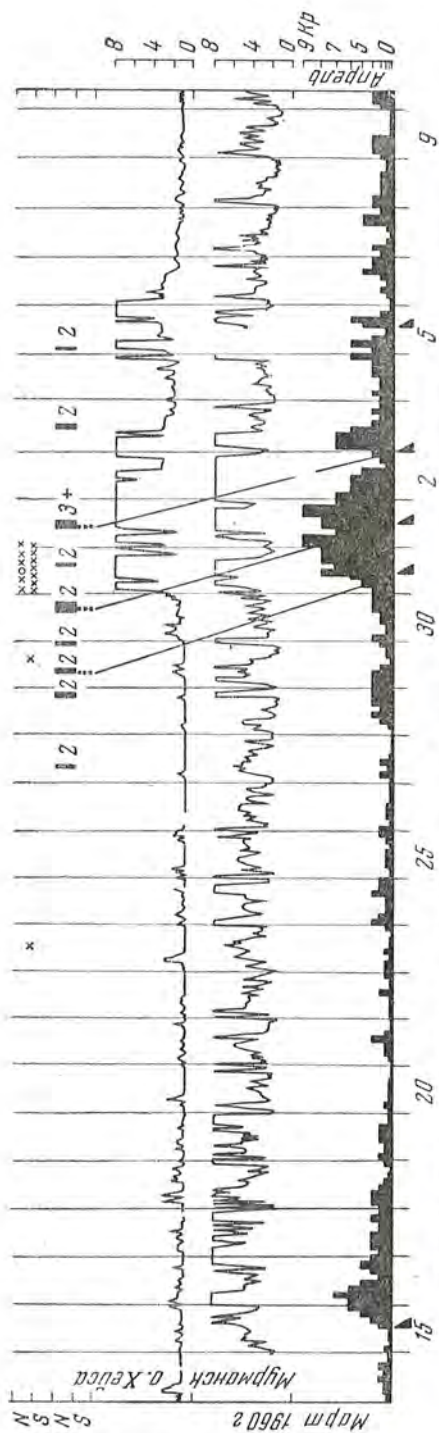
Эффект закручивания межпланетного магнитного поля подтверждается прежде всего большим временем запаздывания в прибытии высокоэнергичных протонов на Землю от восточной полусферы Солнца в сравнении с западной [1, 2]. Тот факт, что амплитуда малых возрастных интенсивности космических лучей на уровне моря в периоды, когда магнитное поле спокойно и интенсивность галактического космического излучения соответствует нормальному уровню, примерно вдвое больше для вспышек балла 2 и выше, возникающих на западной полусфере Солнца, чем на восточной [20, 21], является еще одним свидетельством закручивания поля. Этот эффект выявляется как при сравнении отдельных вспышек, так и статистически [22, 23].

Эффект восточно-западной асимметрии, вносимой геометрией межпланетного магнитного поля, должен сказываться, по-видимому, также и на

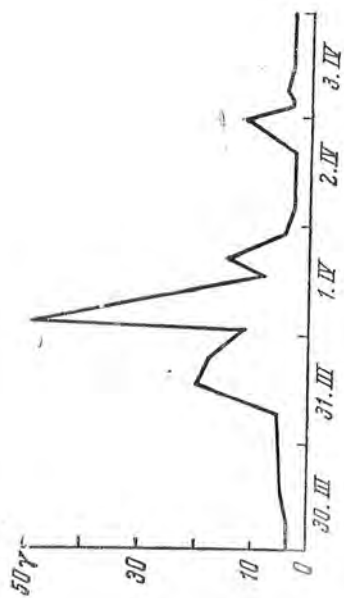
скорости возрастания до максимума интенсивности высоко- и мало-энергичной компоненты солнечных космических лучей, регистрируемых по поглощению космических шумов в высоких геомагнитных широтах. Быстрое прибытие на Землю солнечных космических лучей малых и релятивистских энергий наблюдается в том случае, когда соответствующая вспышка возникает в активной области, магнитное поле которой, простираясь в межпланетное пространство и составляя сектор межпланетного поля, связывает активную область с Землей [1, 2]. Особый интерес для исследования межпланетного пространства представляют явления, наблюдаемые в тех случаях, когда несколько протонных вспышек возникает в одной и той же активной области.

Одно из таких явлений, наиболее полно документированное наблюдениями Солнца ([24, 25] и частное сообщение М. Б. Огирь) и измерениями магнитного поля и потока высокоэнергичных протонов на Земле [7] и в межпланетном пространстве [8, 26], наблюдалось 30 марта — 1 апреля 1960 г. Протонная вспышка балла 3 началась 1 апреля в 08^h40^m в активной области с координатами 12N, 11W, в которой ранее, 30 марта, зарегистрирована вспышка, вызвавшая поглощение в полярной шапке и магнитную бурю с SC, длившуюся примерно двое суток. Хотя большая часть плазменного облака, ответственного за магнитную бурю 31 марта и 1 апреля, к 8 час 1 апреля продвинулась за орбиту Земли, тем не менее, как можно видеть из фиг. 1 и 2, Земля еще продолжала оставаться в области повышенного магнитного поля, достигавшего 20 γ, причем эта область, размером ~ 0,7 а. е., находилась между Солнцем и Землей. Согласно наблюдениям, проведенным на спутнике [7], протоны от вспышки 1 апреля были обнаружены в окрестности Земли 1 апреля в 09^h35^m, на что указывает также поглощение в высоких широтах (см. фиг. 1). Время запаздывания, равное 55 мин, свидетельствует о быстром прибытии протонов, тем более, что это время может быть уменьшено, если предположить, что выход высокоэнергичных протонов из магнитных полей активной области возможен только посредством выноса плазмы с полем и высокоэнергичными частицами в более высокие слои короны. Заметим, что это движение (если интерпретировать связанный с ним всплеск радиолучения II типа как возбуждение плазменных колебаний при прохождении возмущения в короне [27—29]) начинается около времени максимума всплеска на сантиметровых волнах [30] (близко совпадающего по времени с максимумом вспышки [31]) и происходит со скоростью $v \sim 10^8$ см/сек. Следовательно, время запаздывания, отсчитываемое от времени максимума вспышки (08^h59^m), сокращается до 35 мин и менее, если высокоэнергичные протоны некоторое время удерживаются в выброшенном облаке плазмы, прежде чем покинуть его по мере уменьшения поля. Тот факт, что высокоэнергичные протоны достигли Земли за столь короткое время (~ 35—55 мин) в условиях погружения Земли в выброшенное ранее облако плазмы, протяженностью ~ 0,5 а. е. с напряженностью поля ~ 20 γ, свидетельствует именно о том, что это поле остается связанным с активной областью на Солнце и высокоэнергичные протоны распространяются вдоль соответствующих спиральных траекторий. Никакое другое поле с напряженностью 20 γ, не связанное с активной областью на Солнце, не допустило бы высокоэнергичные протоны до Земли за время, лишь вдвое превышающее время их прямолинейного движения.

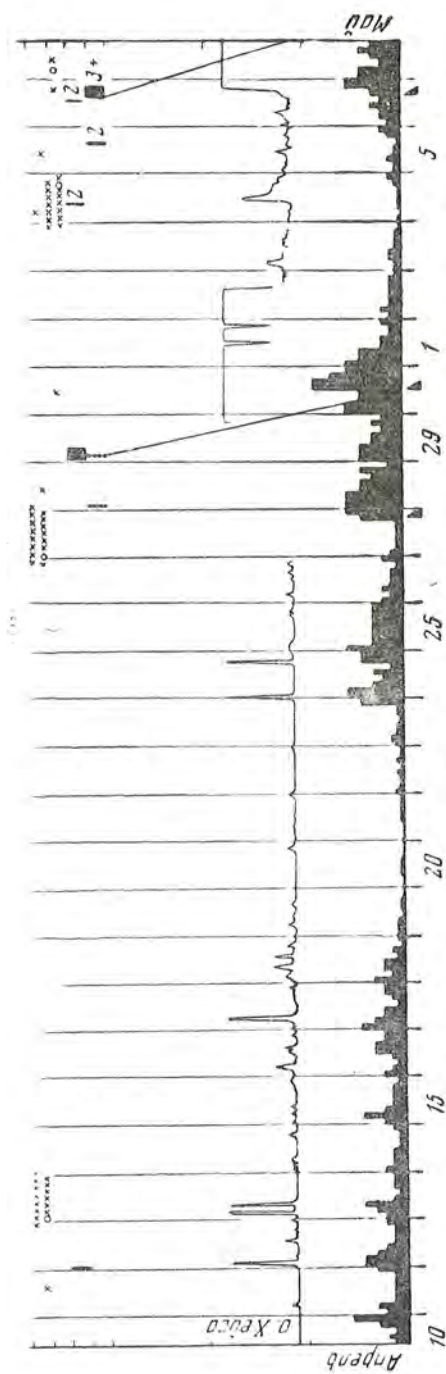
Например, рассмотрим явления, связанные со вспышкой 3 сентября 1960 г. В этом случае наблюдалось замедленное распространение высокоэнергичных протонов через межпланетное пространство, причем, что весьма показательно, время запаздывания зависело от энергии частиц. Оно было наименьшим для высокоэнергичной компоненты солнечных космических лучей и наибольшим для самых низких энергий, наблюдаемых на зондах в высоких широтах, где максимум был достигнут лишь через



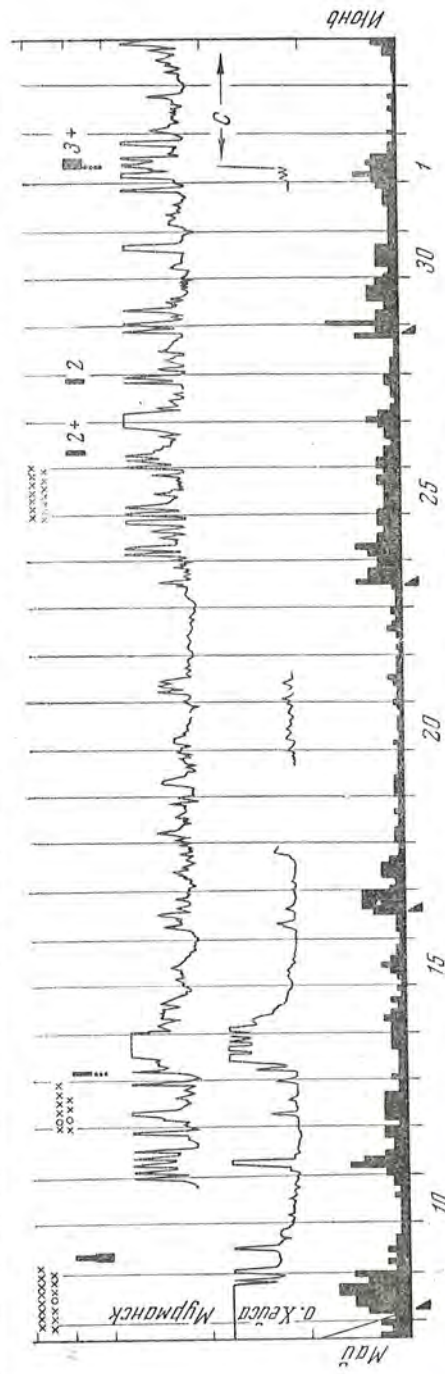
Фиг. 1. Протонные вешки 29—30 марта и 1 апреля 1960 г., связанные с ними магнитные бури и поглощение в полярной шапке



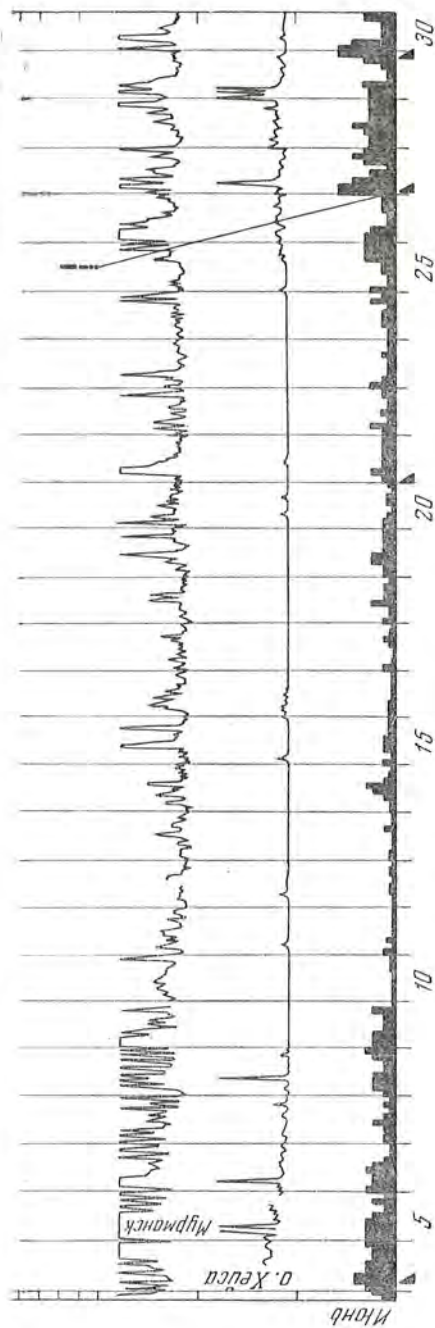
Фиг. 2. Межпланетное магнитное поле, измеренное при помощи аппаратуры, установленной на ракете «Pioneer V» [26]



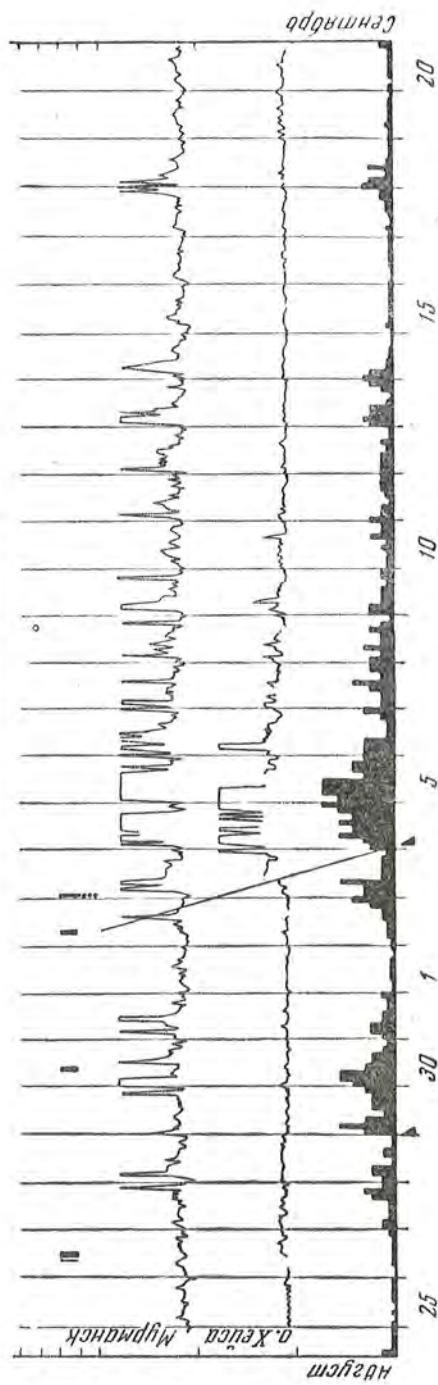
Фиг. 3. Протонные вспышки 29 апреля и 6 мая и соответствующие им магнитные бури и поглощение в полярной шапке. Вспышка 4 мая создала слабое поглощение, хотя наблюдалось связанное с ней возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря [37]



Фиг. 4. Протонные вспышки 13 мая и 1 июня 1960 г. Вспышка 1 июня создала сильное поглощение, повышенные значения μ_{min} удерживаются 4 и 5 июня



Фиг. 5. Протонная вспышка 25 июня 1960 г.
Создала слабое поглощение в полярной шапке



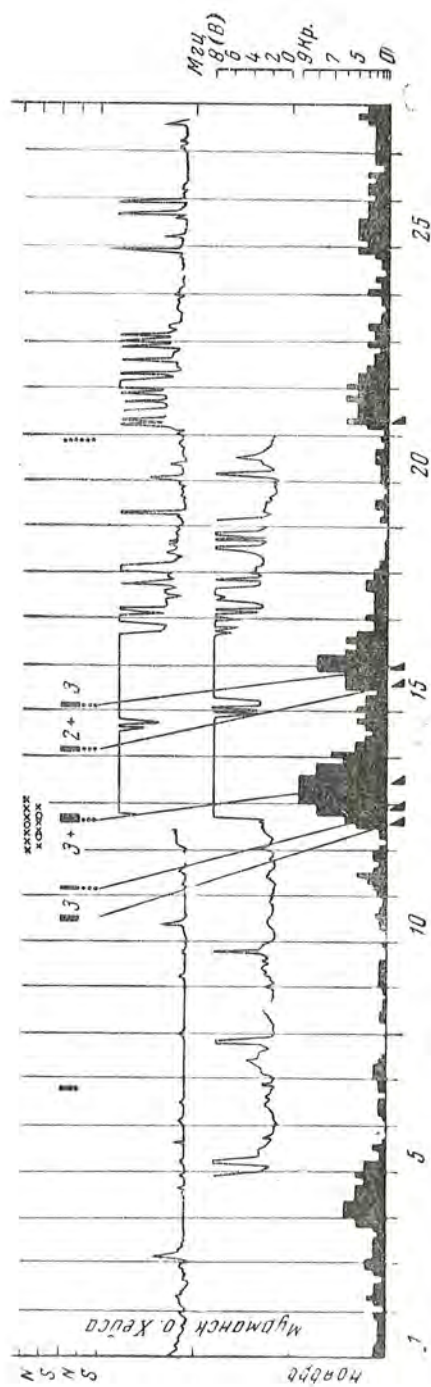
Фиг. 6. Протонная вспышка 3 сентября 1960 г.

Вызвала поглощение в полярной шапке и возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря [34, 37] Магнитную бурю с SC следует отождествить со вспышкой 2 сентября 1960 г.

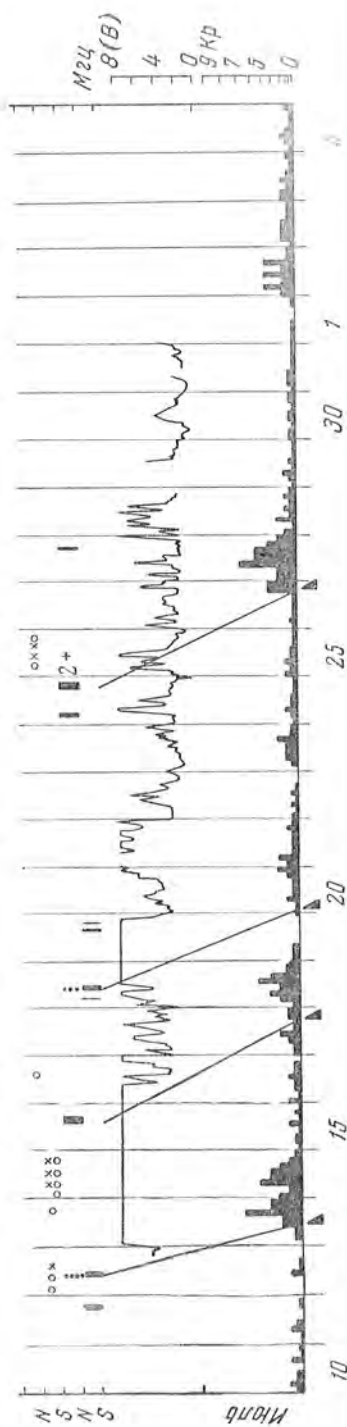
10 час после начала вспышки [9]. Из фиг. 6 можно видеть, что уже в момент вспышки и в течение следующих двух суток Земля была погружена в проходившее мимо нее облако плазмы, вызывающее магнитную бурю. Понижение интенсивности галактического космического излучения свидетельствует, что плазма несла с собой замороженное магнитное поле [32]. Вспышка 3 сентября 1960 г. наблюдалась на лимбе. Следовательно, плазма, находящаяся к этому времени в межпланетном пространстве между Солнцем и Землей, была выброшена из другой активной области. При данных условиях появление высокоэнергичных протонов около Земли, их большое время запаздывания и медленный рост до максимума можно объяснить диффузией протонов через магнитное поле.

Сначала медленное, а затем быстрое распространение (и возрастание потока до максимума интенсивности) генерированных во вспышке частиц наблюдалось в последовательности событий, развивавшихся в окрестности Земли в связи с протонными вспышками, наблюдавшимися в активной области, проходившей центральный меридиан 12 ноября 1960 г. на гелиографической широте $27^{\circ}N$. В этой области наблюдались три вспышки балла 3, около десяти вспышек балла 2 и значительное число более слабых вспышек. Из фиг. 7 можно видеть, что магнитное поле Земли оставалось спокойным до 12 ноября. 12 ноября в 13^h48^m (здесь и далее в тексте время мировое) зарегистрирована магнитная буря с SC (отмечено темным треугольником на фиг. 7), обусловленная вспышкой 10 ноября в 10^h00^m (отмечено темным прямоугольником на фиг. 7 во второй строке). Усиление возмущенности поля 12 ноября в 19^h , сопровождавшееся сильным спадом типа Форбуша в интенсивности галактического космического излучения [33], заставляет предположить, что к этому времени Земля начала погружаться в новое облако плазмы, увлекающее с собой магнитные поля. Внезапное начало магнитной бури (фиг. 9) отлично прослеживается на магнитограмме, полученной в обсерватории. Предполагаемое отождествление дано на фиг. 7. Несколько ранее, а именно 12 ноября в 13^h25^m , когда в той же самой активной области возникла вспышка балла 3+, сопровождавшаяся мощным всплеском радиоизлучения IV типа на сантиметровых и метровых волнах, это облако с магнитным полем находилось между Землей и Солнцем. Этими условиями следует объяснить тот факт, что возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря, начавшееся в 13^h50^m , было медленным ($\max \sim 16^h$), а время запаздывания начала поглощения в полярной шапке сравнительно велико, что указывает на удержание генерированных во вспышке 12 ноября высокоэнергичных протонов в магнитных полях приближающегося плазменного облака. Действительно, с погружением Земли в облако ($\sim 19^h$) наблюдается быстрое возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря [33] и увеличение потока высокоэнергичных протонов в стратосфере в высоких геомагнитных широтах [34]. Вызванная вспышкой магнитная буря с SC (фиг. 10), сопровождаемая резким и глубоким спадом Форбуша в интенсивности галактического космического излучения, началась 13 ноября в 10^h21^m (отмечено темным треугольником на фиг. 7).

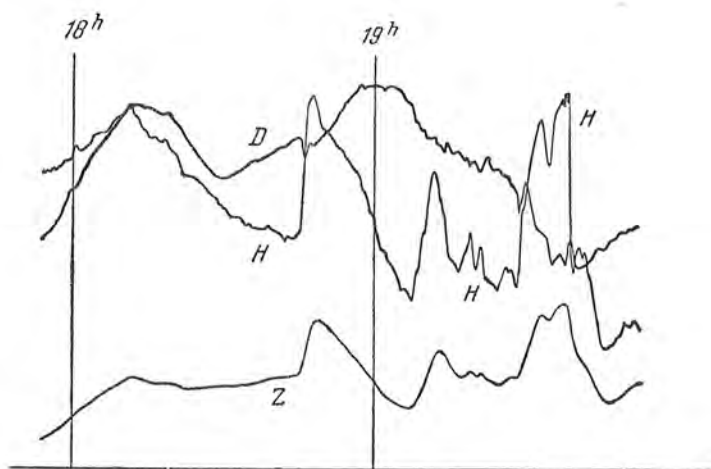
Следующая за этим вспышка балла 3+, возникшая в той же самой активной области 15 ноября в 02^h07^m , также сопровождалась интенсивным всплеском радиоизлучения IV типа в широком диапазоне частот [35] и генерацией солнечных космических лучей малых и релятивистских энергий [36]. К этому времени облака плазмы, вызвавшие магнитные бури 12 и 13 ноября, продвинулись за орбиту Земли на расстояние 2—3 а. е., так что Земля оставалась в приблизительно радиальном магнитном поле созданном в межпланетном пространстве прошедшей плазмой. Интенсивность галактического космического излучения находилась на стадии восстановления после спада типа Форбуша. Инжекция в такое поле солнечных космических лучей в связи со вспышкой 15 ноября вызвала быстрое



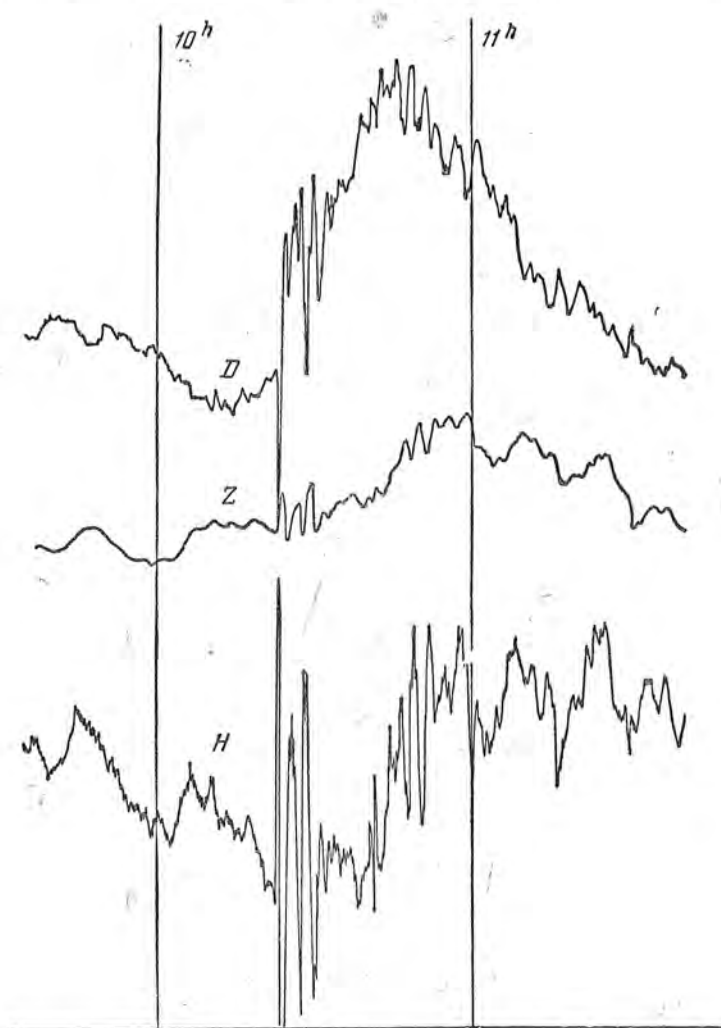
Фиг. 7. Протонные всплески 12 и 15 ноября 1960 г. и соответствующие им магнитные бури и поглощение в полярной шапке



Фиг. 8. Протонные всплески 12 и 18 июля 1961 г. и соответствующие им магнитные бури и поглощение в полярной шапке



Фиг. 9. Внезапное начало магнитной бури 12 ноября 1960 г. в 18^h45^m



Фиг. 10. Внезапное начало магнитной бури 13 ноября 1960 г., связанной со вспышкой 12 ноября 1960 г.

возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря [37] и осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку. Полное поглощение в ионосфере в высоких геомагнитных широтах начинается 15 ноября и удерживается в течение двух суток (см. фиг. 7). Повышенные значения $f_{\text{мин}}$ и полное поглощение в отдельные интервалы времени наблюдаются до 20 ноября.

В течение 1958—1959 гг. аналогичная последовательность событий наблюдалась всякий раз, когда по диску Солнца проходила активная область, в которой зарегистрировано несколько протонных вспышек, например, в конце августа — начале сентября 1957 г., в августе 1958 г., в июле 1959 г. [1, 2].

Представляется вероятным следующая картина развития явления. Плазма, выброшенная во время развития первой вспышки (из серии вспышек в данной активной области), увлекая магнитное поле, образует магнитную «бутылку», магнитное поле которой замыкается в активной области. Последующие протонные вспышки, возникающие в данной активной области, инжектируют высокоэнергичные протоны в образованное приблизительно радиальное магнитное поле с включенными неоднородностями в виде магнитных облаков, выполняющих роль рассеивающих центров. В отсутствие рассеивающих центров распространение протонов происходит вдоль поля по спиральным траекториям с различным углом наклона траектории к силовой линии. Предложенная модель межпланетного магнитного поля, с необходимостью вытекающая из проведенного ранее анализа данных МГГ — МГС [1, 2], совпадает с моделью Т. Голда [38].

В заключение автор приносит благодарность В. В. Гапееву за большую помощь при подготовке экспериментального материала к печати.

25 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 90, 1961.
2. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 38, № 3, 1961.
3. D. K. Bailey. J. Geophys. Res., 62, 431, 1957.
4. D. K. Bailey. Proc. IRE, 47, 225—266, 1959.
5. Е. В. Горчаков, Г. А. Базилевская. Искусственные спутники Земли, в. 8, 1961.
6. P. Rothwell, C. McIlwain. Nature, 184, 4681, 1959.
7. J. V. Allen, W. C. Lin. J. Geophys. Res., 65, N 9, 1960.
8. R. L. Arnoldy, R. A. Hoffman, J. R. Winckler. J. Geophys. Res., 65, N 9, 1960.
9. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. Ж. эксперим. и теор. физ., 41, 735, 1961.
10. J. R. Winckler, P. D. Bhavsar, L. Peterson. J. Geophys. Res., 66, N 4, 1961.
11. Quart. Bull. Solar Activity, N 117—126, 1957—1959.
12. Internat. Geophys. Year, Solar activity Rept Ser. № 12, 1960. High Altitude Observ., Boulder, Colorado.
13. Complications of Solar-Geophysical Data High Altitude Observatory. Boulder, Colorado, 1960.
14. T. Kakinuma, H. Tanaka. Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., v. 8, January, 1961, Toyakawa, Japan.
15. Information Bull. Solar Radio Observ. in Europe, N 4—5, 1960; N 6, 7, 1961.
16. D. E. Blackwell, M. F. Ingham. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 122, N 2, 1961.
17. В. В. Виткевич. Радиоастрономия. Парижский Симпозиум, 1958, стр. 270, М., 1961.
18. Е. А. Пономарев. Канд. дисс. Киев, 1957.
19. Е. А. Пономарев. Физика солнечных корпускулярных потоков и их воздействие на верхнюю атмосферу Земли. М., 1957.
20. Б. М. Владимирский. Наст. том., стр. 320.

21. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 4, 1961.
22. Е. В. Коломеец, М. И. Тясто. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 4, 1961.
23. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 6, 1961.
24. M. A. Ellison, S. P. M. McKenna, J. H. Reid. Observatory, 80, N 917, 1960.
25. В. М. Гневыхов, Р. С. Гневыхова. Солнечные данные, № 8, 1960.
26. R. J. Coleman, Jr. L. Davis, C. P. Sonett. Phys. Rev. Letters, 5, N 2, 1960.
27. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 23, 333, 1946.
28. И. Г. Моисеев. Астрон. ж., 38, № 3, 1961.
29. J. P. Wild, K. V. Sheridan, G. H. Trent. Paris Sympos. Radio Astronomy, 1958, p. 178, Stanford Univ. Press, (русский перевод «Радиоастрономия», Парижский симпозиум, 1958, стр. 178, М., 1961).
30. M. R. Kundu. Astrophys. J., 134, 96, 1961.
31. А. С. Дворяшин. Наст. том, стр. 342.
32. Космические данные, № 9, 1960.
33. Я. Л. Блох, О. И. Иноземцева, И. С. Камнер, Ю. И. Копылов, В. К. Конава, А. В. Сергеев. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 3, 1961.
34. А. Н. Чарахьян, В. Ф. Тулинов, Т. П. Чарахьян. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 4, 1961.
35. Informat. Bull. Solar Radio Observ. Europe, N 7, 1961.
36. А. И. Кузьмин, Г. Ф. Шафер, Г. Ф. Крымский, Ю. Г. Шафер. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 4, 1961.
37. J. Hladky, J. Kleszek, L. Krivsky, P. Mokry. Nuovo Cimento, 17, N 4, 1960.
38. T. Gold. Astrophys. J. Suppl., 4, N 44, 1960.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПРОТОННЫХ ВСПЫШЕК. II

А. С. Дворяшин

Исследуются характерные черты всплеска радиоизлучения IV типа, сопровождающего развитие протонных вспышек. В развитии всплеска IV типа можно выделить в основном две фазы. В первой фазе, продолжительностью 15—30 минут, наблюдается излучение на сантиметровых волнах, простирающееся иногда в диапазон частот выше 250 Мгц. Вторая фаза (излучение на метровых волнах) следует за всплеском II типа, возникающего вблизи времени максимума всплеска на сантиметровых волнах (совпадающего по времени с максимумом вспышки).

Сопоставление всплесков радиоизлучения и поглощения в полярной шапке показало, что длительные, с большой амплитудой поглощения в ионосфере могут быть связаны с теми всплесками IV типа, которые имеют исключительно интенсивную первую фазу — излучение на сантиметровых волнах. Соответствующие вспышки образуют группу сильных вспышек (табл. 2). Некоторые из них вызвали возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря. Вспышки, развитие которых сопровождалось умеренным всплеском радиоизлучения в первой фазе, вызвали лишь возрастание минимальных частот отражения $f_{\text{мин}}$ в высоких геомагнитных широтах или слабое полное поглощение в отдельные интервалы времени — группа слабых протонных вспышек.

Установлено, что всплеск IV типа представляет собой именно то сопутствующее вспышке явление, которое в значительной мере характеризует эффективность генерации высокоэнергичных частиц во вспышке.

Из того факта, что малые возрастания интенсивности космических лучей на уровне моря могут быть связаны как с обычными, так и с протонными вспышками, а также принимая во внимание, что общим для тех и других вспышек является всплеск на сантиметровых волнах, сделано заключение, что генерация высокоэнергичной компоненты космических лучей происходит именно в той стадии вспышки, которая сопровождается всплеском радиоизлучения на сантиметровых волнах. В таком случае или вторая фаза всплеска IV типа имеет отношение только к выносу малоэнергичной компоненты в более высокие слои короны, или ускорение малоэнергичной компоненты связано с выходом плазменных облаков из активной области.

Поскольку первая фаза всплеска IV типа обязана тепловому излучению плазмы и механизму синхротронного излучения электронов ($E \sim 10^5 \div 10^8$ эв), возможна генерация рентгеновских квантов, в том числе высоких энергий, тормозным излучением электронов, ускоренных во вспышке. Следовательно, мощные протонные вспышки должны вызывать сильные внезапные ионосферные возмущения. Тот факт, что интенсивные протонные вспышки вызывают внезапные ионосферные возмущения, регистрируемые на станциях, удаленных от подсолнечной точки на 5—6 часов, свидетельствует о том, что особенностью рентгеновского излучения мощных протонных вспышек является сильное ужесточение их спектра!

Так как максимум всплеска на сантиметровых волнах совпадает по времени с максимумом вспышки, следует ожидать, что именно в это же время должны генерироваться сверхжесткие фотоны. Это подтверждается тем фактом, что всплески рентгеновского излучения на баллонах, обязанные наиболее жестким фотонам, совпадают по времени с максимумом вспышки.

RADIO EMISSION OF PROTON FLARES. II, by A. S. Droryashin. — The characteristic features of a type IV radio burst, accompanying the development of proton flares, are studied. In the main, two phases can be distinguished in the development of a type IV burst. During the first phase, of 15—30 minutes duration, emission on centimeter wave

lengths is observed, which sometimes extends to the frequency range greater than 250 mc/s. The second phase (emission on meter wave lengths) follows a type II burst, which originates close to the moment of maximum of the burst on the centimeter wave lengths (coinciding in time with the flare maximum).

A comparison of radio bursts and absorption in the polar cap showed that prolonged absorptions with a large amplitude in the ionosphere can be connected the type IV bursts, which have an exceptionally intense first phase — emission on centimeter wave lengths. The corresponding flares form a group of intense flares (table 2). Some of them were responsible for a cosmic ray intensity increase at sea level. Flares, the development of which was accompanied by a moderate radio burst during the first phase, caused only an increase in the minimal reflection frequencies $f_{\min}$ at high geomagnetic latitudes or weak total absorption at separate intervals of time — a group of weak proton flares.

It is found that a type IV burst is in fact the phenomenon, accompanying flares, which to a considerable degree characterizes the effectivity of generation of high energy particles in the flare.

From the fact that small increases in cosmic ray intensity at sea level can be connected with usual as well as proton flares and also taking into account that a burst on centimeter wave lengths is common for both kinds of flares, it is concluded that the generation of the high energy component takes place at such a stage of flare development, which is accompanied by a radio burst on centimeter wave lengths. In such a case the second phase of a type IV burst is related only to either the transfer of the low energy component to higher coronal levels or the acceleration of the low energy component is connected with the emergence of plasma clouds from an active region.

As the first phase of a type IV burst is due to the mechanism of synchrotron electron radiation ($E \sim 10^5 \div 10^8$ ev), the generation of X-ray quanta by the decelerating emission of electrons, accelerated in the flare, is possible. Consequently intense proton flares should cause intense sudden ionospheric disturbances. The fact that intense proton flares are responsible for sudden ionospheric disturbances, which are recorded at stations 4–5 hours distant from the subsolar point, is an evidence that a peculiarity of X-ray radiation of intense proton flares is strong hardening of their spectra.

Введение

Известно, что хромосферные вспышки возникают в активных областях, где наблюдаются сильные магнитные поля. Отличительной особенностью некоторых из активных областей является возникновение в них вспышек, развитие которых сопровождается генерацией высокоэнергичных протонов ($\sim 10\text{--}100$ Мэв) и выбросом плазмы с магнитным полем («протонные» вспышки) [1–4]. Регистрация высокоэнергичных протонов в окрестности Земли с аппаратурой, установленной на спутниках [5–7], ракетах [8, 9] и зондах [10–14], показала, что поток протонов с энергией 50–500 Мэв после некоторых вспышек достигает 1000 частиц/см²·сек и более. Так, после вспышки 14 июля 1959 г. при измерениях на зондах обнаружен поток $\sim 20\,000$ протонов/см²·сек в диапазоне энергий 40–500 Мэв [15, 16]. Инжектированный в связи со вспышкой 15 ноября 1960 г. поток протонов с энергией $E > 13$ Мэв был приблизительно в 10^4 раз больше фона космических лучей в течение 5 час после вспышки [9]. Интенсивное осаждение протонов в полярную шапку в течение нескольких дней наблюдалось после вспышек 23 марта 1958 г., 7 июля 1958 г., 22 августа 1958 г., 10 мая 1959 г., в июле 1959 г., в ноябре 1960 г., в июле 1961 г. и ряде других случаев [1–3]. В ноябре 1960 г., когда наблюдалась исключительно высокая интенсивность космических лучей солнечного происхождения, в стратосфере зарегистрирован уровень радиации около $0,7$ рад/час [14]. За пределами магнитного поля Земли уровень радиации достигал, по-видимому, 100 рад/час. Следовательно, протонные вспышки, генерируя солнечные космические лучи малых и релятивистских энергий, создают в межпланетном пространстве столь высокий уровень радиации, что возникает серьезная опасность для человека, находящегося на искусственном спутнике или космическом корабле. В связи с этим возникает необходимость разработки метода прогноза протонных вспышек. Первым шагом на пути решения этой задачи является вы-

яснение характерных черт, свойственных протонным вспышкам. Сюда относятся:

- 1) исследование конфигурации магнитного поля активных областей, где возникают протонные вспышки;
- 2) исследование интенсивности и спектра всплеска радиоизлучения, сопровождающего протонные вспышки;
- 3) исследование рентгеновского излучения;
- 4) исследование геофизических явлений, связанных с протонными вспышками.

Удалось установить основные характеристики протонных всплесков: высокий балл, мощный всплеск радиоизлучения IV типа на сантиметровых и метровых волнах, возникновение внезапных поносферных возмущений (SID), появление (с некоторым запаздыванием во времени относительно начала вспышки) высокоэнергичных протонов около Земли. С протонными вспышками связаны также магнитные бури с SC, имеющие меньшее время запаздывания (в среднем 30 час), большую амплитуду SC (около $20 \pm 2 \gamma$ на геомагнитной широте $\phi \approx 40^\circ$ с учетом суточного хода) и сопровождаемые более глубоким и резким спадом типа Форбуша в интенсивности галактического космического излучения [4, 2].

1. Активные области

Протонные вспышки, возникшие на Солнце за период 1957—1961 гг., перечислены в табл. 1 по данным [4—3]. Приведенные в таблице координаты всплесков соответствуют активным областям, представляющим интерес с точки зрения генерации в них космических лучей малых и высоких энергий. Используя мировые данные по вспышкам [47, 48], было определено число всплесков каждого балла, возникающих в каждой активной области за время ее прохождения по диску Солнца. В [4—3] на фиг. 1 этим числом отмечен день прохождения активной области через центральный меридиан Солнца. Сравнение с «Каталогом напряженностей и полярностей магнитных полей солнечных пятен за период МГГ» [49] показывает, что протонные вспышки возникли исключительно в тех областях, для которых характерна сложная структура поля.

Сложная конфигурация поля не ограничена только уровнем фотосферы. Магнитное поле из фотосферы легко проникает в хромосферу, где изменение поля с высотой более медленное (по сравнению с изменениями в фотосфере) [20]. Обнаружено [21], что в хромосфере над ядром пятна встречаются магнитные поля с напряженностью в 300—500 гс. Поля ~ 300 гс, выносимые лимбовыми вспышками, найдены на высотах 20—30 тыс. км над краем Солнца [22].

На проникновение значительных полей в верхнюю хромосферу и корону указывают радиоастрономические данные. Проведенная во время затмений 2 декабря 1956 г. и 19 апреля 1958 г. регистрация поляризованного радиоизлучения от областей, расположенных вблизи лимба, свидетельствует [23], что размеры областей примерно равны размерам ядер соответствующих групп пятен и имеют резко очерченные границы на высотах до 0,05—0,07 радиуса Солнца. Проникновение поля в корону подтверждается также наблюдениями поля в протуберанцах, где оно колеблется в пределах 50—200 гс [22, 24], причем большие поля характерны для эруптивных протуберанцев.

Перечисленные результаты наблюдений, указывающие на проникновение поля на большие высоты, следует поставить в соответствие с тем фактом, что всплески радиоизлучения IV типа, сопровождающие протонные вспышки, возникают в широком диапазоне частот от сантиметровых до метровых волн, причем в эволюции всплеска IV типа в ряде вспышек можно видеть две или три фазы, соответствующие разным источникам,

Таблица 1

[illegible]

[illegible]

находящимся в одной и той же активной области. Всплески IV типа обнаруживают поляризацию во всем наблюдаемом диапазоне частот, величина поляризации различна на разных частотах, меняется со временем, достигая 80% и более на частоте 1000 МГц [25]. Поскольку волны с такой длиной волны выходят с уровня $\sim 30\,000$ км выше фотосферы (над активной областью), почти 100%-ная поляризация всплесков радиоизлучения на этой частоте свидетельствует о почти регулярном поле на этих высотах.

Таким образом, во всей толще атмосферы Солнца над активной областью существуют значительные магнитные поля, имеющие особо сложную структуру в активных областях, в которых имеют тенденцию появляться протонные вспышки. Фотоэлектрическая регистрация поля в весьма сложной активной области, в которой наблюдалась вспышка 22 августа 1958 г., показала [26] существование большого градиента поля на границе раздела полярностей, где, согласно [27], возможно возникновение нестационарных процессов, приводящих к ускорению высокоэнергичных частиц и выбросу плазмы со всеми вытекающими отсюда последствиями для физики ионосферных и геомагнитных возмущений.

2. Всплеск радиоизлучения IV типа

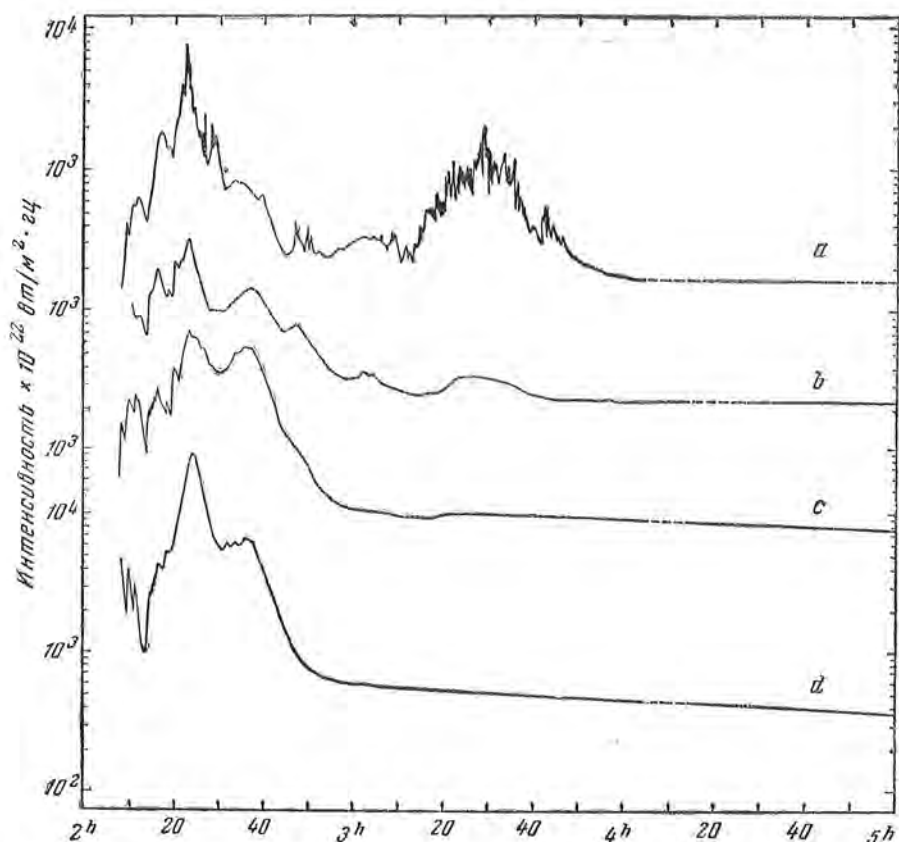
Можно убедиться, что из приведенных выше (см. введение) характеристик протонных вспышек наиболее важными являются балл вспышки и интенсивность всплеска радиоизлучения IV типа. Из 80 вспышек балла 3 и 3+, зарегистрированных за период 1957—1959 гг., оказались протонными 25, т. е. $\sim 30\%$, тогда как из вспышек балла 2 и 2+ протонные вспышки составляют только 1,5%. В 1960 г. наблюдалось 10 протонных вспышек из общего числа 22 вспышки, т. е. $\sim 45\%$. Возможно, что этот процент несколько завышен, так как не все вспышки балла 3 и 3+, наблюдавшиеся в этом году, сведены в [18].

Как правило, протонные вспышки балла 3 и 3+ сопровождалась мощным всплеском радиоизлучения на сантиметровых и метровых волнах (табл. 1). Тесная корреляция, найденная между всплесками радиоизлучения IV типа и поглощением в полярной шапке, указывает, что высокоэнергичные протоны, осаждающиеся в ионосферу в высоких геомагнитных широтах, ускоряются в той же активной области, что и высокоэнергичные электроны ($E \sim 10^5 - 10^8$ эв), ответственные за синхротронное излучение на сантиметровых и метровых волнах. Можно ожидать соответствие между интенсивностью всплеска радиоизлучения и потоком высокоэнергичных протонов, инжектированным в межпланетное пространство. Это соответствие, хотя и в меньшей степени (из-за влияния межпланетных магнитных полей), должно выполняться также и в том случае, если оценивать интенсивность потока около Земли при помощи аппаратуры, установленной на спутниках, по наблюдениям в стратосфере или по поглощению в D-области ионосферы. В частности, ряд выводов по этому вопросу можно сделать из анализа всплесков радиоизлучения IV типа и поглощения в ионосфере в высоких геомагнитных широтах.

Наиболее общим результатом, следующим из табл. 1 и фиг. 1—7, является наличие тесной связи между появлением интенсивного всплеска радиоизлучения в широком диапазоне частот и поглощением в ионосфере. Все вспышки, развитие которых сопровождалось появлением мощного всплеска на сантиметровых и метровых волнах, вызвали осаждение высокоэнергичных протонов в высокие геомагнитные широты. Расположив протонные вспышки в порядке убывания максимальной интенсивности связанного с ними всплеска радиоизлучения на сантиметровых волнах (9400 МГц), можно убедиться (табл. 2), что наиболее сильное поглощение космического радиоизлучения * соответствует тем вспышкам,

* Амплитуда поглощения космического радиоизлучения на 27 МГц взята из [51].

которые сопровождались мощным всплеском радионизлучения на сантиметровых волнах. Примерно такая же зависимость наблюдается для длительности полного поглощения в ионосфере, если для оценки поглощения использовать вариации минимальных частот отражения при вертикальном зондировании $f_{\text{мин}}$ [4—3]. Максимальная интенсивность всплеска на 9400 МГц, усредненная для группы сильных вспышек, составляет



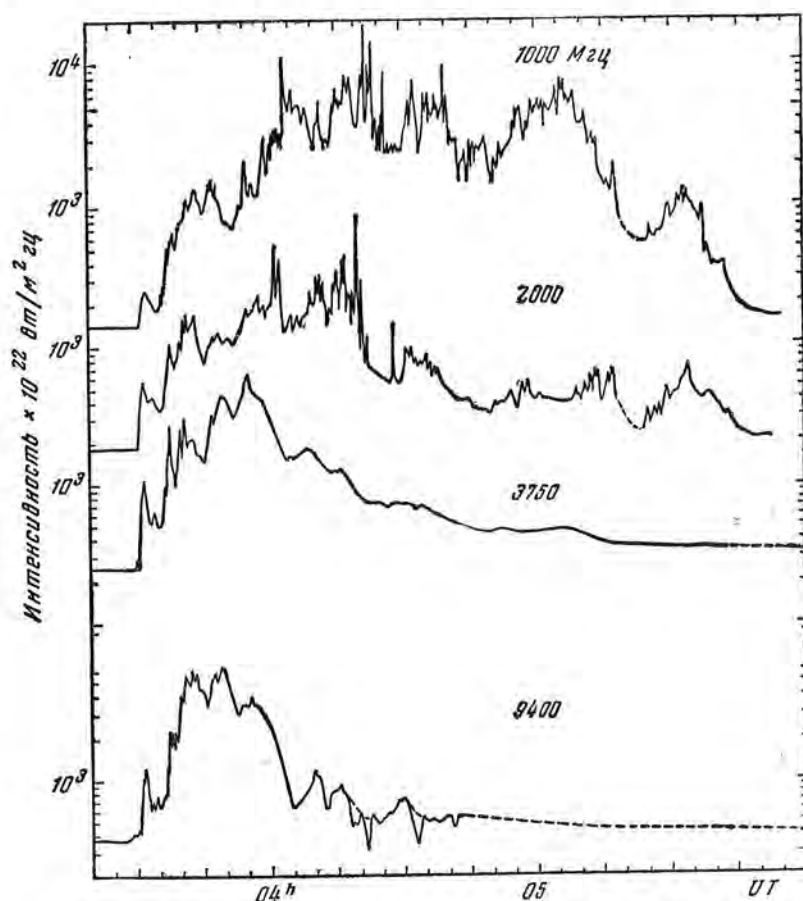
Фиг. 1. Всплеск радионизлучения, сопровождающий протонную вспышку 10 июля 1959 г. (по данным [25])

a, b, c, d — частоты 1000, 2000, 3750 и 9400 МГц, соответственно

$\sim 5700 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$. За исследуемый период наблюдалось несколько случаев значительного увеличения интенсивности космических лучей на уровне моря (16 июля 1959 г., 3 сентября 1960 г., 12 и 15 ноября 1960 г.). Вспышки, вызвавшие эти эффекты, сопровождались наиболее длительными ($\sim 30 \text{ мин}$) и мощными всплесками в радионизлучении. Так, максимальная интенсивность всплеска радионизлучения во время вспышки 16 июля 1959 г. на частоте 9400 МГц достигала $6000 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$ (см. табл. 1). Для вспышек 12 и 15 ноября 1960 г. интенсивность радионизлучения в максимуме составляла 10^4 и $\sim 25 \cdot 10^3$ (в $10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$) на частотах 3000 и 9400 МГц соответственно (фиг. 3 и 4), причем во всем сантиметровом диапазоне длин волн от 3 до 30 см интенсивность излучения превосходила $2000 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Можно ожидать, что для рентгеновского излучения протонных вспышек будет иметь место такая же зависимость (см. табл. 2, 3) интенсивности эмиссии от мощности всплеска радионизлучения на сантиметровых волнах. Действительно, синхротронное излучение на сантиметровых волнах

свидетельствует о наличии в области излучения электронов с энергией $\sim 10^5 - 10^8$ эв. Часть электронов по спиральным траекториям может уходить из излучающего объема в более плотные слои хромосферы и фотосферы. Следовательно, возможна генерация рентгеновских квантов тормозным излучением электронов, ускоренных во вспышке. Тот факт, что всплески



Фиг. 2. Всплеск радиоизлучения 14 июля 1959 г. (по данным [25])

рентгеновского излучения, наблюдавшиеся [на баллонах близко совпадают по времени с максимумом сантиметрового всплеска, свидетельствует о том, что наиболее жесткое рентгеновское излучение генерируется именно в это время. Естественно, что число рентгеновских квантов в какой-то мере будет соответствовать числу высокоэнергичных электронов, и, следовательно, зависимость интенсивности эмиссии рентгеновских квантов от интенсивности радиоизлучения в первой фазе всплеска IV типа будет иметь тот же характер, что и для потока высокоэнергичных протонов (см. табл. 2, 3).

Со всеми протонными вспышками связан также интенсивный всплеск IV типа на метровых волнах (если, разумеется, вспышка возникает вблизи лимба). Однако наличие интенсивного всплеска только на метровых волнах не является достаточным критерием генерации высокоэнергичных протонов. Действительно, поглощение в полярной шапке может быть связано далеко не со всякой вспышкой, сопровождающейся всплеском IV типа, интенсивным только на метровых волнах. Запаздывание

Таблица 2

Протонные вспышки и сопровождавшие их всплески радионизлучения на частоте 9400 МГц, после которых наблюдалось сильное поглощение в полярной шапке

Дата	Максимальная интенсивность всплеска на 9400 МГц, 10^{-22} $\text{вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$	Поглощение космических шумов на 27 МГц, $\delta\text{б}$	Примечание
23.II 1956 г.	10 000 **		+! *
31.VIII 1956 г.			+!
15.XI 1960 г.	>15 000	15	+!
12.XI 1960 г.	10 000 ***	15	+
10.VII 1959 г.	13 000	15	
3.IX 1960 г.	12 800		+
23.III 1958 г.	10 000	12	!
16.VII 1959 г.	6 400	15	+
16.VIII 1958 г.	6 920	15	
14.VII 1959 г.	6 400	15	
26.VIII 1958 г.	5 470	10	
10.V 1959 г.	2 400	15	
7.VII 1958 г.	1 430	15	
22.VIII 1958 г.	718	10	
28.VIII 1957 г.	640	9	
3.VII 1957 г.	2 380	6	

* Знаком + отмечены вспышки, вызвавшие возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря. Особенностью вспышек, отмеченных восклицательным знаком (!), является свечение в интегральном свете.

** Регистрация на 3750 МГц.

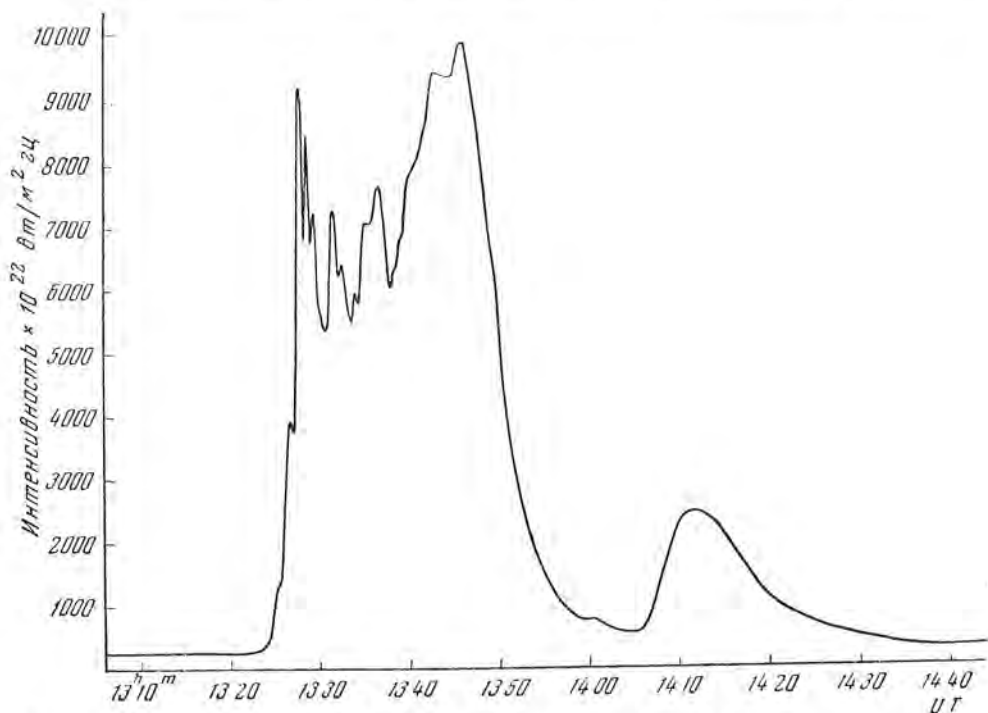
*** Регистрация на 3000 МГц.

Таблица 3

Протонные вспышки и сопровождавшие их всплески радионизлучения на частоте 9400 МГц, после которых наблюдалось слабое поглощение в полярной шапке

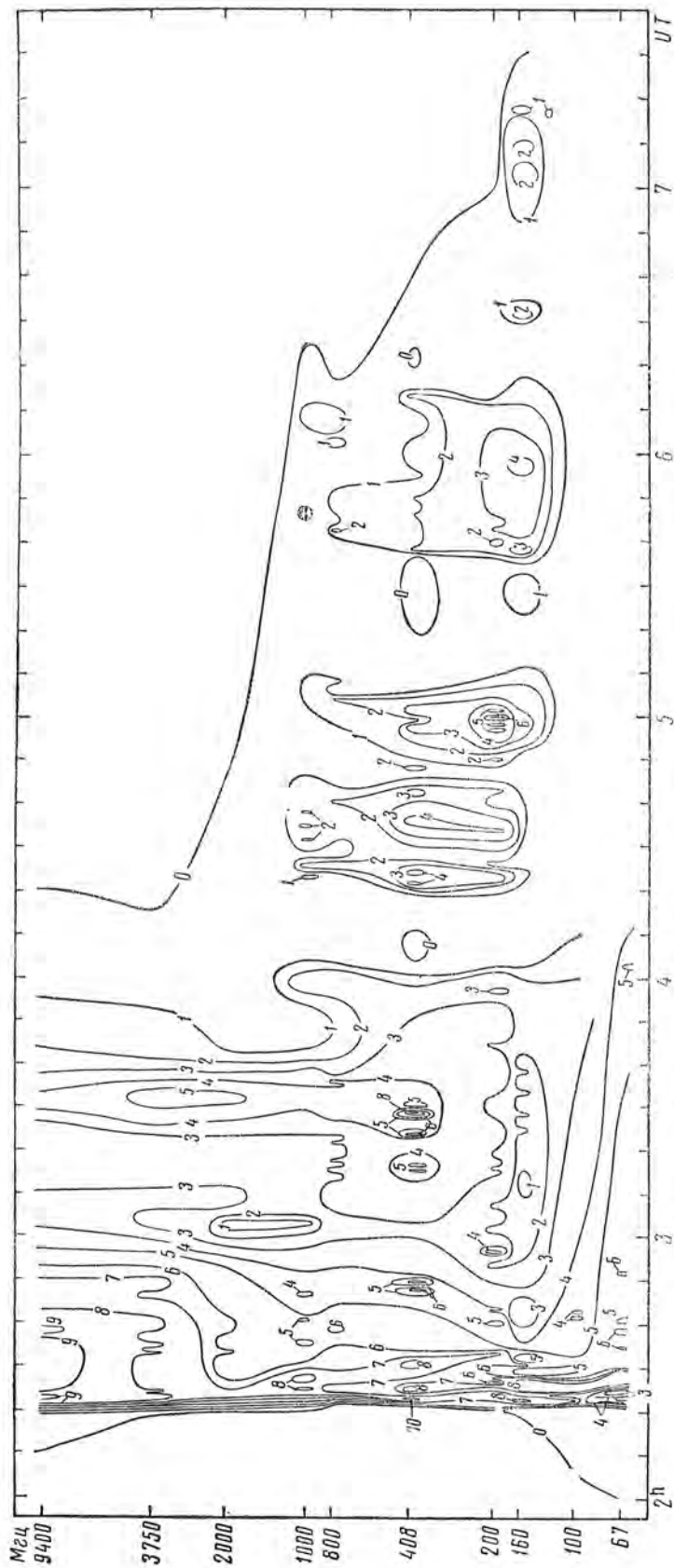
Дата	Максимальная интенсивность всплеска на 9400 МГц 10^{-22} $\text{вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$	Поглощение космических шумов на 27 МГц, $\delta\text{б}$
13.V 1960 г.	1000	
31.VIII 1957 г.	900	
4.III 1957 г.	630	
4.VI 1958 г.	620	
22.IX 1958 г.	310	4
1.IV 1960 г.	300	
29.VIII 1957 г.	300	
12.IX 1957 г.	130	0,5
28.VI 1957 г.	90	
3.IX 1957 г.	85	
19.VI 1957 г.	75	
14.III 1958 г.	50	
26.IX 1957 г.		

всплеска IV типа на метровых волнах относительно начала вспышки может указывать на постепенный вынос излучающего объема в более высокие слои короны, тем более, что движение ведет к перераспределению электронной плотности и, следовательно, к изменению условий выхода метровых радиоволн. С другой стороны, это запаздывание может являться указанием на генерацию электронов и, соответственно, радионизлучения в более поздние моменты времени. Медленное, как правило, нарастание



Фиг. 3. Всплеск радиоизлучения 12 ноября 1960 г. (по данным [52] для станции Nera)

во времени интенсивности излучения IV типа во второй фазе (на метровых волнах) может быть обусловлено увеличением числа излучающих электронов, ускоренных неоднократно привлекавшимся в последнее время механизмом Ферми. Аргументом в пользу этого служит тот факт, что в ряде случаев (см., например, всплеск радиоизлучения 7 июля 1958 г., фиг. 5) медленное и длительное нарастание интенсивности излучения до максимума (параллельно с изменениями на метровых волнах) наблюдается также и на сантиметровых волнах, для которых изменение условий выхода едва ли существенно. Несомненно одно, что всплески радиоизлучения IV типа на метровых волнах ($\sim 200 \text{ МГц}$ и ниже) имеют отношение к механизму выхода облаков плазмы из атмосферы Солнца, поскольку вспышки, сопровождаемые такими всплесками, вызывают магнитные бури с SC. Поглощение же в полярной шапке может быть или мало, или отсутствовать полностью. Возрастание $f_{\text{мин}}$ и полное поглощение в полярной шапке в отдельные непродолжительные интервалы времени наблюдаются в тех случаях, когда вспышка сопровождается умеренным всплеском на сантиметровых волнах [максимальная интенсивность, усредненная для группы слабых вспышек (табл. 3), достигает лишь $\sim 800 \cdot 10^{-22} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$] и мощным всплеском на метровых волнах, как это было, например, 11 сентября 1957 г. (фиг. 6), 18—19 сентября 1957 г., 9 февраля 1958 г. (фиг. 7), 4 июня 1958 г.

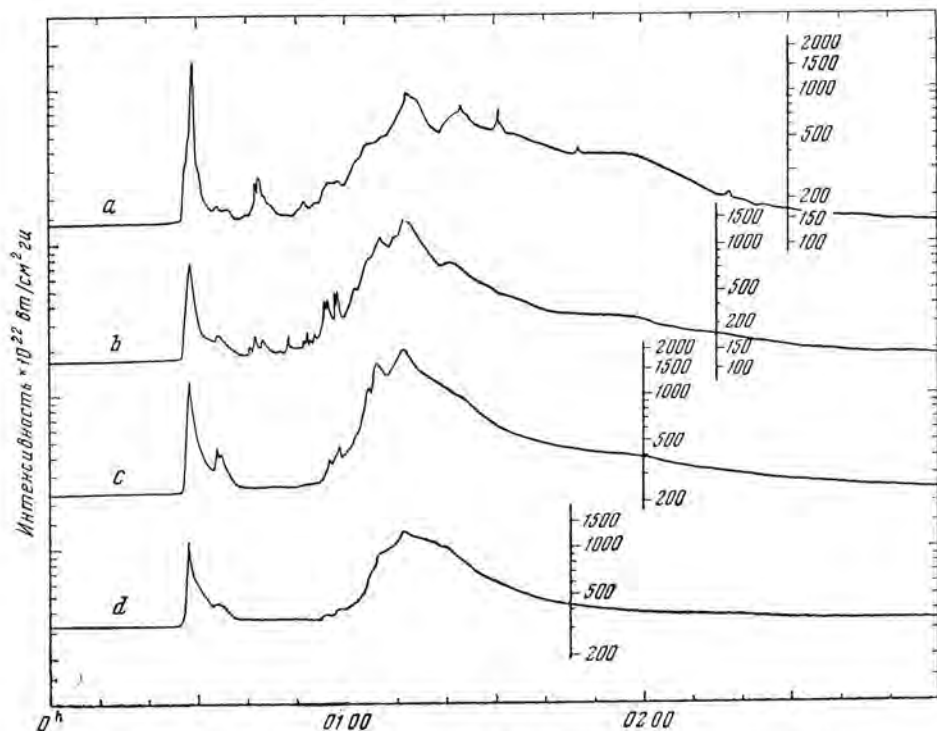


Фиг. 4. Спектральная диаграмма волеска радиозлучения 15 ноября 1960 г. (по данным [53]).

По оси абсцисс указано время, по оси ординат — частота. Числа 1—10 соответствуют интенсивности излучения (в единицах $10^{-22} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{Гц}$), согласно приведенной таблице:

Число	Плотность потока	Число	Плотность потока	Число	Плотность потока
0	0	4	400	8	6 400
1	50	5	800	9	12 800
2	100	6	1600	10	25 600
3	200	7	3200		

11 сентября 1957 г. интенсивный всплеск наблюдался на 1000 $M\mu$, интенсивность излучения быстро падала с возрастанием частоты, поглощение в полярной шапке было слабым. С другой стороны, для вспышек 10 и 14 июля 1959 г. (см. фиг. 1, 2) максимальная интенсивность излучения наблюдалась на 9400 $M\mu$ и составляла $13\,000 \cdot 10^{-22}$ и $6400 \cdot 10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot \mu$ соответственно. Излучение на низких частотах было слабым. Как известно, с обеими вспышками связано длительное осаждение высокоэнергичных протонов в полярную шапку. После вспышки и необычайно интенсивного всплеска радиоизлучения 15 ноября 1960 г. (см. фиг. 4) наблюдалось возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря [28].



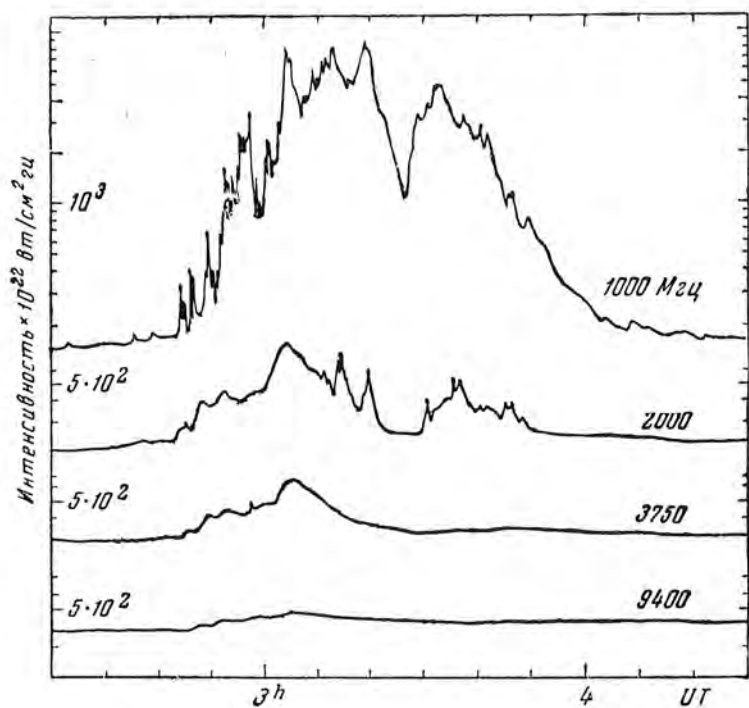
Фиг. 5. Всплеск радиоизлучения 7 июля 1958 г. (по данным [54])

a, b, c, d — частоты 1000, 2000, 3750, 9400 $M\mu$ соответственно

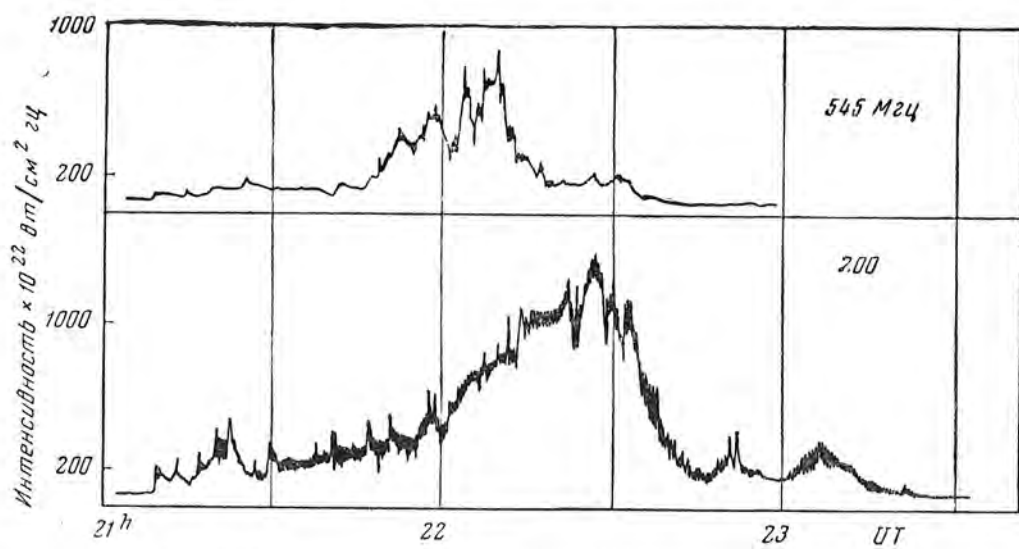
Таким образом, всплеск радиоизлучения IV типа на сантиметровых и метровых волнах представляет собой именно то сопутствующее вспыхке явление, которое в значительной степени характеризует эффективность генерации частиц во вспыхке.

Появление длительных поглощений в полярной шапке в связи с интенсивными всплесками радиоизлучения Солнца на сантиметровых волнах следовало как раз ожидать, поскольку интенсивные всплески радиоизлучения на сантиметровых волнах представляют собой широкополосный континуум [29, 30], обусловленный (подобно всплескам на метровых волнах) синхротронным излучением электронов [31—34], ускоренных в магнитных полях активной области.

Показано [35], что всплеск радиоизлучения IV типа характеризуется двумя фазами. Детальное исследование всплесков на отдельных частотах показало [36], что для ряда вспыхек всплеск IV типа состоит из четырех фаз, причем основным является излучение на сантиметровых и метровых волнах (первая и вторая фаза соответственно), излучение на де-



Фиг. 6. Всплеск радиоизлучения 11.IX 1957 г. (по данным [25])



Фиг. 7. Всплеск радиоизлучения 9.II 1958 г. (по данным [54])

циметровых волнах не всегда может быть выделено в отдельную группу. В первой фазе продолжительностью 15 мин наблюдается непрерывное излучение на сантиметровых волнах, простирающееся в диапазон частот выше 250 МГц. Если, однако, интенсивность всплеска исключительно велика (10^{-19} вт/м²·гц), тогда возникает всплеск II типа, примерно вблизи времени максимума всплеска на сантиметровых волнах, совпадающего по времени с максимумом вспышки (см. табл. 4). В большинстве случаев за всплеском II типа следует на частотах меньше 250 МГц вторая фаза всплеска IV типа, наблюдаемая более длительное время, чем континуум в сантиметровой и дециметровой областях длин волн [37]. Источник излучения во второй фазе расположен высоко в короне, иногда наблюдается его движение, направленное от Солнца, со скоростью до 10^8 см/сек и выше [38—41], что может быть свидетельством выноса плазмы с полем и высокоэнергичными частицами в более высокие слои короны [42].

Первая фаза всплеска IV типа указывает на образование электронов высоких энергий ($E \sim 1$ Мэв) уже в начале развития вспышки. Следует подчеркнуть, что для протонных и обычных вспышек общим является всплеск на сантиметровых волнах, так как вторая фаза всплеска IV типа сопровождает далеко не каждую вспышку. Следовательно, если принять во внимание тот факт, что одновременно с теми и другими вспышками наблюдаются малые возрастания интенсивности космических лучей на уровне моря [43—45], можно прийти к заключению, что ускорение высокоэнергичной компоненты солнечных космических лучей ($\sim 1\div 5$ Бэв) происходит именно в той стадии вспышки, которая сопровождается всплеском радиозлучения на сантиметровых волнах.

Появление поглощения в полярной шапке только в связи со всплесками IV типа, имеющими резко выраженную первую и вторую фазы, заставляет предположить, что, возможно, существует единый механизм генерации частиц высоких и низких энергий в начале вспышки. В таком случае вторая фаза всплеска IV типа (когда наблюдается направленное во вне движение со скоростью $\sim 10^8$ см/сек) имеет отношение лишь к выносу малоэнергичной компоненты солнечных космических лучей вместе с плазмой и полем из активной области. Возможна и другая альтернатива, предполагающая, что ускорение малоэнергичной компоненты происходит во второй фазе и связано с выходом плазменных облаков из активной области [41]. Усиление интенсивности излучения во второй фазе всплеска IV типа (в том числе и на высоких частотах для некоторых всплесков, см., например, фиг. 5) указывает, по-видимому, на эту возможность. Можно предположить, что излом в энергетическом спектре протонов, наблюдаемый в ряде случаев при регистрации высокоэнергичных протонов около Земли на зондах [42, 43], обусловлен именно различными механизмами генерации высокой и малоэнергичной компоненты солнечных космических лучей, соответственно. В настоящее время определенное заключение по этому вопросу было бы преждевременным, так как излом в энергетическом спектре наблюдается далеко не во всех вспышках. Излом имеет место обычно в том случае, когда соответствующая вспышка зарегистрирована вблизи лимба (23 февраля 1956 г., 4 мая 1960 г., 3 сентября 1960 г.). Возможно, что излом связан с различными условиями выхода из Солнца и распространения в межпланетном пространстве солнечных космических лучей малых и релятивистских энергий. Это может быть справедливо для вспышки 3 сентября 1960 г., когда имело место медленное нарастание интенсивности до максимума и наблюдалась зависимость времени запаздывания от энергии частиц. Аналогичные явления имели место для вспышки 16 июля 1959 г., которая хотя и наблюдалась вблизи центральной зоны (N16, W30), но условия в межпланетном пространстве были таковы, что возрастание интенсивности космических лучей было медленным [46, 47]. Заметим, что для вспышки 4 мая 1960 г. (которая возникла в тот

момент, когда закончилась магнитная буря от вспышки 28 апреля, зарегистрированной в той же активной области) наблюдалось малое время запаздывания и быстрое возрастание до максимума интенсивности космических лучей на уровне моря [47]. Однако излом в энергетическом спектре протонов от этой вспышки не вызывает сомнения. Вопрос об ускорении частиц в течение длительного времени или действии нескольких механизмов должен решаться с учетом времени жизни ускоренных частиц, теряющих энергию при столкновениях или на синхротронное излучение, однако обсуждение этого вопроса выходит за рамки данной статьи. Во всяком случае, ускорение частиц до релятивистских энергий несомненно имеет место в первой фазе всплеска IV типа, максимум которой совпадает с максимумом вспышки (табл. 4). Об этом свидетельствует также выход

Таблица 4

Дата	Время максимума		Разность
	Всплеск на 9400 Мгц	Вспышка	
3.VII 1957 г.	08 ^h 41 ^m	07 ^h 45 ^m } 08 40 }	—1
28.VIII 1957 г.	09 50	09 22 } 09 55 }	+5
3.IX 1957 г.	14 23	14 28	+5
11.IX 1957 г.	03 05	03 00	—5
19.IX 1957 г.	04 06	03 55 } 04 10 }	+4
21.IX 1957 г.	13 36	13 35	—1
7.VII 1958 г.	01 12	01 10	—2
29.VII 1958 г.	03 04	03 04	0
16.VIII 1958 г.	04 40	04 40	0
20.VIII 1958 г.	00 44	00 45	+1
22.VIII 1958 г.	14 51	14 50	—1
26.VIII 1958 г.	00 26	00 27	+1
10.V 1959 г.	21 49	21 48	—1
10.VII 1959 г.	02 24	02 29 } 02 30 }	+5
14.VII 1959 г.	03 49	03 49	0
16.VII 1959 г.	22 06	21 32	—34?
1.IV 1960 г.	08 53	08 59	+6
13.V 1960 г.	05 31,6	05 32	0
3.IX 1960 г.	01 04	01 10	+6
12.XI 1960 г.	13 25	13 22	—3
15.XI 1960 г.	02 21	02 21	0

Примечание. В таблицу включены только те вспышки, для которых определено время максимума всплеска и вспышки [18]. Совпадение максимумов по времени можно считать хорошим, учитывая что это время не всегда может быть определено уверенно.

в это же время максимального интегрального потока рентгеновского излучения, оцениваемого по времени максимума внезапных ионосферных возмущений [48]. Весьма важную информацию по этому вопросу может дать исследование временного хода наиболее жесткого рентгеновского излучения. Заметим, что решение этого вопроса с использованием только ионосферных данных по минимальным частотам отражения $f_{\text{мин}}$ представляет значительные трудности. Однако уже один тот факт, что протонные

вспышки вызывают внезапные ионосферные возмущения, регистрируемые на станциях, удаленных на 5—6 час от подсолнечной точки (так что рентгеновские кванты падают по касательной к D-слою), свидетельствует о том, что особенностью рентгеновского излучения мощных протонных вспышек является сильное ужесточение их спектра! Этому вопросу будет посвящена отдельная работа.

Можно предположить, что свечение в интегральном свете наиболее мощных протонных вспышек (см. табл. 2) обязано механизму синхротронного излучения, спектр которого простирается для этих вспышек в область более коротких длин волн. Эти вспышки сопровождались особо мощными всплесками радиоизлучения на сантиметровых волнах. Для вспышки 15 ноября 1960 г. свечение в интегральном свете совпало по времени с максимумом всплеска радиоизлучения IV типа до 9400 Мгц, достигавшим $>15\,000 \cdot 10^{-22} \text{ вт/м}^2 \cdot \text{гц}$.

Временной ход интенсивности свечения протонных вспышек в линии H $_{\alpha}$ обнаруживает в ряде случаев быстрое возрастание яркости и площади свечения за сравнительно малое время — flash-фазу развития вспышки [49], во время которой наиболее часто возможно появление всплесков радиоизлучения III типа [50]. Поскольку с наиболее интенсивными всплесками на сантиметровых волнах связано также возникновение всплеска II типа, можно утверждать, что развитие протонных вспышек связано с возникновением всплесков II, III и IV типов. При этом определяющим критерием вспышки является интенсивность всплеска радиоизлучения IV типа на сантиметровых волнах. Длительное осаждение протонов в полярную шапку и магнитные бури с SC наблюдаются после мощных всплесков на сантиметровых волнах, с которыми связана эволюция всех фаз всплеска IV типа в широком диапазоне частот от сантиметровых до метровых волн.

Резюмируя, можно сказать, что высокий балл (3 и 3+) и мощный всплеск радиоизлучения IV типа на сантиметровых волнах — признаки сильной протонной вспышки.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность В. В. Ганееву за помощь при подготовке работы к печати.

25 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Папкратов. Астрон. ж., 38, № 3, 1961.
2. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Папкратов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 26, 90, 1961.
3. А. С. Дворяшин. Наст. том, стр. 293.
4. А. С. Дворяшин. Доклад, представленный на Международную конференцию по космическим лучам и магнитным бурям. Япония, 4—15 сентября 1961 г.
5. Е. В. Горчаков, Г. А. Базилевская. Искусственные спутники Земли, вып. 8, 1961.
6. P. Rothwell, C. McIlwain. Nature, 184, N 4681, 1959.
7. J. Van Allen, Wei Ching Lin. J. Geophys. Res., 65, N 9, 1960.
8. R. L. Arnoldy, R. A. Hoffman, J. R. Winckler, J. Geophys. Res., 65, N 9, 1960.
9. C. E. Fichtel, D. E. Guss. J. Geophys. Res., 66, N 8, p. 2527, 1961.
10. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. Ж. эксперим. и теор. физ., 38, 249, 1960.
11. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. Ж. эксперим. и теор. физ., 39, 249, 1961.
12. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. Ж. эксперим. и теор. физ., 41, 735, 1961.
13. А. Н. Чарахчян, В. Ф. Тулинов, Т. Н. Чарахчян. Геомагнетизм и аэрономия, 1, № 4, 1961.
14. E. P. Ney, W. Stein. J. Geophys. Res., 66, N 8, 2550, 1961.

15. R. R. Brown, R. G. D'Arcy. *J. Geophys. Res.*, **66**, N 8, 2516, 1961.
16. J. R. Winckler, P. D. Bhavsar, L. Peterson. *J. Geophys. Res.*, **66**, N 4, 1961.
17. *Quart. Bull. Solar Activity* N 117—126, 1957—1959.
18. a. *Internat. Geophys. Year, Solar Activity Rept Ser.*, N 12, 1960, High Altitude Observ., Boulder, Colorado. b. *Complications of Solar-Geophysical Data for January — December 1960*. High Altitude Observ., Boulder, Colorado.
19. V. E. Степанов, E. F. Шапошникова, N. N. Петрова. The Catalogue of strengths and polarities of magnetic fields of sunspot for the period of I. G. Y., Pergamon Press, London (in press).
20. В. Е. Степанов. Докторская дисс., 1960.
21. A. B. Северну, V. Bumba. *Observatory*, **78**, N 902, 33, 1958.
22. H. Zirin, A. Северну. *Observatory*, **81**, N 923, 1961.
23. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх. *Изв. ГАО*, **21**, вып. 5, 1960.
24. H. Zirin. *Астрон. ж.*, **38**, № 5, 1961.
25. Т. Какинуа, Н. Такака. *Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ.*, **8**, 1961.
26. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **22**, 12, 1960.
27. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, **35**, 335, 1958; А. Б. Северный, В. П. Шабанский. *Астрон. ж.*, **37**, 609, 1960; А. Б. Северный, В. П. Шабанский. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **25**, 1961.
28. А. И. Кузьмин, Г. В. Шафер, Г. Ф. Крымский, Ю. Г. Шафер. *Геомагнетизм и аэрономия*, **1**, № 4, 1961.
29. M. R. Kundu, F. F. Haddock, I. R. E. Tans, P. G. A. P., *AP—9*, **82**, 1961.
30. Т. Такакура. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **12**, N 1, 1960.
31. И. М. Гордон. *Докл. АН СССР*, **94**, 813, 1954.
32. A. Voishot, J. E. Denisse. *C. r. Acad. sci.*, **245**, 2194, 1957.
33. Т. Такакура. *Paris Sympos. Radio Astronomy*, Stanford, 1959.
(Русский пер.: *Радиоастрономия. Парижский Симпозиум*, 1958. М., 1961).
34. Т. Такакура. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **12**, N 3, 1960.
35. M. Pick-Gutmann. *C. r. Acad. sci.*, **250**, N 12, 1960.
36. Т. Такакура. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **13**, N 1, 1961.
37. M. R. Kundu. *Astrophys. J.*, **134**, N 1, 1961.
38. A. Voishot. *Paris Sympos. Radio Astronomy*, Stanford, 1959.
(Русский пер.: *Радиоастрономия. Парижский Симпозиум*, 1958. М., 1961).
39. J. P. Wild, K. V. Sheridan, J. G. Trent. *Paris Sympos. Radio Astronomy*, Stanford, 1959.
(Русский пер.: *Радиоастрономия. Парижский Симпозиум*, 1958. М., 1961).
40. M. R. Kundu. *Astrophys. J.*, **134**, N 2, 1961.
41. Е. И. Могилевский. *Геомагнетизм и аэрономия*, **1**, № 3, 1961.
42. D. J. McLean. *Austral. J. Phys.*, **12**, N 4, 1959.
43. Б. М. Владимирский. *Наст. том*, стр. 320.
44. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. *Геомагнетизм и аэрономия*, **1**, № 4, 1961.
45. Е. В. Коломеец, М. И. Тясто. *Геомагнетизм и аэрономия*, **1**, № 4, 1961.
46. H. S. Ghielmetti. *J. Geophys. Res.*, **66**, N 6, 1961.
47. K. G. McCracken, R. A. R. Palmeira. *J. Geophys. Res.*, **65**, 2673—2683, 1960.
48. А. С. Дворянин, Л. С. Левинский, А. К. Панкратов. *Астрон. ж.*, **39**, № 3, 1962.
49. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **20**, 22, 1958.
50. J. M. Malville, G. E. Moreton. *J. Geophys. Res.*, **66**, N 8, 1961.
51. G. C. Reid, H. Leinbach. *J. Geophys. Res.*, **64**, N 11, 1959.
52. *Informat. Bull. Solar Radio Observ. Europe*, N 6, 1961.
53. *Informat. Bull. Solar Radio Observ. Europe*, N 7, 1961. Spectral diagrams assembled from Japanese single frequency observations.
54. *Rept. Ionosphere Res. Japan*, **12**, N 4, 500, 1958.

К ВОПРОСУ ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ
СОЛНЕЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ*Б. М. Владимирский*

На материале МГГ с использованием данных мировой сети станций по нуклонной компоненте космических лучей показано, что энергетический спектр ускоренных частиц, приходящих от хромосферных вспышек, ответственных за полярные блокауты, простирается до энергий в несколько *Бэв*. Отмечается отсутствие пропорциональности в эффектах в различных участках энергетического спектра.

THE ENERGY SPECTRUM OF THE SOLAR COMPONENT OF COSMIC RAYS, by *B. M. Vladimirovsky*.— It is shown that the energy spectrum of accelerated particles, arriving from chromospheric flares responsible for polar blockouts, extends to energies of several *Bev*. Data obtained during the IGY and also those of the WDC on the nucleon component of cosmic rays were used. The absence of proportionality in the effects at different regions of the energy spectrum is noted.

1. Как хорошо известно, все значительные увеличения интенсивности космических лучей от хромосферных вспышек, зарегистрированные на уровне моря, сопровождались полярными блокаутами, т. е. увеличением ионизации нижней ионосферы в области полярной шапки [1]. Последнее, как установлено, является косвенным свидетельством о приходе к Земле большого количества ускоренных протонов с энергией в диапазоне $10 \div 500$ *Мэв* [2]. С другой стороны, за период МГГ — МГС наблюдалось довольно значительное число блокаутов, причем в подавляющем большинстве случаев увеличения интенсивности космических лучей на уровне моря не было зарегистрировано. Это давало основание предположить, что в подобных случаях энергетический спектр космических частиц, испущенных в период развития соответствующей хромосферной вспышки, не простирается далее примерно 1 *Бэв*. Кроме того, имеются убедительные доказательства, что большинство вспышек балла 2 и выше дают малые эффекты возрастания интенсивности космических лучей для энергий порядка нескольких *Бэв* [3—6]. Эти возрастания, по-видимому, как правило, не связаны с ионосферными эффектами в полярной шапке, так что энергетический спектр частиц в подобных случаях обрезан со стороны малых энергий. Представляет интерес в связи с этим выяснить, дают ли все остальные вспышки, связанные с полярными блокаутами, соответствующий эффект в области энергий более 1 *Бэв*. Обсуждению этого вопроса и посвящено настоящее сообщение.

2. Из каталога [7] были выбраны вспышки, отождествление которых с эффектом в полярной ионосфере представлялось вполне надежным (в частности, были исключены события, происшедшие на фоне сильного поглощения). Всего было отобрано 14 случаев в интервале июль 1957 г. — декабрь 1958 г. Три события были исключены из рассмотрения, так как

они произошли на фоне очень сильно возмущенной интенсивности из-за Форбуш-эффектов. Для каждого из 11 оставшихся случаев было отобрано по 25 станций с обрезающей геомагнитной жесткостью не более 10,3 Бэв. Использовались данные по нейтронной компоненте, опубликованные в [8]. Суточный эффект исключался по первому предшествующему дню, т. е. из каждого значения интенсивности исследуемого интервала вычиталось соответствующее значение предшествующих суток. Длина интервала равнялась 16 час, причем начало вспышки отстояло от начала интервала не менее чем на 6 час. Список станций, данные которых были

Таблица 1

Станция	R_{λ} Бэв	Станция	R_{λ} Бэв
Алма-Ата	7,3	М.-Вашингтон	1,9
Беркли	4,2	Мурчисон Бэй	0,1
Чикаго	2,4	Оттава	1,7
Черчилль	0,3	Пик-дю-Миди	3,9
Клаймакс	3,0	Рим	4,7
Дип Ривер	1,3	Сульфур Маунтин	1,1
Геттинген	2,4	Резольют Бэй	0,0
Германиюс	7,0	Туле	0,0
Херстмонс	2,2	Уппсала	1,3
Лидс	1,6	Вейсенау	3,2
Линкольн	2,6	Цугшпитце	3,3
Лондон	2,1	Якутск	2,2
Маусон	0,2	М.-Норикура	10,3
М.-Велингтон	2,0		

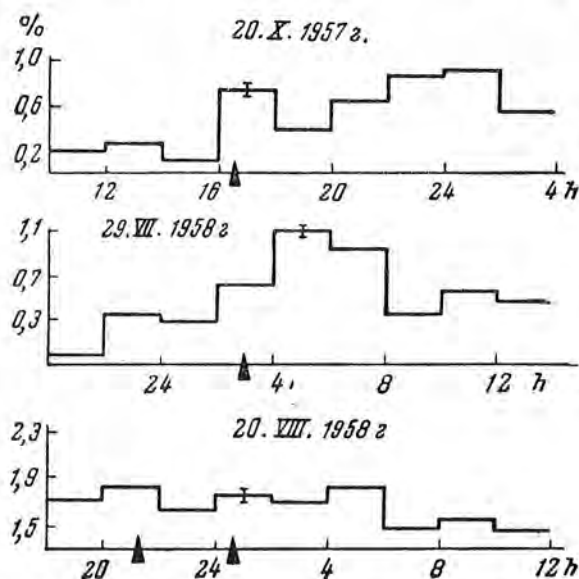
использованы, дан в табл. 1, а исследованные события — в табл. 2. В последнем столбце табл. 2 выписаны величины эффектов возрастания интенсивности. Статистические ошибки во всех случаях меньше 0,1%. Некоторые из полученных графиков представлены для примера на фиг. 1 (вертикальные стрелки на оси абсцисс — моменты начала хромосферной вспышки; отмеченная на графике погрешность — статистическая ошибка). Для 5 ноября 1957 г. (№ 5 табл. 2) использованы 24 станции. Следует подчеркнуть, что полученные амплитуды возражений интенсивности космических лучей не могут служить надежным материалом для детальных количественных сопоставлений, так как величина амплитуды иногда существенно зависит от способа предварительной обработки материала. Так, метод наложения эпох для 17 событий рассматриваемого типа по усредненным данным девяти высокоширотных станций без исключения суточного эффекта (суточный эффект для этих станций очень мал) не обнаружил заметного возрастания интенсивности. Однако эффект выявился вполне четко после исключения суточной вариации для многих из этих вспышек. Важное значение, как показано в [9], имеет и характер процедуры исключения суточной вариации.

3. Рассмотрение табл. 2 показывает, что в половине случаев эффект возрастания больше, чем утроенная статистическая ошибка, и только в трех случаях из одиннадцати он порядка ошибки. Эти возрастания нельзя отнести к каким-то нерегулярным случайным возмущениям интенсивности. На фиг. 2 приведен график усреднения по всем случаям (наложение эпох). Виден отчетливый эффект $0,18 \pm 0,03\%$. Таким образом, можно сделать вывод о том, что: 1) для большинства исследованных вспышек, связанных с полярными блокадами, энергетический спектр простирается

Таблица 2

№ п/п.	Дата вспышки	Балл	Время начала	Координаты	Максимальная величина поглощения, δb	Длительность полного поглощения в /мин, час	Амплитуда возрастания, %
1	28.VIII 1957 г.	3	0841E	S13 E33	9	57	0,6
2	11.IX 1957 г.	3	0236E	N13 W02	0,5	2	$\leq 0,1$
3	26.IX 1957 г.	3	1907	N22 E15	2	—	0,3
4	20.X 1957 г.	3+	1637	S26 W45	5	13	0,5
5	5.XI 1957 г.	2	0203	N38 E63	—	—	0,4
6	9.II 1958 г.	2+	2108	S12 W14	>12	14	0,3
7	4.VI 1958 г.	2	2147	N14 W58	—	—	$\leq 0,1$
8	7.VII 1958 г.	3+	0020	N25 W08	>15	68	0,5
9	29.VII 1958 г.	3	0259	S14 W44	07	1	0,9
10	16.VIII 1958 г.	3+	0433	S14 W50	13?	40	0,2?
11	20.VIII 1958 г.	2+	0042	N16 E18	3	4	$\leq 0,1$
	19.VIII 1958 г.	2	2118	N18 E26			

в релятивистскую область, т. е. $E > 1$ Бэв, и 2) от других не связанных с блокаутами вспышек [4] эта группа отличается наличием частиц в интервале $10 \div 500$ Мэв. Можно заметить так же, что, как и для больших вспышек, нет пропорциональности в эффектах в разных участках энергетического спектра: относительно малое возрастание для энергий в несколько

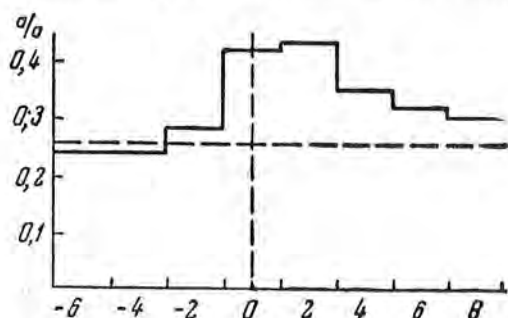


Фиг. 1. Типичные графики интенсивности нейтронной компоненты космических лучей, усредненной по 25 станциям близ момента начала хромосферной вспышки
Стрелка на абсциссе — момент начала

Бэв может соответствовать сильному эффекту в ионосфере (максимальная величина поглощения космических радиопомех, продолжительность). Наоборот, относительно слабый блокаут может быть связан со значитель-

ным увеличением в релятивистской области спектра (см. соответственно случаи 9 февраля и 7 июля 1958 г. — 29 июля 1958 г.). Данные о масштабах блокаута в табл. 2 взяты из [2, 7].

4. Этот последний факт нужно поставить в связь с тем интересным обстоятельством, что и показатель энергетического спектра для диапазонов энергии ≤ 1 Бэв и ≥ 1 Бэв существенно различается. Например, для 17 июля 1959 г. в [10] получено соответственно $\gamma = 7$ и $\gamma = 10$. На основании анализа спектров для вспышек 4 мая и 3 сентября 1960 г. в [11] поставлено под сомнение существование единого механизма генерации



Фиг. 2. Усредненная интенсивность по всем рассмотренным случаям (наложение эпох)

для частиц больших и малых энергий. Для объяснения обсуждаемых фактов, помимо предположения сделанного в только что цитированной работе, возможно, будет полезно отметить следующее.

1) Отсутствие единого энергетического спектра может быть связано с эффектом выхода и распространения частиц малых энергий ($10^7 \div 10^8$ эв). Выход частиц из области ускорения в этом диапазоне энергий может сильно изменяться как в количественном, так и в качественном отношении от случая к случаю. Иногда, возможно, частицы такой энергии не смогут приблизиться к Земле из-за неблагоприятной обстановки в межпланетном пространстве.

2) Связь между высокоэнергичной и малоэнергичной компонентами будет практически полностью отсутствовать, если допустить возможность накопления ускоренных частиц в некоторой области от вспышек, предшествующих эффективной [12, 13].

Автор очень признателен А. А. Степаняну, А. С. Дворяшину и Л. С. Левицкому за ряд полезных замечаний.

18 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. Collins, D. J. Lielly, A. Matthews. *Canad. J. Physics*, **39**, 35, 1961.
2. G. Reid, H. Leinbach. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1801, 1959.
3. K. Maeda, V. Patel. *J. Geophys. Res.*, **66**, 1288, 1961.
4. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец. *Геомагнетизм и аэрномия*, **1**, 500, 1961.
5. I. C. Anderson et al. Доклад на конференции в Киото, сентябрь 1961 г.
6. B. G. Wilson, C. P. Nefta. Доклад на конференции в Киото, сентябрь, 1961 г.
7. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. *Астрон. ж.*, **38**, 419, 1961; *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **26**, 90, 1961.
8. *Cosmic-ray intensity during the IGY*, N 1—3, 1959—1960.
9. Е. В. Коломеец, М. И. Тясто. *Геомагнетизм и аэрномия*, **1**, 507, 1961.
10. H. S. Ghielmetti. *J. Geophys. Res.*, **66**, 1611, 1961.
11. А. Н. Чарахчьян, В. Ф. Тулипов, Т. Н. Чарахчьян. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **41**, 735, 1961; *Геомагнетизм и аэрномия*, **1**, 150, 1961.
12. А. А. Степанян, Б. М. Владимирский. *Астрон. ж.*, **38**, 139, 1961.
13. В. П. Шабанский. *Астрон. ж.*, **38**, 844, 1961.

О СВЯЗИ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ЭФФЕКТА ФОРБУША
И ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

А. А. Степанян

На материале МГТ, опубликованном в печати, и на результатах предыдущих работ [4] показано, что длительности хромосферных вспышек коррелируются с амплитудами понижений интенсивности космических лучей во время эффекта Форбуша. Показано также, что характеристики эффекта Форбуша слабо зависят от координат вспышки, связанной с понижением интенсивности космических лучей.

Замечена тенденция «подавления» одной активной областью другой в том смысле, что амплитуда эффекта Форбуша заметно уменьшается, если он следует непосредственно после эффекта Форбуша от вспышки в другой активной области.

ON THE CONNECTION BETWEEN CHARACTERISTICS OF THE FORBUSH EFFECT AND CHROMOSPHERIC FLARES, by A. A. Stepanyan. — Using published data obtained during the IGY and the results of previous investigations [4], it is shown that the duration of chromospheric flares is correlated with the amplitudes of decrease in cosmic ray intensity during the Forbush effect. It is also shown that the characteristics of the Forbush effect depend only slightly on the coordinates of the flare, connected with a decrease in cosmic ray intensity.

A tendency of «suppression» of one active region by another is noted, i. e. the amplitude of the Forbush effect decreases appreciably if it immediately follows a Forbush effect due to a flare in another active region.

Введение

Вопросу о связи характеристик эффекта Форбуша с хромосферными вспышками посвящено немного работ.

В [1] указывается, что угловая ширина корпускулярных потоков, вызывающих понижения интенсивности космических лучей, весьма велика, $\sim 180^\circ$. Этот результат авторы получают методом паложения эпох для хромосферных вспышек с различной долготой. В [2] на материале периода июль 1957 г. — июль 1958 г. показано, что из всех типов радиоизлучения с эффектом Форбуша наиболее тесно связаны всплески IV типа.

В [3] было обнаружено, что существует зависимость между длительностью понижения интенсивности в космических лучах и координатами вспышки, а именно: с ростом расстояния вспышки от центра длительность увеличивается. Кроме того, в этой же работе показано, что вспышки, дающие эффект в космических лучах, обладают в среднем большей яркостью и площадью в максимуме, т. е. в общем более высоким баллом.

Для объяснения же того, что продолжительность эффекта растет с координатой вспышки, в [3] предполагается рост телесного угла корпускулярного потока с увеличением мощности вспышки.

Нами получены некоторые новые экспериментальные данные о зависимости характеристик эффекта Форбуша от характеристик хромосферных вспышек.

§ 1. Зависимость амплитуды и длительности эффекта Форбуша от координат вспышки

В [3] показано, как уже говорилось выше, что длительность эффекта Форбуша растет с увеличением расстояния вспышки от центра диска Солнца. Замечена также тенденция роста средней амплитуды эффекта Форбуша с координатой.

Однако, поскольку при построении этой зависимости использовались только отождествленные случаи, следует проверить, не произошла ли определенная выборка случаев, т. е. не получилось ли так, что из всех бурь оказались выбранными случайно те, которые дают зависимость.

Для этой проверки поверхность Солнца была разбита на три зоны по долготам: $90E - 10E$, $10E - 10W$, $10W - 90W$. Для каждой зоны находились средние значения четырех параметров эффекта Форбуша, взятых из [4]: амплитуды понижений на нейтронном мониторе (A_N) и кубическом телескопе (A_M) и длительности понижений интенсивности на тех же приборах (T_N , T_M).

Ввиду того, что различие между восточной и западной зонами мало, они были объединены. Результаты приведены в табл. 1 в первых двух

Таблица 1

	Зона	$\bar{A}_N$	$\bar{A}_M$	n	$\bar{T}_N$	$\bar{T}_M$	n
Только отождествленные случаи	К	4,7	2,1	15	176	143	8
	Ц	3,0	1,8	8	79	72	5
Отождествленные + неотождествляемые	К	4,1	1,9	20	143	125	11
	Ц	3,7	2,1	10	127	99	8

Ц — центральная зона, К — краевая.

строках. Как и следовало ожидать, согласно [3], средние значения указанных выше параметров больше для краевых зон, чем для центральной.

Однако при этом нужно помнить, что отождествления со вспышками производятся по магнитным бурям. Степень возмущенности магнитного поля Земли во время бури резко падает с удалением вспышки от центрального меридиана. Это затрудняет отождествление вспышек, происходящих ближе к краю Солнца, с магнитными бурями, особенно в период максимума солнечной активности.

Если вспышка не очень сильная, то и понижение интенсивности оказывается небольшим и магнитная буря слабой. Таким образом, вспышки, происшедшие ближе к краю диска Солнца и давшие небольшое понижение в космических лучах, с большей вероятностью не отождествляются.

Поэтому была проделана следующая процедура: неотождествленные с хромосферными вспышками эффекты Форбуша с большими значениями рассматриваемых параметров относились к центральной зоне, с малыми — к краевой зоне таким образом, чтобы свести разницу между средними характеристиками различных зон к минимуму. Полученные таким образом средние значения приведены в третьей и четвертой строках табл. 1. Как видно из табл. 1, разница между параметрами центральной и краевой зон в результате такой процедуры становится порядка статистической ошибки или меньше.

Чтобы удостовериться в реальности такого распределения неотождествленных со вспышками эффектов Форбуша, были просмотрены карты активных областей на Солнце в период от одних до трех суток до магнит-

ной бури, вызвавшей понижение интенсивности космических лучей. Для всех рассматриваемых случаев мы находили местоположения активных областей на Солнце. Если активных областей было несколько, то, пользуясь списком вспышек [5], определяли область, наиболее активную в период, предшествовавший буре. Оказалось, что распределение неотожествленных с хромосферными вспышками случаев эффектов Форбуша по зонам на Солнце, которое мы провели для уменьшения разности средних характеристик эффекта Форбуша, является весьма вероятным или, во всяком случае, не исключается.

Таким образом, если распределение неотожествленных случаев по зонам было бы правильным, то можно было заключить, что параметры эффекта Форбуша в пределах ошибок (20—25%) не зависят от координат хромосферной вспышки. Поскольку же распределение по зонам является в известной мере произвольным, то можно допустить существование слабой зависимости.

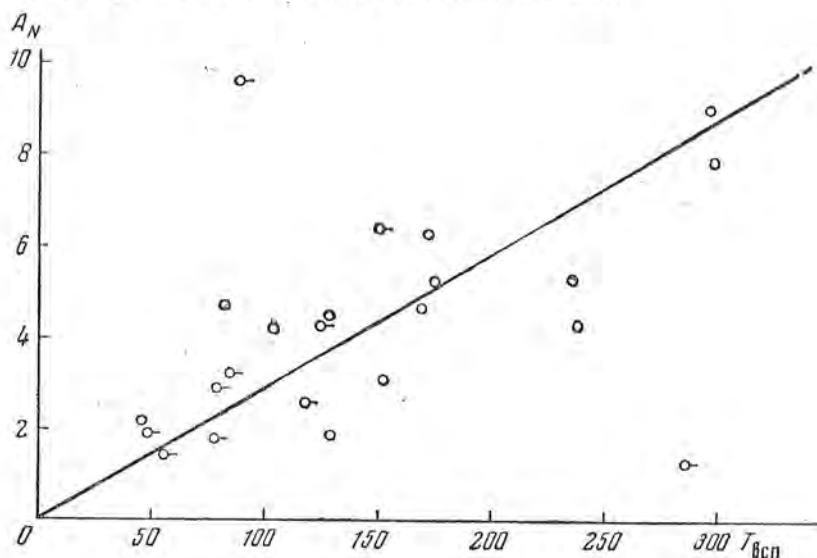
§ 2. Зависимость между длительностью хромосферной вспышки и амплитудой понижения интенсивности космических лучей во время эффекта Форбуша

На фигуре приведена зависимость амплитуды эффекта Форбуша на нейтронном мониторе от длительности связанной с ним хромосферной вспышки. Аналогичная зависимость существует и для кубического телескопа. Данные по амплитудам взяты из [4], а длительности вспышек, отождествленных с магнитными бурями в [5], — из [6]. Как видно из фигуры, почти все точки лежат близко от прямой, выходящей из начала координат, угол которой с осью абсцисс равен отношению дисперсий рассматриваемых величин. Исключение составляют два случая. В одном из них сильно занижена (из-за невозможности дальнейшего наблюдения) длительность вспышки (20 октября 1957 г.), в другом случае (магнитная буря 13 сентября 1957 г.) занижена амплитуда понижения интенсивности космических лучей из-за сильной магнитной бури, приведшей к увеличению интенсивности вследствие изменения геомагнитного порога обреза спектра космических лучей на станциях, данные которых использовались в [4].

Длительности, балл и координаты вспышек балла 2+

E 90	80	70	60	50	40	30	20	10
>121(2+)	298(3+)	>315(3+)	>117(3)	152(2+)	>293(3)	260(2+)	>175(3)	129(2+)
	>125(2+)	153(2+)	110(2+)	>150(2)	172(3)	115(2+)	>162(2+)	>125(3)
	>123(3)	81(2+)	91(3)	205(2+)	211(2+)	124(2+)	138(2+)	121(2+)
		70(3)	72(2+)	92(3)	125(3)	96(2+)	86(3)	95(2+)
		>41(2+)		86(2+)	38(2+)	77(2+)	>85(2+)	83(2+)
				78(2+)	38(2+)	59(2+)	>82(3)	>56(3+)
				70(2+)	>20(3)	48(2+)	46(2+)	>30(2+)
				67(2+)		10(3)	>37(3)	
				28(2+)			>26(2+)	
				>26(2+)				

Проведены расчеты коэффициента корреляции между амплитудами понижений и длительностью всплесков для всех случаев с исключением упомянутых выше двух случаев. Для всех отождествленных случаев коэффициент корреляции получился равным 0,47 и 0,49, а после исключения двух аномальных случаев — $0,83 \pm 0,14$ и $0,76 \pm 0,15$ для нейтронного монитора и кубического телескопа, соответственно.



Фиг. Зависимость амплитуды понижения интенсивности космических лучей на нейтронном мониторе A_N , от длительности, связанной с понижением хромосферной вспышки $T_{всп}$

Нами была оценена средняя полуширина корпускулярных потоков, давших эффект в космических лучах. Она оказалась равной 64° для всплесков балла 3 и 3+ и 60° для всплесков балла 2+. При таком малом числе изученных случаев (18 всплесков балла 3 и 3+ и 12 всплесков балла 2+) нет оснований говорить о разности ширин потоков.

Таблица 2

и выше, зарегистрированных во время МГТ

0	10	20	30	40	50	60	70	80 90W
>286(3)	160(3)	277(2+)	164(3)	120(2+)	238(3+)	126(2+)	>125(2+)	128(2+)
236(3+)	144(2+)	132(2+)	150(3)	109(2+)	209(2+)	77(2+)	112(3)	
198(2+)	104(2+)	120(2+)	144(2+)	>89(2+)	>163(2+)	81(2+)	>18(2+)	
180(3)	102(2+)	100(2+)	>129(2+)	>87(3+)	130(3)	>51(2+)		
161(2+)	38(2+)	61(3)	121(3)	86(2+)	120(2)	33(2)		
144(2+)		50(2+)	>100(2+)	79(2+)	101(2+)			
>118(3)		>49(3)	82(2+)	>78(3+)	91(2+)			
100(3)		33(2+)	80(2+)	69(3)	79(3)			
84(2+)		16(2+)	65(2+)	69(2+)	>67(2+)			
42(2+)			60(2+)	62(3)	62(2)			
			>57(2+)	61(2+)	45(3)			
			53(3)		36(2+)			
			35(2+)		26(2+)			

Тот же результат получится, если мы подсчитаем среднюю угловую ширину потока для вспышек различной длительности. Оказалось, что для вспышек длительностью больше 160 мин средняя полуширина (13 случаев) равна 54° , а для вспышек длительностью менее 160 мин (17 случаев) — 60° . И в этом случае различий в угловых ширинах не наблюдается. Полная средняя угловая ширина потоков, давших эффект в космических лучах, равна примерно 120° с ошибкой приблизительно $20-30^\circ$. Этот результат не противоречит [1], где выводится заключение, что угловая ширина потоков может достигать до 180° .

Оценки показывают, что примерно такую же ширину имеют и корпускулярные потоки, вызывающие магнитные бури с внезапным началом. И в этом случае не наблюдается различия в угловых ширинах потоков, вызванных вспышками балла 3 и 2+.

Определяет ли длительность вспышки амплитуду понижения интенсивности космических лучей? Для решения этого вопроса необходимо рассмотреть не только вспышки, отождествленные с эффектом Форбуша, но и все остальные мощные вспышки. В табл. 2 выписаны длительности и баллы всех вспышек балла 2+ и выше, зарегистрированных во время МГГ [6]. Вспышки разбиты на группы по долготам. В каждой же группе они расположены в порядке возрастания длительности. Подчеркнуты (всего 30 случаев) вспышки, отождествленные с магнитными бурями, сопровождающимися эффектом Форбуша.

Из рассмотрения табл. 2 можно сделать вывод, что действительно, все более длительные вспышки вызывают эффект Форбуша, менее длительные не вызывают этого эффекта. Отступление от этого правила связано со следующими обстоятельствами.

1. В девяти случаях довольно длительные вспышки (больше 150 мин) не дают эффекта. В шести из этих случаев в течение нескольких последующих дней пет магнитных бурь с внезапным началом. Все шесть вспышек имеют балл 2+. В остальных трех случаях магнитные бури происходят после сильных эффектов Форбуша (26 ноября 1957 г., 25 марта 1958 г. и 22 октября 1958 г.).

2. Имеется 11 случаев, когда не самые длительные вспышки в группе (см. табл. 2) вызывают эффект, в то время как в данной группе имеются более длительные вспышки, не давшие эффекта в космических лучах. В шести из этих случаев неизвестна полная длительность вспышки, причем в пяти из них баллы вспышек не ниже, чем у более длительных, не давших эффекта. Из остальных же пяти случаев, когда полная длительность вспышки известна, в трех случаях балл вспышки не ниже, чем у более длительных, не давших эффекта.

Таким образом, как правило, более длительные хромосферные вспышки дают больший эффект Форбуша. Из рассмотренных выше исключений из этого правила можно сделать следующие предположения.

1. Более мощные вспышки дают больший эффект в космических лучах. Такой вывод уже был сделан в [3] для вспышек разного балла на основании рассмотрения вероятности появления эффекта понижения интенсивности в космических лучах. Действительно, оказывается, что хотя средняя длительность вспышек различной мощности, давших эффект в космических лучах, практически одинакова (166 мин для балла 3+, 163 мин для балла 3 и 127 мин для балла 2+), средние амплитуды растут с баллом вспышки: 3,0 для балла 2+, 3,5 для балла 3 и 5,0 для балла 3+.

2. Второе предположение связано с так называемой суперпозицией корпускулярных потоков. Речь идет о том, как влияет предыдущий корпускулярный поток на последующий, если повторная магнитная буря происходит до полного восстановления интенсивности космического излучения в эффекте Форбуша, вызванного предыдущим потоком. Этому вопросу посвящен следующий параграф.

§ 3. Эффекты Форбуша в близко следующих одна за другой магнитных бурях

По данным в период МГГ были найдены семь последовательностей близко следующих одна за другой магнитных бурь. Даты магнитных бурь и характеристики отождествленных с ними хромосферных вспышек приведены в табл. 3. Видно, что в последовательности вошли и отмеченные

Таблица 3

Последовательности близко следующих одна за другой магнитных бурь и соответствующие им вспышки

Номер последовательности	Дата магнитной бури	Амплитуда нейтронного монитора	Дата вспышки	Координаты вспышки	Длительность (в мин) и балл	Номер активной группы
1	29.VIII 1957 г.	9,0	28	S31 E33	>293 (3)	4125
	31.VIII 1957 г.	≤1,0	29	S25 E20	39 (2)	4125
	2.IX 1957 г.	2,6	31	N25 W02	>118 (3)	4124
	3.IX 1957 г.	~1,5	2	S34 W36	>57 (2+)	4125
	4.IX 1957 г.	≤1,0	3	N23 W30	164 (3)	4124
2	21.IX 1957 г.	1,4	18	N23 E08	>56 (31)	4151
	22.IX 1957 г.	4,3	19	N23 E02	125 (3)	4151
	23.IX 1957 г.	~1,5	21	N10 W06	100 (3)	4152
3	26.XI 1957 г.	6,3	24	S14 E37	172 (3)	4263
	1.XII 1957 г.	0	29	N41 E63	>315 (3+)	4282
4	25.III 1958 г.	7,9	23	S14 E78	298 (3+)	4476
	2.IV 1958 г.	0	30	S16 W20	277 (2+)	4476
5	8.VII 1958 г.	5,3	7	N25 W08	236 (3+)	4634
	13.VII 1958 г.	<1,0	11	S25 E27	260 (2+)	4642
	17.VII 1958 г.	~0,8	15	N12 E30	38 (2+)	4646
	21.VII 1958 г.	3,2	19	N23 E13	>85(2+)	4651
6	17.VIII 1958 г.	4,3	16	S14 W50	238 (3+)	4686
	22.VIII 1958 г.	2,2	20	N16 E18	46 (2+)	4708
	24.VIII 1958 г.	4,7	22	N18 W10	169 (3)	4708
	27.VIII 1958 г.	2,9	26	N20 W54	79 (3)	4708
7	22.X 1958 г.	4,7	19	S17 W35	82 (2+)	4819
	24.X 1958 г.	0	21	S04 W22	129 (2+)	4826
	27.X 1958 г.	0	24	S05 W57	209 (2+)	4826

выше три длительные вспышки (315 мин — балл 3+, 209 мин — балл 2+ и 277 мин — балл 2+), не давшие эффекта в космических лучах. Большинство отождествлений взято из [5]. Остальные отождествления сделаны на основании следующих принципов.

1. Магнитная буря запаздывает относительно вспышки от одних до четырех суток.

2. Более мощная вспышка дает больший эффект в космических лучах.

3. Вспышки, находящиеся ближе к краю диска Солнца, с меньшей вероятностью дают эффект на Земле.

Исходя из табл. 3, мы подсчитали среднюю продолжительность и среднюю амплитуду эффекта Форбуша для двух групп вспышек, вызвавших магнитные бури: а) происшедших в той же активной области, что и предыдущая, давшая магнитную бурю, и б) происшедших в другой активной области.

Таблица 4

Тип последовательности	$\bar{T}_{\text{всп.}}$	$\bar{A}_N$
Тип I	136	2,1
Тип II	139	1,4
Все вспышки, давшие эффект	139	2,5

Результаты подсчетов приведены в табл. 4. Здесь тип I — вспышки группы а), тип II — группы б), $\bar{A}_N$ — средняя для группы амплитуда эффекта Форбуша на нейтронном мониторе, $\bar{T}_{\text{всп.}}$ — средняя длительность соответствующих вспышек. Как видно из этой таблицы, в тех случаях, когда повторная буря происходит от вспышки в иной области, чем вспышка, вызвавшая предыдущую магнитную бурю, амплитуда понижения интенсивности космических лучей заметно уменьшается.

Однако, ввиду малого числа случаев и неуверенности в некоторых отождествлениях, этот вывод нуждается в проверке на большем материале. Если вывод подтвердится, то он будет иметь большое значение для понимания характера выхода корпускулярных потоков во время вспышек и структуры межпланетной среды вблизи Солнца.

Выводы

1. Амплитуда эффекта Форбуша зависит не только от мощности (т. е. яркости и площади [3]), но и от длительности хромосферной вспышки.

2. Амплитуда и длительность эффекта Форбуша слабо зависят (или вообще не зависят) от координат вспышки на Солнце, т. е. от места прохождения Земли через корпускулярный поток.

3. В случае магнитных бурь, следующих одна за другой, эффект Форбуша заметно уменьшается («подавляется»), если вспышка, вызвавшая последующую бурю, произошла в иной активной области, чем вспышка, вызвавшая предыдущую. Последний вывод еще нуждается в подтверждении.

Автор благодарен Н. В. Бепюх и Б. В. Пунову за помощь в обработке.

Декабрь 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. M. Wada, Y. Kamiya. Rept. Ionosphere and Space Res. Japan, 13, N 2, 105, 1959.
2. F. Bachelet, P. Balata, A. M. Conforto. Nuovo Cimento, 21, N 4, 648, 1961.
3. Б. М. Владимирский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 194, 1962.
4. А. А. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 136, 1961.
5. А. С. Дворяшин, Л. С. Левцкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 90, 1961.
6. H. Dodson, R. Hedeman. IGY solar activity Rep., N 12, 1960.

ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ
В ШИРОКОМ ДИНАМИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

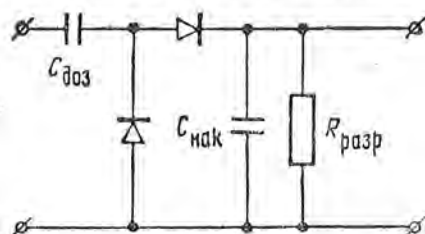
А. В. Брунс

Анализируется способ расширения динамического диапазона измерителя частоты. Разбирается вопрос создания логарифмической характеристики методом кусочной аппроксимации. Даются принципиальные схемы и метод их расчета.

MEASUREMENT OF THE PULSE FREQUENCY IN A WIDE DYNAMIC RANGE. by A. V. Bruns. — The method of widening the dynamic range of the frequency measurer is analyzed. The problem of design of a logarithmic characteristic by the approximation method is discussed. Principles schemes and methods for their computation are given.

Необходимость измерения частоты следования (скорости счета) импульсов возникает при многих исследованиях в самых различных областях науки и техники: в ядерной физике, радиохимии, вычислительной технике и т. д.

В большинстве случаев для этой цели применяется так называемая схема измерителя скорости счета (ИСС) с дозирующей емкостью (фиг. 1).



Фиг. 1. Принципиальная схема измерителя скорости с дозирующей емкостью

Она обладает достаточно высокой точностью при простоте и надежности конструкции.

Однако при проведении целого ряда экспериментов приходится производить измерения в условиях большого динамического диапазона частоты следования входящих импульсов, когда обычные схемы ИСС становятся непригодными. Для работы в таких условиях необходимы иные устройства.

Одним из способов расширения диапазона работы устройств является придание их характеристике определенной нелинейности.

В общем случае необходимо, чтобы с увеличением частоты следования импульсов происходило уменьшение относительного приращения выход-

ного напряжения. Это условие может быть записано в виде выражения

$$dU_{\text{вых}} = f(N)dN,$$

где $dU_{\text{вых}}$ — приращение выходного напряжения устройства, $f(N)$ — монотонно убывающая функция частоты.

Выбор функций можно произвести, основываясь на различных дополнительных условиях. В частности, задавшись условием постоянства относительной ошибки в определении частоты при постоянной абсолютной ошибке измерения выходного напряжения, получим

$$dU_{\text{вых}} = \frac{a}{N} dN.$$

Выходная характеристика измерителя частоты будет иметь вид

$$U_{\text{вых}} = a \ln N + c. \quad (1)$$

Таким образом, расширение динамического диапазона ИСС можно производить приданием его характеристике логарифмического вида. Эта зависимость в полулогарифмическом масштабе изображена на фиг. 2, кривая 2. Коэффициент a характеризует наклон логарифмоиды, а постоянное слагаемое c определяет ее положение и позволяет производить параллельный перенос вдоль оси ординат. Следовательно, выбирая a и c , можно построить характеристику с любым необходимым динамическим диапазоном.

Величины a и c определяются из граничных условий. Пусть для начала и конца характеристики мы имеем, соответственно:

$$N_{\text{мин}}, U_{\text{мин}} \text{ и } N_{\text{макс}}, U_{\text{макс}}.$$

Тогда, решая систему

$$\begin{cases} U_{\text{мин}} = a \ln N_{\text{мин}} + c \\ U_{\text{макс}} = a \ln N_{\text{макс}} + c \end{cases}$$

найдем значения a и c :

$$a = \frac{U_{\text{мин}} - U_{\text{макс}}}{\ln \frac{N_{\text{макс}}}{N_{\text{мин}}}}; \quad (2)$$

$$c = \frac{U_{\text{мин}} \ln N_{\text{макс}} - U_{\text{макс}} \ln N_{\text{мин}}}{\ln \frac{N_{\text{макс}}}{N_{\text{мин}}}}. \quad (3)$$

Для создания логарифмической характеристики ИСС можно применить обычные схемы нелинейного преобразования напряжения [1—3]. Однако удобнее воспользоваться нелинейными свойствами характеристики измерителя скорости счета с дозирующей емкостью. Выходное напряжение схемы, изображенной на фиг. 1, определяется выражением

$$U_{\text{вых}} = \frac{R_{\text{разр}} C_{\text{доз}} N}{1 + R_{\text{разр}} C_{\text{доз}} N} E_{\text{имп}}. \quad (4)$$

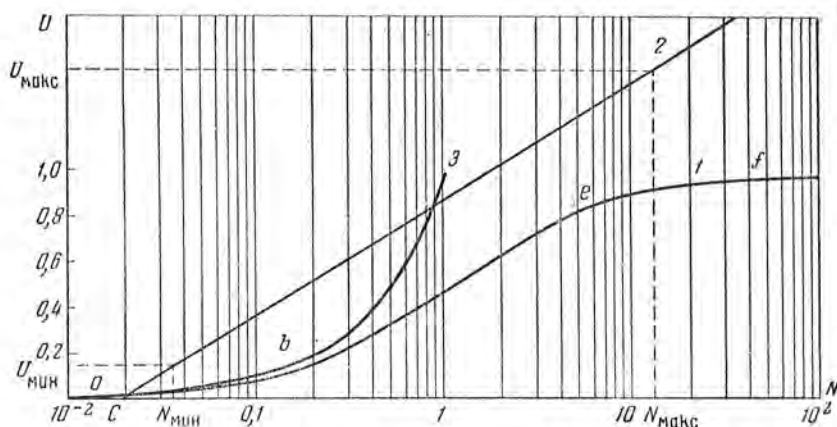
Из этого выражения следует, что выходное напряжение зависит от амплитуды импульсов $E_{\text{имп}}$, частоты их следования — N и от постоянной величины времени $\tau = R_{\text{разр}} C_{\text{доз}}$. При стабилизированной амплитуде импульсов и неизменной постоянной времени выходное напряжение

является функцией частоты и при неограниченном возрастании последней стремится к пределу, равному амплитуде импульсов. Амплитуда импульсов задает масштаб напряжения, оставляя в то же время неизменным характер функции. Если выходное напряжение ИСС снимать не с интегрирующей емкости, а с части сопротивления разрядной цепи, то задать масштаб можно и не меняя амплитуды импульсов, путем выбора соответствующего коэффициента передачи делителя. Таким образом, формулу (4) можно переписать в виде

$$U_{\text{вых}} = \frac{\tau N}{1 + \tau N} \gamma, \quad (4a)$$

где $\gamma = \lim_{N \rightarrow \infty} U_{\text{вых}}$ — предел, к которому стремится выходное напряжение при возрастании N .

Как видно из фиг. 2, эта функция (кривая 1) имеет три характерных участка: ob — близкий к линейному, bc — переходной и ef — область насыщения.



Фиг. 2. Характеристика схемы, изображенной на фиг. 1 (1), прямо пропорциональная зависимость (2), логарифмическая зависимость (3)

Обычно схемы ИСС рассчитаны на работу в линейной части характеристики. При создании логарифмической характеристики используются все три участка.

Рассмотрим одновременную работу нескольких ИСС, имеющих перегиб характеристики при различных частотах и соединенных таким образом, чтобы выходные напряжения их складывались так, что

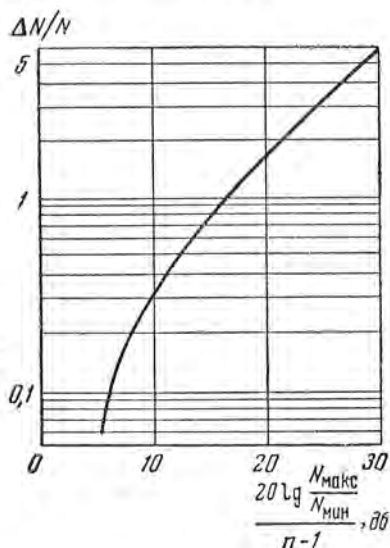
$$U_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^n U_i = \sum_{i=1}^n \frac{\tau_i N}{1 + \tau_i N} \gamma_i. \quad (5)$$

Наличие предела в возрастании выходного напряжения отдельных ИСС позволяет добиться того, чтобы суммарное выходное напряжение менялось с частотой по закону, близкому к логарифмическому:

$$U_{\text{вых}} \equiv \sum_{i=1}^n \frac{\tau_i N}{1 + \tau_i N} \gamma_i = a \ln N + c \pm \delta, \quad (5a)$$

где $U_{\text{вых}}$ — значение суммарного выходного напряжения при частоте следования импульсов, δ — ошибка аппроксимации.

Для этой аппроксимации необходимо соответствующим образом выбрать величины параметров τ_i и γ_i в каждой ячейке ИСС, входящей в схему. В случае суммирования полных выходных напряжений ячеек $\gamma_1 = \gamma_2 = \dots = \gamma_n = E_{\text{имп}}$. Однако для уменьшения ошибки аппроксимации необходимо, чтобы каждое из этих напряжений могло возрастать до своего, отличного от других, предела. Как говорилось выше, этого можно достигнуть либо подачей на ячейку ИСС импульсов соответствующей амплитуды, либо применением делителя в разрядной цепи при произвольно



Фиг. 3. Зависимость между относительной ошибкой определения частоты и плотностью аппроксимации

выбранном значении амплитуды. Второй способ более удобный и в дальнейшем при всех расчетах будем считать амплитуду импульсов одинаковой, а коэффициент передачи делителя — разным. Очевидно, что равенство (5а) при конечном числе ИСС и заданном значении ошибки δ выполняется только в определенном для каждого случая интервале изменения частоты. Количество применяемых в схеме ячеек определяет точность аппроксимации, а максимальное и минимальное значение входящих в них параметров τ_i — границы аппроксимируемого участка.

На фиг. 3 изображена зависимость между относительной ошибкой определения частоты $\frac{\Delta N}{N}$ и изменением частоты в децибелах на один аппроксимирующий элемент (плотность аппроксимации):

$$\frac{20 \lg \frac{N_{\text{макс}}}{N_{\text{мин}}}}{n-1} = f\left(\frac{\Delta N}{N}\right),$$

где n — число использованных ИСС.

Разобьем интервал напряжения от $U_{\text{мин}}$ до $U_{\text{макс}}$ на равные участки, число которых на единицу меньше числа используемых ячеек ИСС. Координаты границ участков определятся из соотношений:

$$U_k = U_{\text{мин}} + \frac{k-1}{n-1} (U_{\text{макс}} - U_{\text{мин}}); \quad (6)$$

$$N_k = e^{\frac{U_k - C}{a}}, \quad (7)$$

где k — порядковый номер граничной точки, n — количество использованных ИСС. Нетрудно убедиться, что число граничных точек будет равно количеству примененных ИСС.

Лучшим условием аппроксимации было бы равенство в этих точках логарифмической и аппроксимирующей ее суммарной функции [уравнение (5а) при $\delta=0$], а также равенство их производных. Это условие выражается следующей системой уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} U_k &= \sum_{i=1}^n \frac{\tau_i N_k}{1 + \tau_i N_k} \gamma_i, \end{aligned} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{a}{N_k} &= \sum_{i=1}^n \frac{\tau_i}{(1 + \tau_i N_k)^2} \gamma_i. \end{aligned} \right. \quad (8a)$$

Однако решение такой системы чрезвычайно громоздко и малоприспособно для практических расчетов. Параметры ячеек можно определить с достаточной точностью по следующим приближенным формулам (даются без вывода). Для всех ячеек измерителей скорости счета, кроме первой:

$$\tau_i = \frac{1}{N_k}; \quad (9)$$

$$\gamma_i = (U_k - U_{k-1}) \left(1 + 2 \frac{N_{k-1}}{N_{\text{макс}} + N_{k-2}} \right), \quad (10)$$

где i — порядковый номер ячейки ИСС ($i = k = 2, 3, \dots, n$).

Параметры первой ячейки определяются по формулам:

$$\tau_1 = \frac{(U_{\text{мин}} - U'_1) N_{\text{макс}} - (U_{\text{макс}} - U'_n) N_{\text{мин}}}{(U_{\text{макс}} + U'_1 - U_{\text{мин}} - U'_n) N_{\text{макс}} N_{\text{мин}}}; \quad (11)$$

$$\gamma_1 = \frac{1 + \tau_1 N_{\text{мин}}}{\tau_1 N_{\text{мин}}} (U_{\text{мин}} - U'_1), \quad (12)$$

где U'_1 и U'_n — значения выходного напряжения при $N = N_{\text{мин}}$ и $N = N_{\text{макс}}$, определяемые подстановкой в (5) значений τ_i и γ_i , вычисленных по (9) и (10) при $i = 2, 3, \dots, n$.

Существенное значение при построении ИСС с логарифмической шкалой имеет способ электрического суммирования отдельных ячеек. В общем случае задачей суммирующих устройств является получение величины

$$a_{\text{вых}} = K \sum_{i=1}^n a_i,$$

где K — масштабный коэффициент.

Наиболее распространенными способами электрического суммирования являются схемы последовательного (фиг. 4, а) и параллельного (фиг. 4, б) включения э. д. с. источников. Для этих схем предельными режимами являются режим холостого хода — идеализированное сложение напряжений, режим короткого замыкания — идеализированный случай суммирования токов. В этих случаях масштабный коэффициент K равен единице. Во всех остальных случаях K меньше единицы. В случае после-

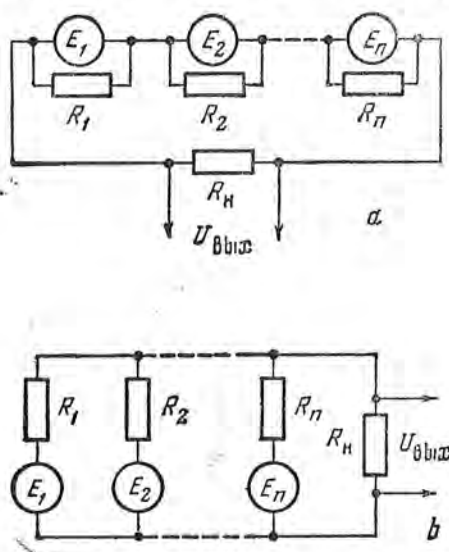
довательного включения э. д. с.

$$K = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{xx}}} = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_{\text{H}}}} \quad (13)$$

При параллельном включении э. д. с.

$$K = \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{кз}}} = \frac{1}{\left(1 + \sum_{i=1}^n \frac{R_{\text{H}}}{r_i}\right)} \quad (14)$$

где r_i — внутренние сопротивления источников э. д. с., R_{H} — сопротивление нагрузки; U_{xx} — напряжение на выходе схемы при отключенной нагрузке (режим холостого хода); $I_{\text{кз}}$ — ток короткого замыкания



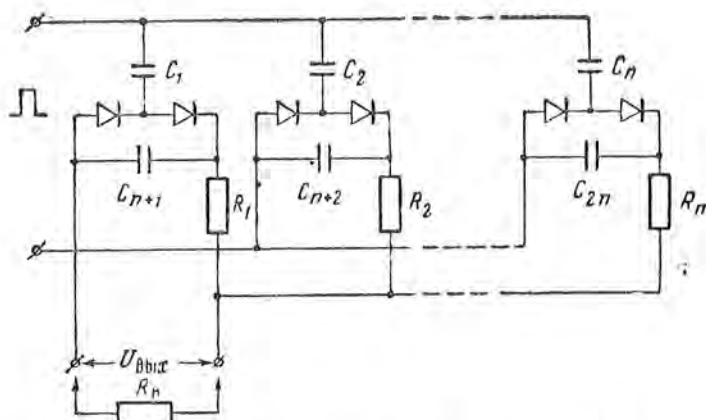
Фиг. 4. Различные способы включения ЭДС

a — последовательный, b — параллельный

Нетрудно видеть, что изменение величины сопротивления нагрузки по-разному влияет на коэффициент передачи для первого и второго способа включения э. д. с. Поэтому в зависимости от выходных параметров элементов схемы, следующих за суммирующим устройством, последнее собирается либо по схеме последовательного сложения э. д. с., либо параллельного. Так, например, при работе со стрелочным прибором, имеющим низкое внутреннее сопротивление, целесообразно применять схему параллельного включения э. д. с. (фиг. 5) и измерять суммарный ток. Выходное напряжение этой схемы равно:

$$U_{\text{вых}} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i \frac{R_{\text{H}}}{r_i}}{1 + \sum_{i=1}^n \frac{R_{\text{H}}}{r_i}} \quad (15)$$

В целом ряде случаев возникает необходимость иметь логарифмический измеритель частоты со сравнительно большим значением выходного напряжения, которое достигает (а иногда и в несколько раз превышает)



Фиг. 5. Принципиальная схема ИСС, собранного по схеме суммирования токов

значение нормализованной амплитуды импульсов. Особенно часто приходится сталкиваться с такой потребностью при создании устройств, работающих на полупроводниковых приборах. Характерное для этих устройств низкое питающее напряжение создает определенные трудности в получении выходных напряжений больше одного-двух десятков, а иногда и единиц вольт. Применение усилителей постоянного тока, собранных на полупроводниковых приборах, крайне нежелательно, так как они весьма нестабильны. Напряжение же на выходе усилителя постоянного тока определяет логарифм измеряемой частоты, и даже незначительная нестабильность этого напряжения очень сильно исказит результаты измерения. Поэтому в тех случаях, когда напряжение на выходе ИСС должно быть равным или превышать значение амплитуды импульсов, необходимо применять схему последовательного соединения э. д. с. (фиг. 6), для которой выходное напряжение определяется выражением

$$U_{\text{вых}} = \frac{\sum_{i=1}^n E_i}{1 - \sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_n}}, \quad (16)$$

где E_i — напряжение на выходе отдельной ячейки при отсутствии нагрузки ($R_n = \infty$). Значения величин сопротивлений и конденсаторов, входящих в схему, можно вычислить по следующим формулам:

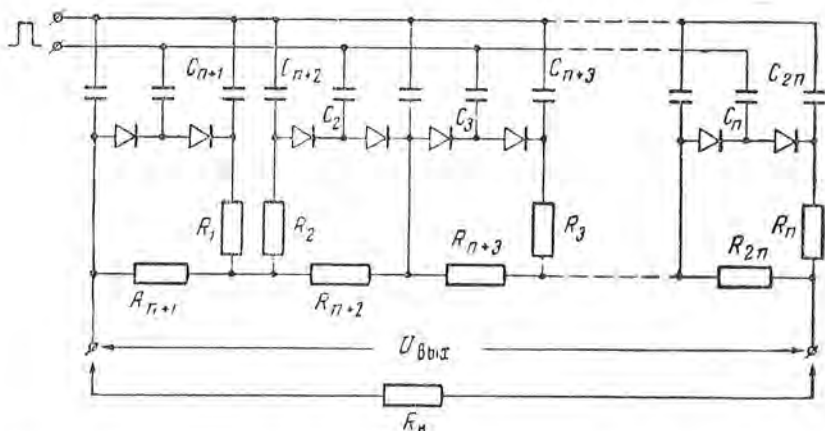
для параллельного включения э. д. с.

$$R_i = \frac{R_n (E_{\text{имп}} - \gamma_i)}{\gamma_i \left(1 + \sum_{k=1}^n \frac{\gamma_k}{E_{\text{имп}} - \gamma_k} \right)}; \quad (17)$$

для последовательного включения

$$R_i = \frac{R_n \cdot R_{\text{вых}}}{R_n + R_{\text{вых}}} \cdot \frac{E_{\text{имп}} - \gamma_i}{\sum_{k=1}^n \gamma_k}; \quad (18)$$

$$R_{n+1} = R_{\text{вых}} \frac{\gamma_i}{\sum_{k=1}^n \gamma_k}. \quad (19)$$



Фиг. 6. Принципиальная схема ИСС, собранного по схеме суммирования напряжений

Для обеих схем

$$C_i = \tau_i / R_i; \quad (20)$$

$$C_{n+1} = (10 \div 100) C_i. \quad (21)$$

Величина выходного сопротивления схемы $R_{\text{вых}}$ выбирается в зависимости от характера сопротивления нагрузки в пределах $(0,01 \div 1) R_n$, причем меньшее значение $R_{\text{вых}}$ берется при нестабильной нагрузке. Амплитуда импульсов выбирается из расчета:

для схемы последовательного включения э. д. с.

$$E_{\text{имп}} > 1,5 \frac{U_{\text{макс}}}{n}; \quad (22)$$

для схемы параллельного включения

$$E_{\text{имп}} > U_{\text{макс}}. \quad (23)$$

Значительное влияние на величину выходного напряжения оказывают вентили. До сих пор рассматривался идеальный диод с прямым и обратным сопротивлениями, равными соответственно нулю и бесконечности. Конечная величина этих сопротивлений, а также проходная емкость могут значительно изменить напряжение на выходе схемы. Выражение для выходного напряжения отдельной ячейки с учетом всех этих факторов имеет вид

$$U = \frac{E_{\text{имп}} R_{\text{разр}} R_{\text{обр}} C_{\text{доз}} N \left(1 - e^{-\frac{0,5}{R_{\text{пр}} C_{\text{доз}} N}} \right) \left(1 - \frac{C_v}{C_{\text{доз}}} \right)}{R_{\text{разр}} + R_{\text{обр}} + R_{\text{разр}} R_{\text{обр}} C_{\text{доз}} N \left(1 - e^{-\frac{0,5}{R_{\text{пр}} C_{\text{доз}} N}} \right)}, \quad (24)$$

где $R_{\text{пр}}$ и $R_{\text{обр}}$ — прямое и обратное сопротивления диодов, $R_{\text{разр}}$ — сопротивление разрядной цепи, $C_{\text{доз}}$ — дозирующая емкость, C_v — емкость вентиля.

Величина $R_{\text{пр}}$ условно определяется при напряжении на диоде, равном $0,01 E_{\text{имп}}$, $R_{\text{обр}}$ — при напряжении, равном $E_{\text{имп}}$. Однако при построении схемы ИСС вместо введения столь усложняющих расчет значений $R_{\text{пр}}$ и $R_{\text{обр}}$ целесообразнее подбирать диоды со значениями этих сопротивле-

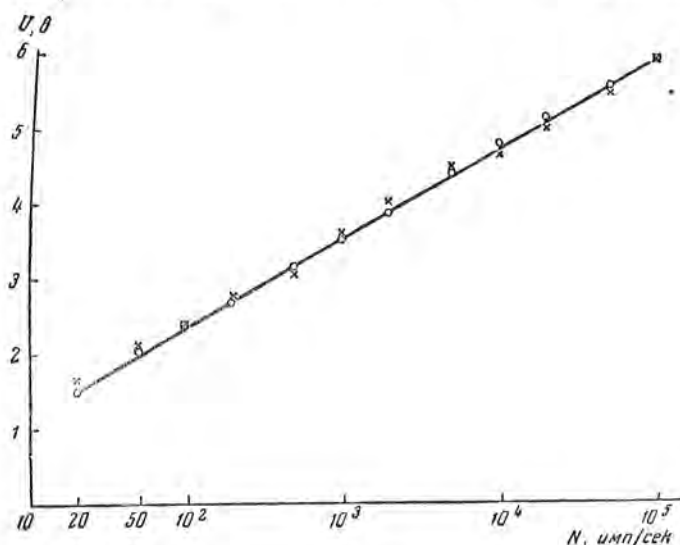
ний, позволяющими считать вентили идеальными. В большинстве случаев для этого достаточно выполнение соотношений

$$R_{\text{пр}} < 10^{-2} R_{\text{разр}} \text{ и } R_{\text{обр}} > 10^2 R_{\text{разр}}.$$

Влияние проходной емкости диода проявляется в снижении выходного напряжения. Компенсировать это влияние можно, увеличив все γ в $1 + \frac{C_{\text{п}}}{C_{\text{доэ}}}$ раз.

Изготовленный ИСС может иметь несколько отличный от расчетного масштаб напряжений.

Окончательную установку масштаба выходного напряжения удобно производить изменением сопротивления нагрузки. Для этого при расчете схемы необходимо принимать величину этого сопротивления ниже



Фиг. 7. Экспериментальные характеристики ИСС

Крестики — при плотности аппроксимации $n = 3$, кружки — при плотности аппроксимации $n = 4$

фактической на 5—10%. Включив затем параллельно нагрузке сопротивление и подбирая соответственно его величину, следует точно установить нужные границы диапазона.

Подводя итог сказанному, можно предложить порядок расчета измерителя частоты следования импульсов с логарифмической шкалой.

Исходными данными являются интервал измеряемых частот $N_{\text{мин}}$, $N_{\text{макс}}$, границы изменения выходного напряжения $U_{\text{мин}}$ и $U_{\text{макс}}$, величина сопротивления нагрузки $R_{\text{н}}$ и требуемая точность аппроксимации. Расчет производится в следующем порядке.

1. По формулам (2), (3) вычисляются параметры a и c логарифмической кривой.

2. В зависимости от требований выбирается способ электрического суммирования.

3. По графику, изображенному на фиг. 3, определяется требуемая плотность аппроксимации, а затем количество ячеек ИСС.

4. По формулам (9) и (10) вычисляются значения τ и γ для всех цепочек, кроме первой.

5. По формуле (5) определяются U'_1 и U'_n — значения напряжений для первой и последней точек аппроксимации ($N = N_{\min}$ и $N = N_{\max}$) при работе ИСС без первой ячейки ($i = 2, 3, \dots, n$).

6. Теперь можно определить по формулам (11) и (12) параметры первой ячейки.

7. Далее, в зависимости от принятой схемы суммирования на основании соотношений (22) или (23) выбирается величина амплитуды импульсов на выходе ИСС и по формуле (17) или (18), а также (20) и (21) вычисляются величины деталей, входящих в схему.

По предлагаемой методике рассчитан ИСС с логарифмической шкалой по следующим исходным данным: $N_{\min} = 10$ гц, $N_{\max} = 10^5$ гц, $U_{\min} = 1,2$ в, $U_{\max} = 6$ в, $R_{\Pi} = 100$ ком, $E = 14$ в. Была выбрана схема суммирования напряжений. При $n = 3$ данные деталей следующие: $R_1 = 14,6$ ком, $C_1 = 5,3$ мкф, $R_2 = R_3 = 14,6$ ком, $C_2 = 0,056$ мкф, $C_3 = 560$ пф, $R_4 = R_5 = R_6 = 3,3$ ком. При $n = 4$ данные деталей получились следующие: $R_1 = 16,3$ ком, $C_1 = 6,9$ мкф, $R_2 = R_3 = 17,7$ ком, $C_2 = 0,25$ мкф, $C_3 = 0,012$ мкф, $R_4 = 17,7$ ком, $C_4 = 544$ пф, $R_5 = 2,6$ ком, $R_6 = 2,1$ ком, $R_7 = 2,1$ ком, $R_8 = 2,3$ ком. На фиг. 7 изображены фактические характеристики двух ИСС, построенных по этим данным.

Легко видеть, что при $n = 3$ точность аппроксимации заметно ниже, чем при $n = 4$.

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. А. Г и п з б у р г. Нелинейные цепи и их функциональные характеристики. Госэнергоиздат, 1958.
2. P. N. N i k i l o r u k. A Technique for Non-Linear Function Generation. Electronic Engng, N 325, 1955.
3. S h i n o d a. Phys. Soc. Japan, N 1—6, 1951.
4. C o o k - J o r b o r o u g h: Proc. Instn. Electr. Eng., 98, N 62, 1952.
5. С. И. Б а б и ч е н к о, А. А. Б о г д а н о в, Б. И. Х а з а н о в. Приборы и техника эксперимента, № 3, 1958.
6. А. Д. Ч е с н о к о в. Приборы и техника эксперимента, № 5, 69—73, 1957.

О НЕКОТОРЫХ СВЕТОСИЛЬНЫХ КАТАДИОПТРИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Г. М. Попов

Рассмотрены различные варианты светосильных зеркально-линзовых систем, обладающих относительным отверстием до $1 : 0,4$ при значительном поле зрения. Результаты расчетов различных вариантов систем приведены в таблицах; все рассмотренные системы имеют сферическую оптику. Системы предназначены для использования в спектрографах, для изучения метеоров, искусственных спутников Земли и слабых протяженных объектов. Рассмотрены также некоторые свойства aberrаций концентрических оптических систем и свойства концентрических менисков с примерами применения этих свойств.

SOME FASTCATADIOPTRIC SYSTEMS, by G.M. Popov. — Variants of fast mirror — lens systems, with a focal ratio $1 : 0.4$ and a large field, have been studied. The results of computations of variants of the systems are tabulated. All the considered systems have spherical optics. The systems are designed for use in spectrographs and the study of meteors, artificial satellites and faint extended objects. Some aberrational characteristics of concentric optical systems are studied and also the characteristics of concentric menisci. Examples of application of these characteristics are given.

В работе [1] была рассмотрена сравнительно простая светосильная оптическая система со значительным полем зрения (в дальнейшем для краткости будем называть ее «сплошной» системой). Эта система, однако, имеет при сверхвысоких светосилах, близких к предельным, значительную остаточную сферическую aberrацию, что ограничивает возможности ее применения. Учитывая потребность астрофизики в еще более светосильных (и широкоугольных) оптических системах, необходимых для изучения туманностей, метеоров и т. д., мы предприняли исследование различных видоизменений «сплошной» системы, обладающих большими светосилой и полем зрения, чем «сплошная» система. Рассмотрим последовательно исследованные нами системы; ограничимся случаем, когда предмет расположен в бесконечности.

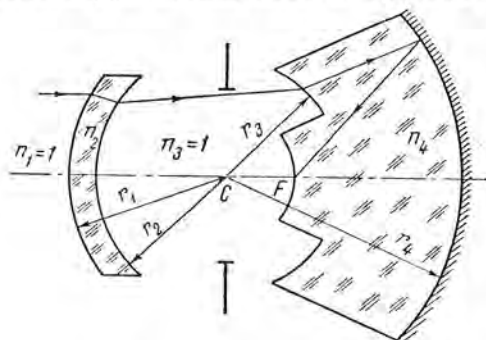
§ 1. «Сплошная» система с мениском

Дополним «сплошную» концентрическую систему концентрическим мениском, совместив центр кривизны его поверхностей с центром кривизны «сплошной» системы (фиг. 1). Точка F расположена на фокальной поверхности, которая приводится в непосредственный контакт со светоприемником (иммергируется). Четвертая поверхность системы покрыта зеркальным слоем; апертурная диафрагма расположена в плоскости, проходящей через центр кривизны системы C . Свойства полученной системы аналогичны свойствам обычной «сплошной» системы: внеосевые aberrации — кома, астигматизм, дисторсия — в ней отсутствуют; сферическую aberrацию исправляем соответствующим выбором радиусов

поверхностей системы; хроматическую aberrацию в ряде случаев можно исправить, введя «хроматические» радиусы.

Аберрации «сплошной» системы с мениском.

Выведем общие выражения для aberrации произвольной концентрической системы из m поверхностей; будем использовать общепринятые в отечественной литературе обозначения и правила знаков [2, стр. 6].



Фиг. 1. «Сплошная» система с мениском

Выведем сначала выражения для сферической aberrации произвольной концентрической системы. В [4] мы вывели следующую формулу для последнего угла u'_m произвольной концентрической системы:

$$u'_m = \arcsin \frac{H}{r_1 - s_1} + \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{n_i H}{n_{i+1} r_i} - \arcsin \frac{n_i H}{n_i r_i} \right), \quad (1)$$

где s_1 — расстояние от первой поверхности системы до предмета, r — радиус поверхности, n — показатель преломления; $H = (r_1 - s_1) \sin u_1$, где u_1 — угол луча, падающего на первую поверхность системы, с оптической осью системы. Если предмет расположен в бесконечности, то H представляет собой расстояние луча от оптической оси системы. Для произвольной концентрической системы справедлива также и следующая формула [3]:

$$n_1 (r_1 - s_1) \sin u_1 = n_{m+1} (r_m - s'_m) \sin u'_m = k, \quad (2)$$

где s'_m — расстояние изображения от m -й поверхности системы.

Для параксиальных лучей соответственно получим

$$(u'_m)_{\text{пар}} = \frac{H}{r_1 - s_1} + \sum_{i=1}^{i=m} \left(\frac{n_i H}{n_{i+1} r_i} - \frac{n_i H}{n_i r_i} \right); \quad (3)$$

$$n_1 H = n_{m+1} [r_m - (s'_m)_{\text{пар}}] (u'_m)_{\text{пар}}. \quad (4)$$

Продольную сферическую aberrацию Δs найдем как разность

$$\begin{aligned} \{ (r_m - s_m) - [r_m - (s'_m)_{\text{пар}}] \} &= \Delta s; \\ \Delta s &= \frac{n_1 H}{n_{m+1}} \left[\frac{1}{\sin u'_m} - \frac{1}{(u'_m)_{\text{пар}}} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Зная Δs , из геометрических соображений находим выражение для поперечной сферической aberrации δg :

$$\delta g = (\Delta s + \Delta) \operatorname{tg} u'_m, \quad (6)$$

где Δ — смещение плоскости установки относительно плоскости Гаусса (дефокусировка).

Формула для угловой сферической аберрации η в концентрической системе была выведена в [4]:

$$\eta = \arcsin \left[\frac{n_1 H}{n_{m+1} \beta (r_1 - s_1)} \right] - \arcsin \frac{H}{r_1 - s_1} - \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{n_1 H}{n_{i+1} r_i} - \arcsin \frac{n_1 H}{n_i r_i} \right), \quad (7)$$

где β — линейное увеличение системы.

Радиус кривизны поля R в концентрической системе, очевидно, равен расстоянию от центра кривизны системы до фокуса, т. е.

$$R = [r_m - (s'_m)_{\text{пар}}] = \frac{n_1 H}{n_{m+1} (u'_m)_{\text{пар}}}$$

или с учетом дефокусировки

$$R = \frac{n_1 H}{n_{m+1} (u'_m)_{\text{пар}}} - \Delta. \quad (8)$$

Продольную хроматическую аберрацию положения для произвольной концентрической системы получим как разность значений R для выбранных волн света λ_1 и λ_2 :

$$\Delta s_{\text{хр}} = R_{\lambda_1} - R_{\lambda_2}, \quad (9)$$

где $\Delta s_{\text{хр}}$ — продольная хроматическая аберрация.

Применим теперь полученные выражения к рассматриваемой системе. Получим

$$u'_4 = \arcsin \frac{H}{|n_2 r_1|} - \arcsin \frac{H}{|r_1|} + \arcsin \frac{H}{|r_2|} - \arcsin \frac{H}{|n_3 r_2|} - \arcsin \frac{H}{|n_4 r_3|} + \arcsin \frac{H}{|r_3|} + 2 \arcsin \frac{H}{|n_4 r_4|}; \quad n_1 = n_3 = 1; \quad n_4 = -n_5; \quad (10)$$

$$(u'_4)_{\text{пар}} = H \left(\frac{1}{|n_2 r_1|} - \frac{1}{|r_1|} + \frac{1}{|r_2|} - \frac{1}{|n_2 r_2|} - \frac{1}{|n_4 r_3|} + \frac{1}{|r_3|} + \frac{2}{|n_4 r_4|} \right). \quad (11)$$

Во избежание путаницы со знаками, радиусы и показатели преломления взяты по модулю:

$$\Delta s = - \left| \frac{n_1}{n_4} \right| \left(\frac{H}{\sin u'_4} - \frac{H}{(u'_4)_{\text{пар}}} \right); \quad (12)$$

$$\delta g = (\Delta s + \Delta) \operatorname{tg} u'_4; \quad (13)$$

$$\eta = \arcsin [(u'_4)_{\text{пар}}] - u'_4; \quad (14)$$

$$R = \frac{-H}{(u'_4)_{\text{пар}}} \left| \frac{n_1}{n_4} \right| - \Delta. \quad (15)$$

Выражение для продольной хроматической аберрации не отличается от (9), но значения R_λ следует вычислять по формуле (15). Расчет системы производится следующим образом: считая известными r_1 , r_2 , r_3 , n_2 , n_4 и H , находим r_4 из условия, что сферическая аберрация равна нулю на

Таблица 1

II/II №	r_1	r_2	r_3	r_4	n	D	R	Δs					$\forall$
								$H = -14$	-28	-36	-42	$\Delta s_{\text{xp.}}$	
1	58,333	50,0	-50,0	-100,55	1,6126 (TK16)	72	-29,50	-0,025	-0,046	-0,021	0,0	-0,207	0,410
2	60,869	50,0	-50,0	-104,07	1,6126 (TK16)	72	-29,215	-0,011	-0,045	+0,009	0,0	-0,210	0,406
3	66,667	50,0	-50,0	-103,45	1,6126 (TK16)	72	-28,815	+0,006	+0,04	+0,069	0,0	-0,218	0,400

II/II №	r_1	r_2	r_3	r_4	n	D	R	Δs					$\forall$
								$H = -28$	-56	-72	-84	$\Delta s_{\text{xp.}}$	
4	147,368	121,739	-100	-215,90	1,6126 (TK16)	144	-61,483	-0,024	-0,051	-0,030	+0,003	-0,454	0,426
5	164,705	121,739	-100	-221,91	1,6126 (TK16)	144	-60,794	-0,004	+0,016	+0,034	0,0	-0,471	0,422
6	175,00	121,739	-100	-225,79	1,6126 (TK16)	144	-60,550	+0,009	+0,045	+0,065	+0,003	-0,482	0,420

II/II №	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	n	D	R	Δs				$\forall$
									$H = -14$	-28	-42	$\Delta s_{\text{xp.}}$	
7	75,0	50,0	-50,0	-75,0	-93,95	1,6126 (TK16)	72	-29,13	-0,021	-0,031	0,0	-0,2	0,405
8	82,353	50,0	-50,0	-82,353	-98,8	1,6126 (TK16)	72	-28,709	+0,006	+0,046	0,0	-0,22	0,40

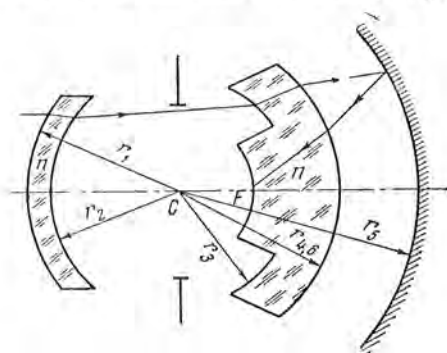
некоторой зоне H_1 , близкой к полудиаметру апертурной диафрагмы системы. Подставив значение H_1 в (12) и положив $\Delta s = 0$, получим

$$\sin u'_4 = (u'_4)_{\text{пар}}.$$

Решим это трансцендентное уравнение относительно последнего радиуса r_4 ; удобнее всего, отделив корни, решать его по методу Ньютона. Формула для приближений Ньютона в общем случае для уравнения $\sin u'_m = (u'_m)_{\text{пар}}$ имеет вид

$$r_m = (r_m)_0 + \frac{\frac{n_{m+1}(r_m)_0^2}{2Hn_1} [(u'_m)_{\text{пар}} - \sin u'_m]}{1 - \left\{ 1 - \left[\frac{n_1 H}{n_m (r_m)_0} \right]^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} \cos u'_m} \quad (16)$$

причем поверхность с номером m зеркальная. Положив в этой формуле $n_1 = 1$, $m = 4$, получим формулу для вычисления r_4 . Найдя r_4 (достаточно пять значащих цифр), вычисляем величину сферической аберрации



Фиг. 2. Вариант «сплошной» системы с мениском ($r_4 = r_6$)

на промежуточных зонах $0 < |H| < |H_1|$ по одной из формул: (12) (13) или (14). Вычисляем также и кривизну поля по формуле (15) и хроматическую аберрацию по формуле (9). Может оказаться, что в полученной системе значения светосилы, аберраций и т. д. не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к системе; в этом случае следует повторить расчет, изменив значения конструктивных элементов системы.

Результаты расчетов различных вариантов системы даны в табл. 1 (№ 1—6). В таблице приведены конструктивные элементы системы $r_1, r_2, r_3, r_4, n = n_2 = n_4$, диаметр апертурной диафрагмы D , радиус петцвалеовой кривизны поля R , значения продольной сферической аберрации Δs для различных значений H ; даны значения продольной хроматической аберрации положения $\Delta s_{\text{хр}}$ для лучей C, F и величина $\forall$, обратная относительно отверстию системы. При этом хроматизм положения в системах № 1, 2, 3, 7, 8 вычислен для $H = -42$, для систем № 4, 5, 6 — для $H = -84$.

Все размеры даны в миллиметрах.

Рассмотрение данных табл. 1 показывает, что светосила системы возросла по сравнению со «сплошной» системой без мениска, а в случае систем № 4, 5, 6 увеличился также и диаметр входного зрачка более чем в 2 раза. Хроматическая аберрация системы значительна, но это не является препятствием для использования системы в качестве камеры для спектрографа, фотографирования в монохроматическом свете и т. д. Радиус кружка наименьшего рассеивания у всех рассмотренных систем не

превосходит 0,015 мм, что соответствует разрешающей способности высокочувствительной фотографической эмульсии. Упомянем еще об одной модификации «сплошной» системы с мениском; схема ее подобна схеме, изображенной на фиг. 1, с тем лишь отличием, что зеркальная поверхность находится в воздухе (фиг. 2). Такая система содержит меньше стекла, чем «сплошная» система с мениском, в остальном же ее свойства подобны свойствам «сплошной» системы с мениском. Расчетные формулы легко выводятся из общих формул (5) — (9), а методика расчета совершенно аналогична методике расчета «сплошной» системы с мениском, поэтому ограничимся приведением результатов расчета двух систем в табл. 1 [№ 7, 8].

§ 2. «Сплошная» система с плосковогнутой линзой

Рассмотрим сначала некоторые свойства сферической аберрации концентрических систем, которые будут полезны в дальнейшем; ограничимся лишь изучением свойств угловой аберрации, выражение которой (7) имеет наиболее простой вид.

Запишем выражение для η в виде:

$$\eta = \arcsin \frac{k}{n_{m+1}R'} - \arcsin \frac{k}{n_1R} - \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right), \quad (17)$$

где k — инвариант концентрической системы, определяемый формулой (2), $R' = \beta(r_1 - s_1)$ — расстояние от центра кривизны системы до изображения, $R = (r_1 - s_1)$ — расстояние от центра кривизны системы до предмета. Очевидно, выражение (17) не изменится, если значения k, R, R', r_i умножить на некоторое постоянное число C — коэффициент подобия; это значит, что данную систему можно записать геометрически подобной ей системой с коэффициентом подобия C . Покажем, что угловая сферическая аберрация в прямом ходе луча равна угловой сферической аберрации в обратном ходе, т. е. $\eta = \bar{\eta}$, где η — аберрация в прямом ходе, $\bar{\eta}$ — аберрация в обратном ходе. При вычислении луча в обратном ходе принимаем $\bar{r}_1 = -r_m$; $\bar{r}_2 = -r_{m-1}$; ...; $\bar{n}_1 = n_{m+1}$, $\bar{n}_2 = n_m$, ...; $\bar{R} = -R'$; $\bar{k} = k$; $\bar{R}' = -R$; подставив эти значения в η , получим $\eta = \bar{\eta}$. Найдём теперь выражение аберраций сложной системы η_Σ через аберрации ее компонентов. Пусть сложная концентрическая система состоит из двух компонент, причем плоскость изображения Гаусса первого компонента является плоскостью предметов по отношению ко второму компоненту. Пусть угловая сферическая аберрация первого компонента имеет вид:

$$\eta_1 = \arcsin \frac{k}{n_{n+1}R'_1} - \arcsin \frac{k}{n_1R_1} - \sum_{i=1}^{i=n} \left(\arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right).$$

Аберрация второго компонента представлена в виде:

$$\eta_2 = \arcsin \frac{k}{n_{m+1}R'_2} - \arcsin \frac{k}{n_{n+1}R_2} - \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right).$$

Складывая η_1 и η_2 , получим, учитывая, что $R_2 = R'_1$:

$$\eta_{1,2} = \eta_1 + \eta_2 = \arcsin \frac{k}{n_{m+1}R'_2} - \arcsin \frac{k}{n_1R_1} - \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right).$$

Докажем, что это выражение тождественно с выражением для аберрации сложной системы, имеющим вид:

$$\eta_{\Sigma} = \arcsin \frac{k}{n_{m+1}R'_{\Sigma}} - \arcsin \frac{k}{n_1R_1} - \sum_{i=1}^{i=m} \left(\arcsin \frac{k}{n_{i+1}r_i} - \arcsin \frac{k}{n_i r_i} \right).$$

Достаточно показать, что $R'_2 = R'_{\Sigma}$; первый член разложения $\eta_{1,2}$ и η_{Σ} в ряд по степеням k должен равняться нулю, так как при принятых нами условиях ряд для η должен начинаться членом, содержащим k^3 . Вычитая первые члены разложения в ряд $\eta_{1,2}$ и η_{Σ} (пропорциональные k), получим

$$\frac{k}{n_{m+1}R'_2} = \frac{k}{n_{m+1}R'_{\Sigma}},$$

откуда $R'_2 = R'_{\Sigma}$.

Итак, мы нашли, что $\eta_{\Sigma} = \eta_1 + \eta_2$ (при принятых нами ранее предположениях). Распространив этот результат на случай p компонент, получим

$$\eta_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{i=p} \eta_i. \quad (18)$$

При этом предполагается, что плоскость изображения Гаусса предыдущего компонента является плоскостью предметов по отношению к последующему компоненту. Очевидно, что аналогичным образом суммируются и коэффициенты угловых аберраций. Рассмотрим систему вида, изображенного на фиг. 3, причем $r_1 = -r_2$, $n_1 = n_3 = n$. Воспользовавшись общей формулой (7), получим выражение для угловой аберрации системы

$$\begin{aligned} \eta = \arcsin \left[2H_1 n_1 \left(\frac{1}{|r_1|} - \frac{1}{|n_1 r_1|} - \frac{1}{|r_3|} + \frac{1}{|n_1 r_3|} + \frac{1}{|r_4|} \right) \right] - \\ - 2 \left(\arcsin \frac{n_1 H_1}{|r_1|} - \arcsin \frac{n_1 H_1}{|n_1 r_1|} - \arcsin \frac{n_1 H_1}{|r_3|} + \right. \\ \left. + \arcsin \frac{n_1 H_1}{|n_1 r_3|} + \arcsin \frac{n_1 H_1}{|r_4|} \right), \end{aligned} \quad (19)$$

С другой стороны, рассмотрим систему типа «мениск — сферическое зеркало», в которой лучи дважды проходят через мениск — до отражения от зеркала и после отражения, причем радиус первой поверхности мениска выберем равным r_1 , радиус второй поверхности — равным r_3 , радиус зеркала — r_4 . Показатель преломления мениска пусть по-прежнему будет n_1 . Выражение для угловой сферической аберрации такой системы получим из (7) в виде

$$\begin{aligned} \eta = \arcsin \left[2H \left(\frac{1}{|r_1|} - \frac{1}{|n_1 r_1|} - \frac{1}{|r_3|} + \frac{1}{|n_1 r_3|} + \frac{1}{|r_4|} \right) \right] - 2 \left(\arcsin \frac{H}{|r_1|} - \right. \\ \left. - \arcsin \frac{H}{|n_1 r_1|} - \arcsin \frac{H}{|r_3|} + \arcsin \frac{H}{|n_1 r_3|} + \arcsin \frac{H}{|r_4|} \right), \end{aligned} \quad (20)$$

Сравнивая (20) и (19), заключаем, что обе системы эквивалентны в отношении вносимой ими сферической аберрации, причем $H = n_1 H_1$. Записав выражение для радиуса кривизны поля R_1 для первой системы и R_2 — для второй системы, убедимся, что $R_1 = \frac{R_2}{n_1}$, следовательно, ветосилы обеих систем одинаковы.

Итак, исследуя систему, изображенную на фиг. 3, мы в то же время исследуем и систему «мениск — сферическое зеркало» с двойным ходом

лучей через мениск. Для полной тождественности обеих систем увеличим размеры радиусов первой системы в n_1 раз; угловая сферическая абберация от этого не изменится, как было показано выше; радиус кривизны поля первой системы будет равен радиусу кривизны поля второй системы; высоты падения лучей на первую поверхность в обеих системах также будут равны. Выражения для продольной и поперечной сферической абберации для обеих систем также совпадают и имеют вид:

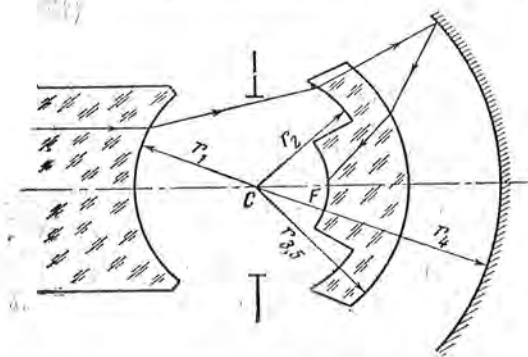
$$\Delta s = H \left(\frac{1}{\sin u'_5} - \frac{1}{(u'_5)_{\text{пар}}} \right),$$

$$\delta g = (\Delta s + \Delta) \operatorname{tg} u'_5,$$

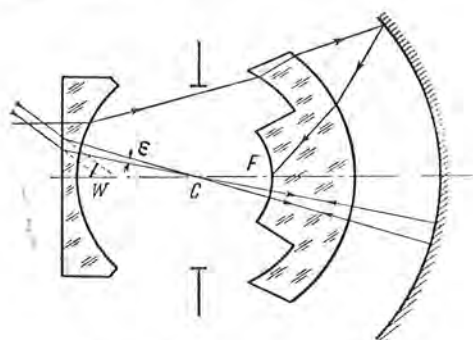
где

$$u'_5 = 2 \left(\arcsin \frac{H}{|r_1|} - \arcsin \frac{H}{|n_1 r_1|} - \arcsin \frac{H}{|r_3|} + \arcsin \frac{H}{|n_1 r_3|} + \arcsin \frac{H}{|r_4|} \right).$$

Заменяем теперь первую поверхность первой системы плоско-вогнутой линзой, радиус которой совпадает с радиусом удаленной поверхности;



Фиг. 3. Система, эквивалентная системе типа «мениск с двойным ходом лучей плюс зеркало» ($r_1 = -r_2$, $r_3 = r_4$)



Фиг. 4. «Сплошная» система с плосковогнутой линзой

получим систему с прежними значениями сферической абберации и кривизны поля, но фокусное расстояние системы уменьшится в n_1 раз, следовательно, относительное отверстие увеличится в n_1 раз. Полученная система обладает следующими преимуществами перед «сплошной» системой и «сплошной» системой с мениском: 1) экранирование меньше, так как кассета расположена в расходящемся пучке лучей, 2) при одинаковых фокусных расстояниях кривизна поля в n_1 раз меньше. Недостатком является отрицательная дисторсия, вносимая плоско-вогнутой линзой. Угловая величина E этой дисторсии может быть легко получена из фиг. 4: рассмотрим два наклонных к оптической оси луча, образующих угол w с оптической осью; ход одного из лучей рассчитаем по формулам Гауссовой оптики, ход другого найдем тригонометрическим расчетом. После преломления через первую поверхность (плоскую) линзы угол с оптической осью для первого луча будет равен w/n_1 , для второго луча $\sin w/n_1$. Лучи можно выбрать таким образом, чтобы они после преломления через первую поверхность линзы проходили через центр кривизны системы; тогда угловая дисторсия E выразится в виде

$$E = \frac{\sin w}{n_1} - \frac{w}{n_1} = \frac{1}{n_1} \left(-\frac{w^3}{6} + \frac{w^5}{120} - \dots \right).$$

Эта величина мала даже при значительном поле; например, при $w = 10^\circ$ $E = 1'58''$, при $w = 15^\circ$ $E = 6'23''$; хроматизм увеличения, вносимый линзой, не препятствует использованию системы в качестве камеры для спектрографа, для фотографирования в монохроматических лучах и т. д. Формула для хроматизма увеличения имеет вид

$$l = \sin w \left(\frac{1}{n_{\lambda_1}} - \frac{1}{n_{\lambda_2}} \right),$$

где l — хроматизм увеличения в угловой мере, n_{λ_1} и n_{λ_2} — значения показателя преломления линзы для двух различных длин волн света λ_1 и λ_2 , для которых производится вычисление хроматизма увеличения. Значение радиуса кривизны поля по-прежнему находим по формуле (8), принимающей в нашем случае вид

$$R = \frac{H}{(u'_s)_{\text{пар}}} - \Delta.$$

Хроматизм положения находим по формуле (9).

Методика расчета системы на сферическую aberrацию совершенно та же, что и для «сплошной» системы с мениском. Результаты расчетов различных вариантов системы приведены в табл. 2; обозначения в табл. 2 прежние, за исключением D , обозначающего диаметр входного зрачка. В таблице не приведены значения $r_0 = \infty$, $r_2 = -r_1$ и $r_5 = r_3$; добавлено в таблицу значение f — фокусное расстояние системы (в данном случае оно не совпадает со значением кривизны поля). Данные таблицы указывают на целесообразность применения стекол с большими показателями преломления, так как это приводит к некоторому увеличению светосилы системы. Хроматизм положения вычислен для линий C , F и для $H = -60$. Кругок наименьшего рассеивания не превосходит по диаметру 0,03 мм. Все размеры, приведенные в табл. 2, даны в миллиметрах. Следует заметить, что при меньших относительных отверстиях, не рассмотренных в табл. 2, получается еще более совершенное исправление сферической aberrации. Например, система со следующими конструктивными элементами имеет волновую aberrацию значительно меньше критерия Рэлея, т. е. меньше $\frac{\lambda}{4}$:

$r_1 = -111,111;$	$d_1 = 86,635;$	$(n_1 = 1,6126);$
$r_2 = -197,746;$	$d_2 = 87,795;$	$n = 1;$
$r_3 = -285,541;$	$d_3 = -87,795;$	$n = -1;$
$r_4 = -197,746;$	$d_4 = -86,635;$	$(n = -1,6126);$
$r_5 = -111,111;$		
$f = 100;$	$A = 1 : 1,1;$	$D = 91,0,$

где A — относительное отверстие системы; это — система типа «мениск с двойным ходом лучей плюс сферическое зеркало»; ранее мы показали, что для такой системы существует система, эквивалентная ей в отношении сферической aberrации, типа «сплошной системы с плоско-вогнутой линзой и с относительным отверстием в n раз большим, т. е. $A = 1 : 0,68$. Заметим также, что любой системе в табл. 2 соответствует своя система типа «мениск с двойным ходом лучей плюс сферическое зеркало» с относительным отверстием в n раз меньшим; эти системы могут представлять самостоятельный интерес.

r_1	r_3	r_4	n_1	D	R
151,63	-303,26	-396,012	1,5163 (K8)	112	-90,393
151,63	-265,353	-378,075	1,5163	112	-91,587
151,63	-235,868	-366,855	1,5163	112	-93,470
161,26	-250,850	-396,651	1,6126 (TK6)	112	-92,212
161,26	-225,764	-386,379	1,6126	112	-95,075
172,80	-302,40	-456,009	1,728 (ТФ7)	112	-89,366
172,80	-241,92	-420,016	1,728	112	-94,024

Рассмотрим, например, системы № 3 и 6 из табл. 2; образуем эквивалентные им системы типа «мениск с двойным ходом лучей плюс зеркало» для системы № 3:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= -100; & d_1 &= 55,556; & (K8, n &= 1,5163); \\
 r_2 &= -155,556; & d_2 &= 86,3854; & n &= 1; \\
 r_3 &= -241,541; & d_3 &= -86,3854; & n &= -1; \\
 r_4 &= -155,556; & d_4 &= -55,556; & (n &= -1,5163); \\
 r_5 &= -100; & & & & \\
 f &= 93,470; & A &= 1:0,84; & D &= 112;
 \end{aligned}$$

для системы № 6:

$$\begin{aligned}
 r_1 &= -100; & d_1 &= 75,0; & (n &= 1,728); \\
 r_2 &= -175; & d_2 &= 88,894; & n &= 1; \\
 r_3 &= -263,894; & d_3 &= -88,894; & n &= -1; \\
 r_4 &= -175; & d_4 &= -75,0; & (n &= -1,728); \\
 r_5 &= -100 & A &= 1 : 0,8; & D &= 112. \\
 f &= 89,366;
 \end{aligned}$$

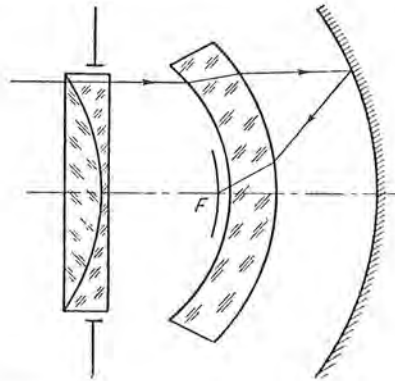
Эти системы имеют сферические aberrации противоположных знаков, порядок величины их одинаков; поэтому сложная система (например, для спектрографа), составленная из этих систем таким образом, чтобы центры кривизны обеих систем совпадали, будет обладать более совершенным исправлением сферической aberrации, чем каждая из систем в отдельности. Это ясно из того факта, что угловая aberrация сложной системы равна сумме угловых aberrаций ее компонент и из свойства $\vec{\eta} = \vec{\eta}$. При этом в качестве коллиматора целесообразно взять первую систему по причине ее меньшего хроматизма. До сих пор мы рассматривали системы с неисправленной хроматической aberrацией; для исправления ее иногда удается использовать общеизвестные приемы введения «хроматических» радиусов, либо применять плоскопараллельную пластинку с «хроматическим» радиусом. В качестве примера ахроматизируем систему типа «мениск с двойным ходом лучей плюс зеркало», эквивалентную системе № 4 из табл. 2 (фиг. 5), в этом случае удобнее всего использовать плоскопараллельную пластинку с «хроматическим» радиусом, поместив ее в плоскости, проходящей через центр кривизны системы. Выбрав для пластинки стекла Ф1 и ТК16, найдем следующее значение для «хроматического» радиуса: $r_2 = -210$, исправляющее хроматизм положения (и увеличения) в системе,

Δs						
$H = -28$	-42	-56	-60	$\Delta s_{\text{хр.}}$	f	$\forall$
+0,014	+0,025	+0,021	0,0	-0,40	59,61	0,533
-0,0089	-0,010	0,0	0,0	-0,38	60,40	0,540
-0,031	-0,046	-0,026	0,0	-0,36	61,64	0,55
-0,017	-0,022	-0,007	0,0	-0,421	57,18	0,51
-0,047	-0,069	-0,032	0,0	-0,388	58,96	0,53
+0,02	+0,037	+0,023	0,0	-0,966	51,72	0,46
-0,034	-0,051	-0,022	0,0	-0,92	54,41	0,486

причем полное исправление хроматизма получено для лучей C и F . Конструктивные элементы ахроматизированной системы следующие:

$r_1 = \infty.$	$d_1 = 12; (\Phi 1),$	$n_D = 1,6128;$
$r_2 = -210.$	$d_2 = 3; (\text{TK16}),$	$n_D = 1,6126;$
$r_3 = \infty.$	$d_3 = 57.$	$n = 1;$
$r_4 = -100.$	$d_4 = 55,566 (\text{TK16}),$	$n_D = 1,6126;$
$r_5 = -155,556.$	$d_5 = 90,414.$	$n = 1;$
$r_6 = -245,97.$	$d_6 = -90,414.$	$n = -1;$
$r_7 = -155,556.$	$d_7 = -55,556;$	$n_D = -1,6126;$
$r_8 = -100;$		
$f = 92,2;$	$A = 1 : 0,82;$	$D = 112.$

Эта система может быть с успехом использована для фотографирования метеоров и искусственных спутников Земли, так как наряду с высокой



Фиг. 5. Ахроматизованная система типа «мениск с двойным ходом лучей плюс зеркало»

светосилой она обладает и большим полем — поле ограничено лишь допустимыми размерами кассеты, экранирующей свет. Например, допустив потерю на экранирование 25% света, получим поле около 35° диаметром.

Укажем еще на один прием, позволяющий заменять часть стекла системы другой маркой стекла, не прибегая к перерасчету системы. Этот

прием основан на свойствах эквивалентных менисков, т. е. менисков, имеющих одинаковые значения сферической аберрации и равные фокусные расстояния; при этом их хроматические аберрации будут, вообще говоря, различными. Выведем соотношения, которым должны удовлетворять эквивалентные мениски. Рассмотрим два мениска, расположенные в среде с показателем преломления n_1 и имеющие конструктивные элементы r_1, r_2, n_2 и r'_1, r'_2, n'_2 соответственно. Подставив эти значения в формулу (17), получим значения угловой сферической аберрации для первого и второго менисков в таком виде:

$$\begin{aligned}\eta_1 &= \arcsin \frac{k}{n_1 R'_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 R_1} - \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} + \\ &+ \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_2} + \arcsin \frac{k}{n_2 r_2}; \\ \eta_2 &= \arcsin \frac{k}{n_1 R'_2} - \arcsin \frac{k}{n_1 R_2} - \arcsin \frac{k}{n'_2 r'_1} + \\ &+ \arcsin \frac{k}{n_1 r'_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r'_2} + \arcsin \frac{k}{n'_2 r'_2},\end{aligned}$$

где R_1 — расстояние от центра кривизны системы до предмета для первого мениска; R'_1 — расстояние от центра кривизны системы до изображения для первого мениска; R_2 и R'_2 — соответствующие величины для второго мениска. Для того чтобы оба мениска были эквивалентными, необходимо, чтобы $\eta_1 \equiv \eta_2$. Знак тождества означает, что равенство соблюдается при любых значениях k . Можно доказать в общем виде, что это тождество выполняется тогда и только тогда, когда значения входящих в него арксинусов попарно равны. Положим также $R'_1 = R'_2, R_1 = R_2$ (это является следствием того факта, что фокусные расстояния эквивалентных менисков равны); вычеркнув соответствующие члены из тождества, получим

$$\begin{aligned}& - \arcsin \frac{k}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r_2} + \arcsin \frac{k}{n_2 r_2} \equiv \\ & \equiv - \arcsin \frac{k}{n'_2 r'_1} + \arcsin \frac{k}{n_1 r'_1} - \arcsin \frac{k}{n_1 r'_2} + \arcsin \frac{k}{n'_2 r'_2}.\end{aligned}$$

Приравнивая в различных возможных комбинациях значения арксинусов попарно одно к другому, получим равенства, связывающие значения конструктивных элементов эквивалентных менисков. Интересной оказывается лишь следующая система уравнений, связывающих конструктивные элементы:

$$\begin{aligned}n_1 r_1 &= n'_2 r'_2, \\ n_2 r_1 &= n'_2 r'_1, \\ n_2 r_2 &= n_1 r'_1, \\ r_2 &= r'_2.\end{aligned}$$

Например, положим $r_1 = 155,556$; $r_2 = 105,24$; $n_1 = 1$; $n_2 = 1,5163$ (К8); тогда конструктивные элементы эквивалентного мениска получим однозначно:

$$r'_1 = 159,575; r'_2 = 105,24; n_1 = 1; n'_2 = 1,4781 \quad (\text{ЛК5}).$$

Полученный мениск из стекла ЛК5 (увиолевого) можно, например, использовать для повышения прозрачности системы (№ 3) в ультрафиолете.

для этого следует из мениска системы (№ 3) удалить мениск с приведенными выше конструктивными элементами (из стекла К8) и заменить его эквивалентным мениском из стекла ЛК5. Окончательно получим систему со следующими конструктивными элементами:

$$\begin{array}{lll}
 r_1 = -100; & d_1 = 5,24 \text{ (К8, } n = 1,5163); & \\
 r_2 = -105,24, & d_2 = 54,335, & (\text{ЛК5, } n = 1,4781); \\
 r_3 = -159,575, & d_3 = 82,366, & n = 1; \\
 r_4 = -241,941, & d_4 = -82,366, & n = -1; \\
 r_5 = -159,575, & d_5 = -54,335, & (\text{ЛК5, } n = -1,4781); \\
 r_6 = -105,24, & d_6 = -5,24, & (\text{К8, } n = -1,5163); \\
 r_i = -100, & & \\
 f = 93,47; & A = 1 : 0,84; & D = 112.
 \end{array}$$

Эта система эквивалентна системе (№ 3) в отношении сферической аберрации для лучей D натрия и имеет те же значения фокусного расстояния и относительного отверстия. Заметим в заключение, что конструктивные элементы мы даем с шестью знаками; это не значит, что такова же должна быть и точность изготовления, которая, вообще говоря, ниже; допуски на радиусы и толщины можно оценить, найдя полный дифференциал от η по r_i .

20 декабря 1961 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 309, 1962.
2. Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. Л.— М., 1937.
3. Г. М. Попов. Журнал О. М. П., в. 3, 1961.
4. М. М. Русinov. Оптическое приборостроение. ЛИТМО, в. 27, стр. 32.

ХРОНИКА

В 1961 г. проведены первые наблюдения на 2,6-метровом рефлекторе. Получено около 50 снимков внегалактических туманностей, в основном пекулярных через узкополосные интерференционные фильтры. Работа доложена на XI съезде Международного Астрономического Союза.

Директор обсерватории член-корр. АН СССР А. Б. Северный был избран делегатом на XXII съезд Коммунистической партии Советского Союза.

А. Б. Северный принимал участие в работе Всесоюзного совещания научных работников в Москве.

В августе с. г. в работах XI съезда Международного Астрономического Союза участвовали член-корр. АН СССР А. Б. Северный, канд. физ.-матем. наук Н. В. Стещенко, канд. физ.-матем. наук И. М. Копылов. С докладами на съезде выступили: А. Б. Северный — «Магнитные поля в активных областях Солнца» и Н. В. Стещенко — «Исследование магнитных полей и радиальных скоростей в фотосфере и хромосфере». А. Б. Северный был избран Президентом Комиссии 10 (солнечная активность), В. Б. Никонов — Президентом Комиссии 25 (звездная фотометрия).

В течение 1961 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и совещаниях: совещание об использовании больших телескопов для планетных исследований и совещание по фотометрическим стандартам в КРАО АН СССР, конференция по космическим лучам в Ереване, совещание по новой технике в Москве, семинар по пульсирующим и затменно-двойным звездам в Одессе, совещание по геофизическим эффектам солнечной активности в Иркутске, совещание по исследованию Луны, Марса и Венеры в Москве, Пленум Астрономического Совета АН СССР в Пулково, а также в ряде довольно многочисленных совещаний по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию в течение года приезжали сотрудники ряда обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений для обмена опытом, проведения совместных работ, получения наблюдательного материала (Главная астрономическая обсерватория АН СССР, Московский, Ленинградский, Харьковский, Ростовский госуниверситеты, Государственный оптический институт, Абастуманская, Алма-Атинская, Бюраканская, Киевская, Одесская обсерватории, сектор Астрофизики АН Аз.ССР, Главная астрономическая обсерватория АН УССР, Институт электромеханики АН СССР, Институт автоматики и телемеханики АН СССР, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, Дальневосточный филиал АН СССР, научно-исследовательские институты Тарту, Риги, Вильнюса, Баку, Львова, Харькова и др.).

В 1961 г. в обсерватории проходили астрофизическую практику И. Тремко и И. Лекса (Чехословацкая Социалистическая Республика). С октября приступил к прохождению практики М. Калинков (Болгарская Народная Республика).

Продолжалась совместная работа Крымской астрофизической обсерватории с Краковской астрономической обсерваторией (Польская Народная Республика) по созданию фундаментального каталога фотометрических величин и цветов опорных звезд в площадках Каптейна. С 9 по 30 июня в КРАО АН СССР находился профессор Е. Рыбка (директор Краковской обсерватории).

С 8 по 20 сентября в обсерватории работал научный сотрудник обсерватории Ондражейов (Чехословацкая Социалистическая Республика) Л. Фрицева (по плану координации совместных исследований и обмену опытом работы по физике Солнца).

В 1961 г. обсерваторию посетил декан геофизического факультета Пекинского университета проф. Су Ши-вэнь и сотрудник факультета У Цзинь-ци, зам. заведующего

астрофизической лаборатории Пекинской обсерватории Сяо Гуан-цзя, сотрудник Пекинской обсерватории У Хуай-вэй и сотрудник Нанкинской обсерватории Тун фу. В обсерватории также были профессор Бонев и доктор Б. Ковачев (Болгарская Народная Республика), физик Г. Энтциан (Германская Демократическая Республика). В наблюдении полного солнечного затмения 15 февраля 1961 г. принимали участие доктор Мишар и Оливери (Медонская обсерватория, Франция), а также доктор Г. Зирин (Обсерватория Боулдер, США).

В январе обсерваторию посетили проф. Бресвелл и доктор С. Свенсон (США), которые выступили с докладами перед сотрудниками обсерватории о радиотелескопах Стенфордского и Иллинойского университетов.

В апреле в обсерватории находился доктор Г. Оджерс (Обсерватория Виктория, Канада). Он сделал доклад «Ударные волны в звездных атмосферах. Теория и наблюдения звезд типа β Сма».

29 июня доктор Г. Браун, посетивший обсерваторию, прочитал доклад «Поверхность Луны».

18 ноября проф. Кристиансен (Австралия) выступил с докладом «Конструкции новых радиотелескопов с высокой разрешающей силой».

7 декабря доктор Лавхед (Австралия) сделал доклад «Техника высокого разрешения и тонкая структура пятен».

Возвратился из поездки в Беркли (Калифорния, США) А. А. Боярчук. И. Г. Моисеев в течение трех месяцев находился на радиоастрономических станциях Англии (Джодрэлл Банк, Кембридж).

В январе 1961 г. В. Е. Степанов защитил диссертацию на соискание ученой степени доктора физ.-матем. наук «Образование линий поглощения в магнитном поле и магнитно-гидродинамические явления в атмосфере Солнца».

В звании старшего научного сотрудника утверждены Э. С. Бродская и И. М. Копылов.

Из обсерватории в связи с переходом на другую работу ушли канд. физ.-матем. наук Н. А. Савич и В. Л. Хохлова.

ИСПРАВЛЕНИЕ

к статье В. П. Качилова, М. З. Хохлоза, В. Л. Хохловой и А. В. Яковлевой
«Ультрафиолетовые линии Ве I в спектре Солнца», опубликованной в 27-м томе
Известий Крымской астрофизической обсерватории.

При определении относительных значений Σgf по лабораторным эквивалентным
ширинам линий поглощения мультиплетов Ве I $\lambda\lambda$ 3321, 2651 и 2494 был ошибочно
упущен множитель λ^2 в формуле $W_\lambda \propto \lambda^2 \Sigma gf$. Введение необходимой поправки ка-
чественно не меняет выводов статьи. После учета множителя λ^2 табл. 3 примет вид:

Таблица 3

λ	$\Sigma gf_{\text{теор}}$	$\Sigma gf_{\text{эксп.}}$	$W_{\lambda\odot}, \text{мА}$	$K_v \propto \frac{\lambda^2 \Sigma gf}{W_\lambda}$
3321	1	1	11,7 [1], 10 [2]	1
2651	1,95	1,39	80	0,31
2494	5,8	1,93	25	0,44