

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXI

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА — 1964

Редакционная коллегия

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

ИЗУЧЕНИЕ КОНТУРА ЛИНИИ H_α В СПЕКТРАХ Ве-ЗВЕЗД

А. А. Боярчук, И. И. Проник

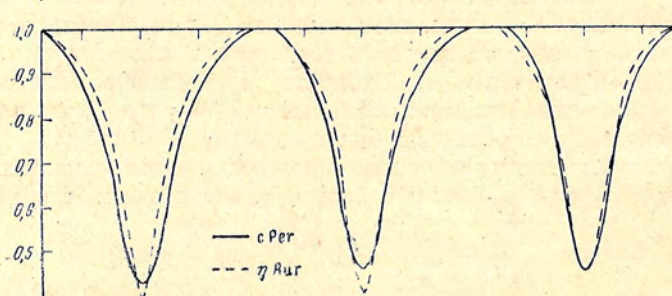
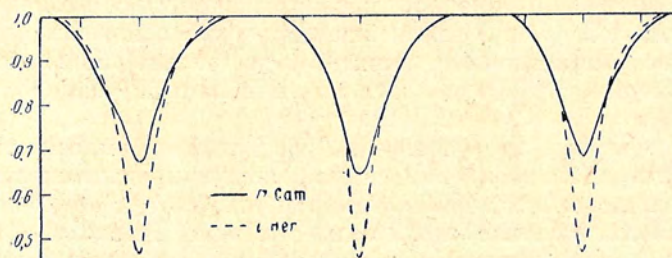
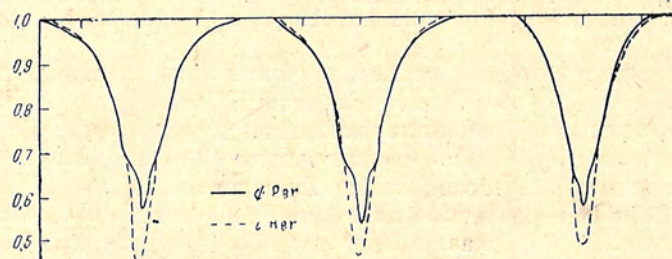
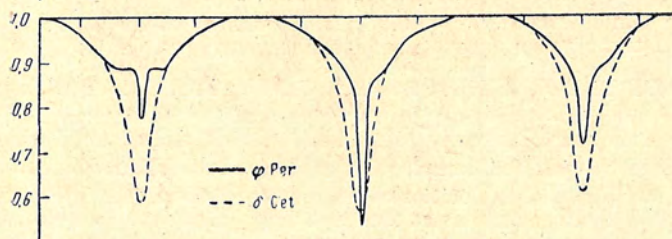
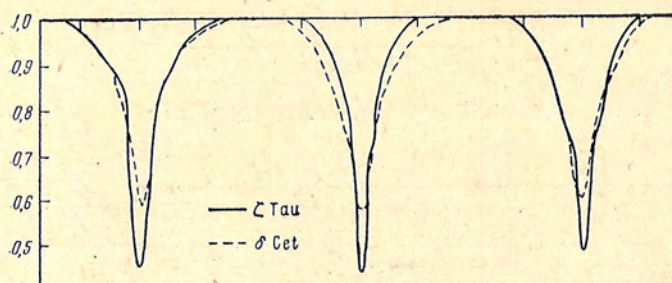
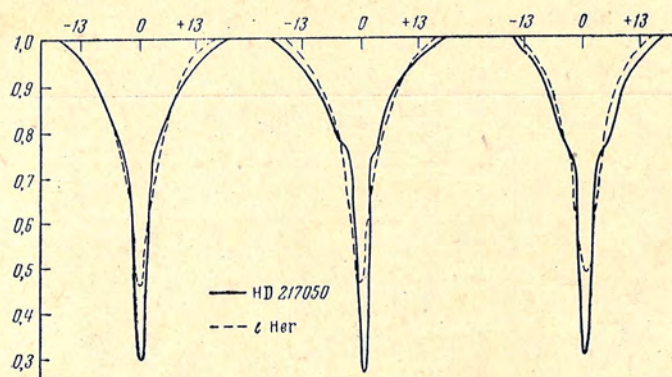
На основании спектрограмм (дисперсия 32 Å/мм) звезд Ве HD 217050, ζ Tau, ϕ Per, ψ Per, 11 Cam и c Per найдено, что крылья линии H_α определяются затуханием вследствие излучения. Анализ контуров H_α не подтвердил существования в оболочках Ве-звезд движений со скоростями порядка 1000 км/сек [3]. Было найдено число атомов водорода на третьем уровне, находящихся на луче зрения над поверхностью звезды N_3 . Из анализа величин N_2 и N_3 сделано заключение, что оболочки Ве-звезд сплюснуты у полюсов и вытянуты в экваториальной плоскости (см. фиг. 4).

A STUDY OF THE H_α LINE PROFILE IN Be STAR SPECTRA, by A. A. Boyarchuk and I. I. Pronik. — Spectrograms (32 Å/mm) of the Be stars: HD 217050, ζ Tau, ϕ Per, ψ Per, 11 Cam and c Per, have been studied. It is found that the wings of the H_α line are determined by radiation damping. An analysis of the H_α profiles does not confirm the presence of motions with velocities of the order of 1000 km/sec in Be star envelopes [3]. The number of hydrogen atoms at the third level, along the line of sight above the stellar surface, N_3 , is derived. From an analysis of N_2 and N_3 it is concluded that Be star envelopes are flattened at the poles and elongated in the equatorial plane (fig. 4).

Эрман и Дюваль [1] на основании изучения линий поглощения и излучения Ni II, Fe II и Ti II в оболочке звезды HD 217050 показали, что эти линии хорошо описываются доплеровскими контурами с параметрами скоростей порядка 140 и 80 км/сек соответственно для линий поглощения и для линий излучения. Исследование Ве-звезд с мощными оболочками (ζ Tau и HD 217050) по спектрам поглощения Ti II и Fe II также подтвердило этот вывод. В [2] показано, что газ оболочек Ве-звезд находится в турбулентном движении, скорость которого меняется со временем и достигает до 50 км/сек. Здесь и в дальнейшем под турбулентностью подразумеваются любые беспорядочные движения достаточно больших объемов газа, но размеры этих объемов существенно меньше размеров оболочек Ве-звезд.

С другой стороны, Андерхилл [3], рассматривая эмиссионные линии H_α и H_β в спектрах Ве-звезд, объяснила большую протяженность крыльев линии H_α полем скоростей 1000 км/сек в случае звезд с оболочками (shell star) и 400 км/сек в случае «полюсных» (pole-on) Ве-звезд. Совершенно очевидно, что такие большие скорости должны оказывать существенное влияние на эволюцию оболочек, поскольку, как легко показать, эти скорости значительно превышают скорость убегания. В самом деле, для звезды с массой в $10 M_\odot$ и радиусом $5 R_\odot$ скорость убегания оказывается порядка 500 км/сек. Эффективный радиус оболочки в 2—3 раза больше звездного, и скорость убегания для оболочки будет порядка 100 км/сек.

Андерхилл предполагала, что водородные линии расширены только вследствие эффекта Доплера. Очень существенным в связи с этим



представляется отмеченный ею факт, что несмотря на то, что поле скоростей, определенное по линиям поглощения, сильно меняется от года к году, крылья эмиссионных линий H_α остаются постоянными. С другой стороны, можно сделать предположение, что контуры крыльев мощных H_α -линий возникают вследствие затухания излучения. Доказательство этого предположения могло бы объяснить неизменность вида крыльев H_α во времени, а также устранить расхождение в скоростях, которые получаются по линии H_α и по другим линиям.

Целью настоящей работы является исследование контуров эмиссионных линий H_α в спектрах различных типов звезд Ве. Наблюдательный материал был получен в 1961—1962 гг. на дифракционном спектрографе 122-см телескопа Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 32 Å/мм около H_α . Данные о наблюдениях шести звезд Ве (ζ Tau, HD 217050, ϕ Per, ψ Per, 11 Cam и ϵ Per) и трех звезд сравнения (ι Her, η Aur и δ Cet) собраны в табл. 1. Звезды сравнения выбирались из обычных звезд

Таблица 1

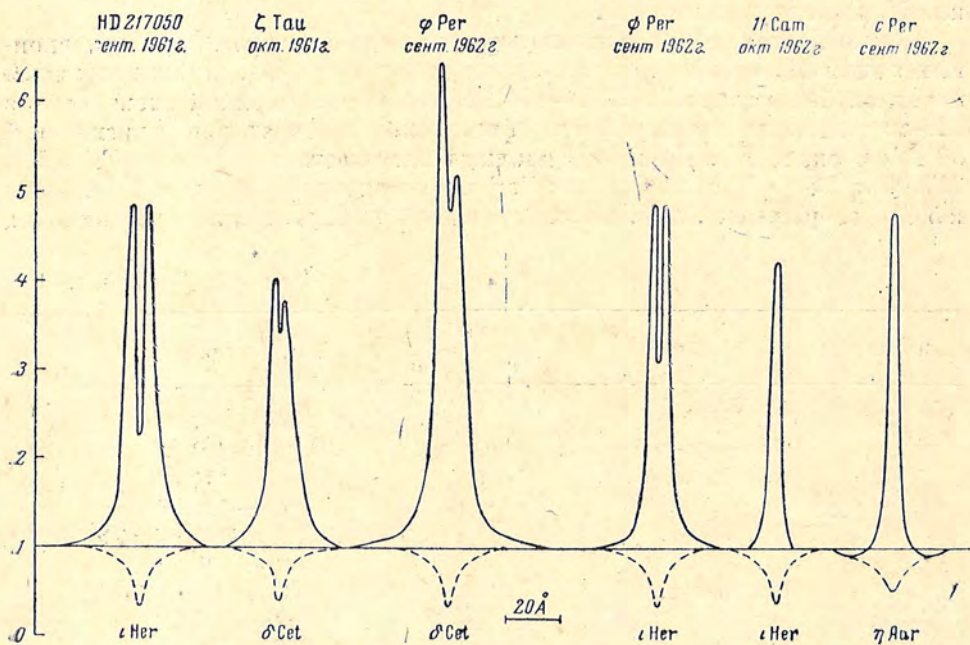
Звезда	Дата	Число спектрограмм	Сорт пластинок
HD 217050	Окт. 1961 г.	5	103 aO — 103 aF
	Июль — сент. 1962 г.	8	103 aO — 103 aF
ζ Tau	Окт. — дек. 1961 г.	6	103 aO — 103 aF
ϕ Per	Окт. 1961 г.	6	103 aO — 103 aF
	Сент. 1962 г.	10	103aO, 103aF и Ilford Zenith
ψ Per	Окт. 1961 г.	5	103 aO — 103 aF
	Сент. 1962 г.	10	103 aO, 103 aF и Ilford Zenith
11 Cam	Сент. — дек. 1961 г.	6	103 aO — 103 aF
	Сент. — окт. 1962 г.	5	103 aF
ϵ Per	Окт. 1961 г.	6	103 aO — 103 aF
	Сент. — окт. 1962 г.	7	103 aO, 103 aF и Ilford Zenith
ι Her	Ноябрь 1961 г.	5	103 aO — 103 aF
	Авг. 1962 г.	1	103 aF
η Aur	Окт. — дек. 1961 г.	8	103 aO, 103 aF
δ Cet	Окт. — ноябрь 1961 г.	5	103 aO, 103 aF
	Сент. 1962 г.	3	103 aF

В, спектральные классы и светимости которых близки к спектральным классам звезд Ве. При этом балмеровские линии звезд Ве и обычных В-звезд сравнивались вплоть до последней наблюдаемой балмеровской линии (H_{16}). Сравнение линий поглощения H_7 , H_8 , H_9 приведено на фиг. 1. Как следует из табл. 1, все Ве-звезды наблюдались в двух сезонах, за исключением ζ Tau, которая наблюдалась только осенью 1961 г. За это время интенсивность эмиссионных линий в спектрах всех звезд изменялась в 1,5—2 раза. Контуры линий H_α наблюдавшихся звезд симметричны, за исключением ζ Tau в октябре 1961 г., когда наблюдалась явная асимметрия в линии с красной стороны. Это могло бы объясняться удалением от наблюдателя большого сгустка газа с проекцией скорости на луч зрения примерно 300 км/сек. Другим возможным объяснением может быть присутствие в этом месте какой-либо эмиссионной линии. Однако мы не смогли

Фиг. 1. Сравнение контуров линий H_7 , H_8 , H_9 в спектрах Ве-звезд (сплошные линии) и звезд сравнения (штриховые)

среди известных линий найти линию, подходящую по условиям возбуждения. На фиг. 2 приведены контуры линии H_α всех Ве-звезд для отдельных сезонов наблюдений одновременно с контурами H_α звезд сравнения.

Вид контура эмиссионной линии определяется, с одной стороны, механизмами расширения (Доплер-эффектом, затуханием вследствие излучения, штарк-эффектом), с другой стороны, оптической толщиной оболочки



Фиг. 2. Контуры H_α в спектрах Ве-звезд (сплошные линии) и звезд сравнения (штриховые)

и изменением физических параметров с глубиной последней. Анализ контура линии, излученной оптически толстым слоем, чрезвычайно труден. Но для крыльев линии, начиная с некоторого расстояния от центра, обычно справедливо приближение оптически тонкого слоя. В этом случае анализ крыльев значительно упрощается, так как интенсивность пропорциональна коэффициенту излучения, т. е.

$$I_\nu(\Delta\nu) = \frac{1}{4\pi} j_\nu = \frac{1}{4\pi} A_{32} \Phi(\Delta\nu) h\nu_{32} N_3, \quad (1)$$

где N_3 — число водородных атомов на третьем уровне на луче зрения над единицей поверхности звезды, A_{32} — вероятность перехода $3 \rightarrow 2$, а $\Phi(\Delta\nu)$ некоторая функция, учитывающая изменение вероятности перехода внут-

ри линии. Эта функция удовлетворяет условию $\int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\Delta\nu) d\nu = 1$ и является по существу частотным профилем коэффициента излучения. В случае, когда форма коэффициента излучения определяется движением атомов, в шкале λ будем иметь

$$I_\lambda = \frac{A_{32}}{4\sqrt{\pi}} \frac{h\lambda c}{\Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2}, \quad (2)$$

а в случае, когда коэффициент излучения определяется затуханием вследствие излучения, —

$$I'_{\lambda} = \frac{A_{32}}{4\pi^2} \delta_{23} h N_3 \frac{1}{\Delta\lambda^2}. \quad (3)$$

В этих формулах $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии, $\Delta\lambda_D = \frac{v}{c} \lambda$ — параметр, характеризующий скорость движения атомов (v), $\delta_{23} = \frac{\gamma}{4\pi}$, где γ — постоянная затухания. Штарковский коэффициент излучения мы рассматривать не будем, так как в оболочках Ве-звезд электронная плотность $n_e < 10^{11}$ [4] и влиянием эффекта Штарка на расширение линий можно пренебречь. Из формул (2) и (3) видно, что в случае эффекта Доплера $\lg \frac{I(\Delta\lambda)}{I'(\Delta\lambda)}$ (где $I'(\Delta\lambda)$ — некоторая постоянная) пропорционален $\Delta\lambda^2$, а коэффициент пропорциональности определяется скоростью движения атомов. В случае затухания вследствие излучения $\lg \frac{I(\Delta\lambda)}{I'(\Delta\lambda)}$ пропорционален $\lg(\Delta\lambda)$, причем здесь коэффициент пропорциональности равен 2.

При определении $I_{\text{обол}}$ мы предполагали, что линия H_{α} , возникающая в обрабатываемом слое Ве-звезд, такая же, как и в звезде сравнения, и что $I_{\text{обол}} = I_{\text{Ве}} - I_{\text{В}}$, где $I_{\text{Ве}}$ и $I_{\text{В}}$ — интенсивность линии в звезде Ве и звезде сравнения соответственно. По полученным таким образом $I_{\text{обол}}$ были построены графики для каждого контура H_{α} в двух координатных системах: $[\lg I/I'; (\Delta\lambda)^2]$ и $[\lg I/I'; \lg(\Delta\lambda)]$. Графики обоих типов, построенные для всех шести звезд, представлены на фиг. 3. На приведенных графиках точки соответствуют измерениям для каждой спектрограммы в отдельности. Они сведены сдвигом по оси $\lg I$ в один график для каждой звезды. Это следует иметь в виду при рассмотрении фиг. 3, причем сдвиги $\Delta \lg I$ различны для каждого контура линии H_{α} .

Из графиков видно, что в координатах $[\lg I/I'; (\Delta\lambda)^2]$ точки не ложатся на прямые, в то время как на графиках $[\lg I/I'; \lg \Delta\lambda]$ это выполняется начиная с некоторого значения $\Delta\lambda$ от центра линии. Наклоны прямых φ в этих координатах приведены в столбце 4 табл. 2, в среднем $k = \lg \varphi = 2,1$. Следовательно, наблюдения показывают, что у всех шести звезд Ве крылья хорошо представляются коэффициентом затухания вследствие излучения, независимо от мощности оболочки. Поэтому можно считать, что предположение о наличии движений в оболочках Ве-звезд со скоростями порядка 1000 км/сек не подтверждается анализом контуров H_{α} -линий.

Таблица 2

Звезда	Спектральный класс	$v \sin i$, км/сек	k	$\lg N_3$	N'_3/N_3	$\lg N_2$	$\lg N_2/N_3$
HD 217050	B2	327	2,20	18,0	0,0002	15,8	—2,2
ξ Tau	B1,5	310	2,00	18,2	0,0001	16,0	—2,2
φ Per	B2p	560	2,00	18,2	0,0002	14,5	—3,7
ψ Per	B5	390	2,07	17,4	0,0003	14,1	—3,3
11 Cam	B1	165	2,17	17,6	0,0004		
ε Per	B4	210	2,04	17,1	0,0005	13,6	—3,5
ι Her	B2,5	0					
η Aur	B3	150					
δ Cet	B2	25					

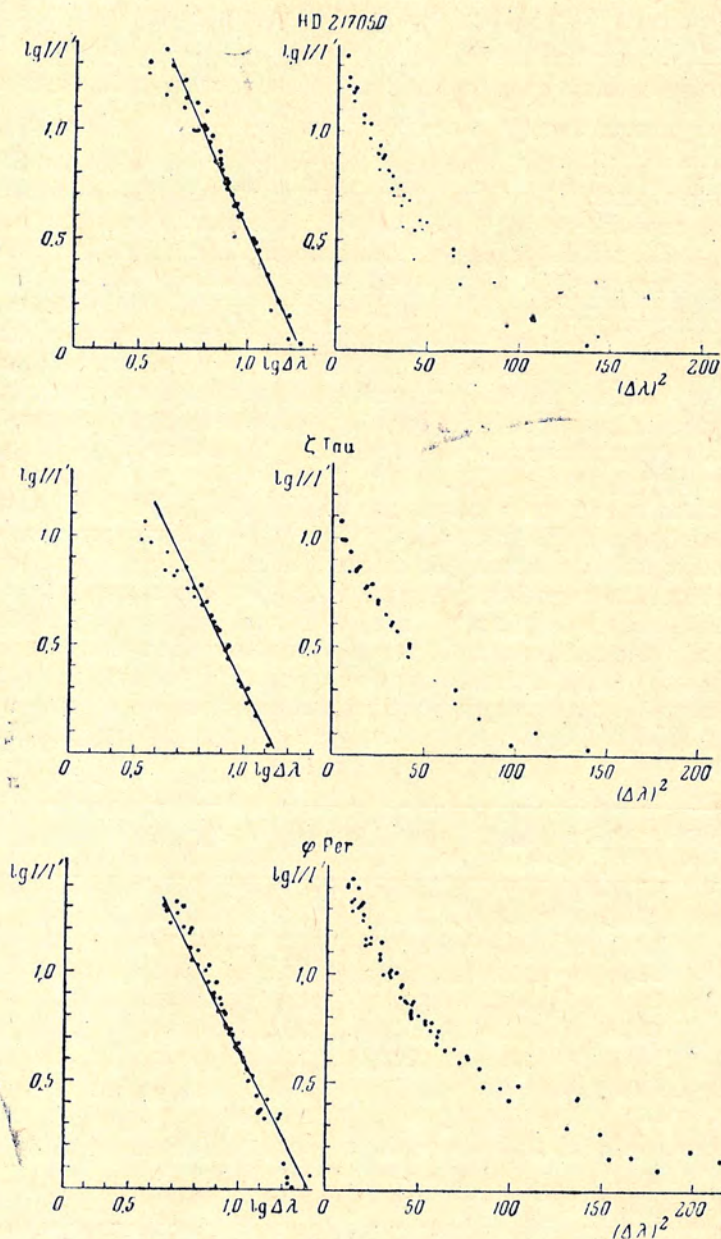
Прямолинейная зависимость между $\lg I$ и $\lg \Delta\lambda$ означает, что начиная с некоторого расстояния от центра линии оболочка прозрачна. Это дает

нам право оценить по формуле (3) величину N_3 , если интенсивность излучения оболочки на расстоянии $\Delta\lambda$ от центра линии $I_\lambda(\Delta\lambda)$ выразить в абсолютных энергетических единицах по формуле

$$N_3 = 4,59 \Delta\lambda^2 I(\Delta\lambda), \quad (4)$$

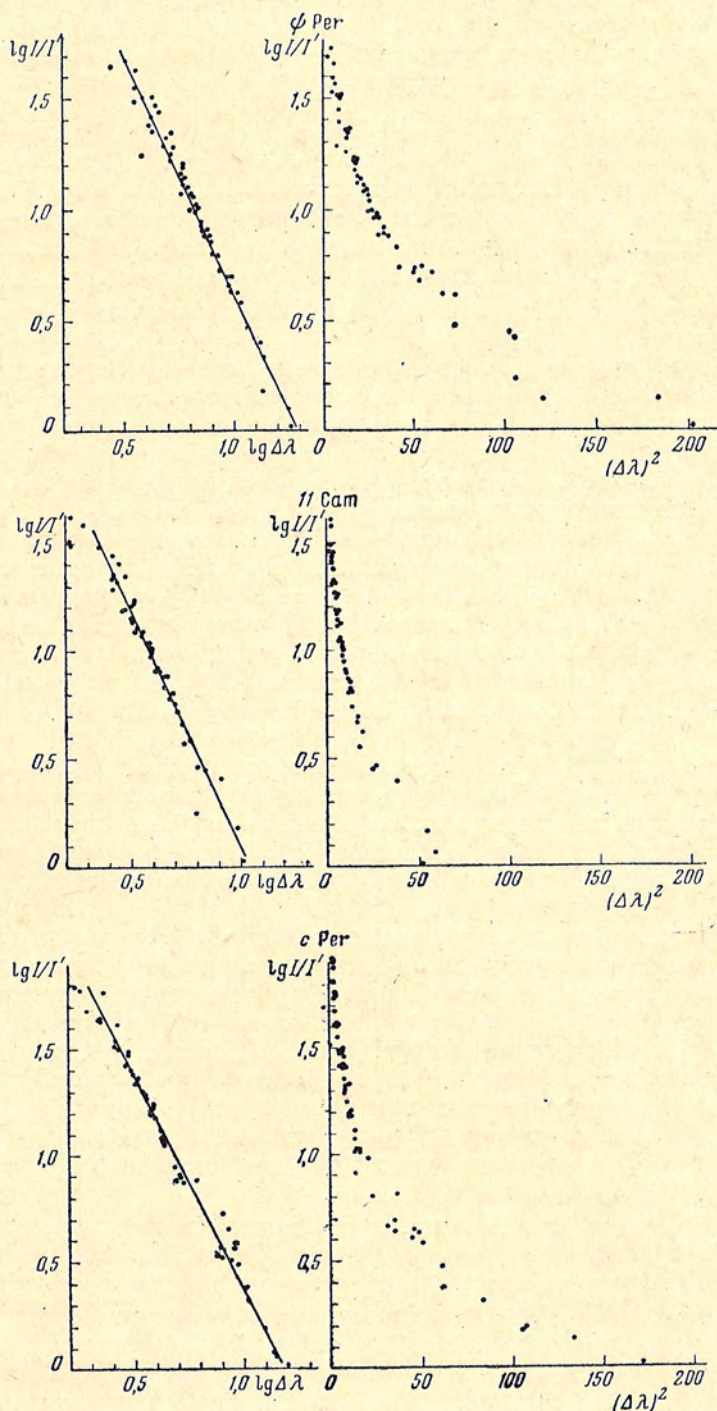
где $\Delta\lambda$ — выражено в ангстремах. Из наблюдений мы находим величину $I(\Delta\lambda)$ в единицах интенсивности непрерывного спектра звезды. Для перехода к энергетическим единицам мы воспользовались наблюдениями Кода [5].

Код дает значение для монохроматического потока при $\lambda=5560 \text{ \AA}$ у земной поверхности от звезды нулевой видимой визуальной величины,



Фиг. 3. Зависимость величины

равное $3,8 \cdot 10^{-9}$ эрг/см² сек Å, а также относительные монохроматические потоки для звезд различных спектральных классов и светимостей. Используя эти данные, мы вычислили интенсивности излучения исследуемых звезд в районе H_α. Мы считали, что все Ве-звезды имеют класс светимости IV. Далее, мы определили интенсивность эмиссии оболочки, помня,



$\lg I/I'$ от $\lg \Delta \lambda$ и $(\Delta \lambda)^2$

что радиусы оболочек примерно в два раза больше радиусов звезд. В столбце 5 табл. 2 даны величины $\lg N_3$, вычисленные по формуле (4).

Если предположить, что оболочка прозрачна во всех частотах линии H_α , то можно определить формальное число N'_3 по формуле

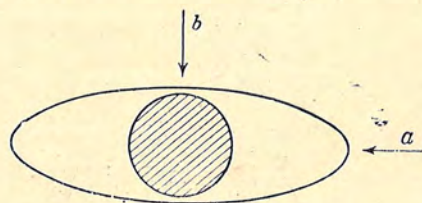
$$E_{H_\alpha} = \frac{1}{4\pi} A_{32} N'_3 h\nu_{23} = 1,06 \cdot 10^{-5} N'_3. \quad (5)$$

где E_{H_α} — энергия, излучаемая столбцом оболочки с основанием 1 см^2 в линии H_α . Результаты вычислений даны в столбце 6 табл. 2 в виде отношения N'_3/N_3 . Как и следовало ожидать, величины N'_3/N_3 много меньше единицы, что указывает на самопоглощение оболочки. Величину оптической толщи оболочки на основании этих данных определить довольно трудно, поскольку кроме истинного поглощения необходимо учитывать процессы рассеяния H_α -квантов и их дробление. Из рассмотрения величин N'_3/N_3 можно заметить, что это отношение в среднем меньше у звезд с оболочками (ξ Tau, HD 217050), чем у «полюсных» (с Per, 11 Cam).

В столбце 7 приведены логарифмы числа атомов водорода на втором уровне в столбе оболочки над 1 см^2 поверхности звезды $\lg N_2$, взятые из [6]. Согласно Соболеву [7], в непрозрачной оболочке при $x = 0,1$ отношение $N_2/N_3 = 10$. Мы получили это отношение существенно меньшим единицы. Причина столь большого расхождения, по-видимому, заключается в различии методов определения N_2 и N_3 . Дело в том, что величина N_2 определяется по линиям поглощения и не зависит от размеров звезды и оболочки, но зависит от формы последней. Величина N_3 определяется по линиям излучения и очень чувствительна к температуре звезды, к размерам звезды и оболочки и форме оболочки. Все это может привести к некоторым систематическим ошибкам. Существенными могут быть следующие обстоятельства. Во-первых, самым неопределенным параметром является размер оболочки. Он был определен ранее по ширинам линий излучения водорода и ионизированного железа при предположении о постоянном моменте вращения. При этом предполагалось, что линии излучения расширены только вращением. Всеми другими видами уширения мы пренебрегали (инструментальным контуром, затуханием излучения для линий H_β и более высоких членов бальмеровской серии). Ясно, что таким путем была найдена лишь верхняя граница скорости вращения и, следовательно, нижняя граница размеров оболочки. Для линий Fe II, по-видимому, основной причиной расширения является вращение. Однако вполне возможно, что эти линии возникают на другой глубине по отношению к водородным и их ширина будет характеризовать меньший размер, чем размер водородной оболочки. Кроме того, здесь могут играть роль и эффекты стратификации. Соболев [7] нашел, что свечение оболочки в H_α должно распространяться гораздо дальше, чем свечение в H_β , и тем более в других линиях. Это означает, что нам следует принять при рассмотрении H_α размер оболочки больший (может быть, даже в 5—10 раз), чем размер, определенный по другим линиям. Все это может привести к тому, что мы получим завышенные значения N_3 .

Из табл. 2 видно, что отношение N_2/N_3 у различных звезд занижено по-разному. У звезд с оболочками (ξ Tau и HD 217050) это отношение занижено в 100, а у «полюсных» в 1000 раз. Это различие, а также различие в отношениях N'_3/N_3 , отмеченное выше, можно объяснить в предположении, что оболочка представляет собой не сферу, а скорее похожа на эллипсоид вращения, сплюснутый у полюсов. В самом деле, в случае звезд с оболочками мы наблюдаем звезду вдоль направления a (см. фиг. 4), и здесь над поверхностью звезды на луче зрения находится

достаточно атомов водорода, чтобы создать заметные резкие линии поглощения. Линии излучения возникают во всей оболочке и будут довольно сильны. В случае «полюсных» звезд мы наблюдаем вдоль направления b . Здесь интенсивность эмиссии будет примерно такая же, как и в случае a . Но линия поглощения будет значительно слабее, так как в этом направлении значительно меньше вещества, чем в перпендикулярном. Ясно, что в случае b отношение N_2/N_3 будет сильнее отличаться от теоретического значения, чем в случае a , что и наблюдается. Далее, толщина оболочки в направлении a больше, чем в направлении b . Это означает, что самопоглощение оболочки будет больше в направлении a , а следовательно, величины N_3/N_2 будут меньше, чем в направлении b . Это также согласуется с наблюдениями. Из наблюдаемых звезд случай a лучше всего удовлетворяется звездами ζ Тау и HD 217050, случай b — звездами 11 Сая и с Per. ф Per и ψ Per, по-видимому, представляют некоторый промежуточный случай.



Фиг. 4. Схематический вид оболочки Ве-звезды

Таким образом, наблюдения шести звезд дают основание считать, что оболочки Ве звезд не являются сферами, а сплюснуты у полюсов и вытянуты вдоль экватора. Пока не представляется возможным дать количественную оценку этой сплюснутости.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г. Н. Шарповой за большую помощь при выполнении настоящей работы и Е. И. Иосько за помощь в обработке регистрограмм.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. Herman, M. Duval. Ann. d'Astrophys., **23**, 958, 1961.
2. А. А. Боярчук, И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. общ., **29**, 268 1963.
3. A. Underhill. Nuovo cimento, **22**, ser. 10, 91, 1961.
4. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, **7**, 231, 1960.
5. J. Greenstein. Stellar atmospheres. The university of Chicago press, 1960, p. 50.
6. А. А. Боярчук. Астрон. ж., **34**, 193, 1957.
7. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947.

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СДВИГАХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ СВЕРХГИГАНТОВ F5

М. Е. Боярчук

На основании спектрограмм с дисперсией 23,4 Å/мм у H_γ были измерены длины волн 155 линий в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 4572—4145 Å в спектрах α Per F5 Ib и 35 Cyg F5 Ib. Для этих линий определены длины волн для неподвижного источника с учетом блендирования. Найдено, что в пределах точности измерения ($\sigma = \pm 0,02$ Å) не существует смещений линий нейтральных атомов по отношению к линиям ионов. Линии водорода, по-видимому, показывают смещение по отношению к линиям ионизированных металлов, равное $+0,05 \pm 0,02$ и $+0,06 \pm 0,02$ для α Per и 35 Cyg соответственно.

ON DIFFERENTIAL LINE SHIFTS IN F5 SUPERGIANT SPECTRA, by M. E. Boyarchuk.— Spectrograms of α Per F5 Ib and 35 Cyg F5 Ib with a dispersion of 23.4 Å/mm at H_γ have been obtained and the wavelengths of 155 lines in the λ 4572—4145 Å spectral range measured. The wavelengths are determined assuming a fixed source and taking blending into account. It is found that within the limits of precision of measurements ($\Delta\lambda = \pm 0.02$ Å) the lines of neutral atoms are not shifted relative to those of ions. The hydrogen lines apparently show a shift relative to the ionized metal lines equal to $+0.05 \pm 0.02$ and $+0.06 \pm 0.02$ for α Per and 35 Cyg respectively.

1. Сверхгиганты обладают довольно протяженными атмосферами, и у них скорее, чем у других звезд, может существовать стратификация свечения линий различных атомов и ионов. В этом случае, если там имеются некоторые систематические движения, можно предполагать, что будут наблюдаться различия в доплеровских смещениях линий различных элементов. Поискам таких смещений был посвящен целый ряд работ, однако по этому вопросу до сих пор нет единого мнения. Одни авторы [1—3] нашли, что линии водорода и нейтральных атомов сдвинуты по отношению к линиям ионов. Другие [4, 5] не обнаружили, в пределах ошибок, никаких дифференциальных смещений линий. Поэтому дальнейшее изучение вопроса представляло интерес. Здесь изложены результаты измерений смещений в спектрах двух звезд: α Per F5 Ib и 35 Cyg F5 Ib.

Многие авторы обращают внимание на неуверенность полученных результатов, связанную, по-видимому, с возможными систематическими ошибками в принятых системах длин волн неподвижного источника света. При использовании спектрограмм с умеренной дисперсией для звезд спектральных классов F5 и позже проблема правильного выбора стандартных длин волн становится особенно острой. Из-за малой разрешающей силы спектрографа почти все наблюдаемые линии представляют собой бленды нескольких линий различных атомов. В этом случае понятие индивидуальной длины волны линии теряет свой смысл. Кроме того, интенсивность отдельных линий, составляющих данную бленду, большей частью значительно меняется с изменением температуры и, следовательно, класса, а поэтому эффективное значение длины волны бленды может меняться от

звезды к звезде. Это означает, что необходимо иметь свои системы длин волн для звезд разных интервалов спектральных классов и для различных дисперсий.

Системы длин волн, рекомендуемые для определения лучевых скоростей [6], не могут быть здесь использованы по двум причинам. Во-первых, опубликованный список стандартных длин волн содержит всего 20 линий в рассматриваемой области спектра, что недостаточно при определении дифференциальных сдвигов линий. Во-вторых, при составлении этого стандартного списка длины волн некоторых линий были несколько изменены с целью повышения внутренней сходимости лучевых скоростей, определенных по различным линиям. Ясно, что это обстоятельство может служить серьезным препятствием при определении дифференциальных сдвигов. Поэтому нам казалось необходимым в первую очередь составить список длин волн для неподвижного источника света, содержащий по возможности все наблюдаемые линии.

2. Спектры α Per и 35 Cyg были получены на призменном спектрографе 122-см телескопа Крымской астрофизической обсерватории в октябре 1958 г. на пластинках Kodak 103aO. Дисперсия спектров $23,4 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Щель спектрографа бралась равной $0,06 \text{ мм}$, что соответствовало ее изображению на пластинке $0,04 \text{ мм}$. Измерения положений линий выполнены на компараторе ИЗА-2 с ценой деления шкалы 1 мк . Для каждой звезды измерены длины волн линий в интервале $\lambda\lambda 4570-4170 \text{ \AA}$ на шести спектрах для 35 Cyg и четырех для α Per при двух положениях спектрограммы, отличных на 180° . Всего измерено по 160 линий в каждом спектре. Средние квадратичные ошибки среднего значения оказались равными по всему спектру $\delta = 0,05 \text{ \AA}$. Данные измерений представлены в табл. 1 столбцах 2 и 4.

Для учета качества измеренных линий с точки зрения блендирования все они были просмотрены на регистрограммах и оценены по пяти-балльной системе. Характеристики этих пяти баллов приведены в табл. 2. Эти баллы, проставленные рядом с соответствующей линией в столбцах 3 и 5 табл. 1, характеризовали вес бленды в дальнейшей обработке.

3. Для учета влияния бленд на длины волн были использованы результаты, полученные в работе Данхема [7]. В ней на основе спектрограмм, полученных с дисперсией $2,9 \text{ \AA/мм}$ у H_γ , измерены длины волн в спектре α Per F5 Ib в интервале $\lambda\lambda 6700-4150 \text{ \AA}$. Редукция шкалы длин волн 1929 г. к современным значениям не произведена из-за малости поправок в изучаемой области спектра. Данхем также приводит глазомерные оценки интенсивностей всех отождествленных линий и оценивает долю силы линии отдельного элемента в соответствующей физической бленде. Дополнительно при отождествлении бленд были использованы и другие работы [8, 9]. Все это дало лишь качественное представление о составе каждой бленды. В настоящей работе предпринята попытка количественной оценки влияния блендирования. При этом рассматривались только геометрические бленды, т. е. такие, когда выделить отдельные линии невозможно из-за недостаточной дисперсии спектрографа. Физические бленды, т. е. линии, разрешение которых не зависит от разрешающей способности спектрографа, а является следствием расширения линии в атмосфере звезды, не рассматривались. Определение длины волны такой бленды очень сложно и требует знания и величины, и вида коэффициента поглощения, относящегося к отдельным компонентам этой бленды. Причем характер определения среднего взвешенного зависит также от положения бленды на кривой роста. Это и заставило нас отказаться от рассмотрения физических бленд, приняв для них длины волн, измеренные Данхемом.

По данным Данхема была построена «регистрограмма» для α Per и сравнена с регистрограммами изучавшихся звезд. В результате сравнения были намечены критерии, дающие возможность оценить уверенность учета

Таблица 1

№ п/п	α Per		35 Cyg		α Per	35 Cyg		Элемент
	λ _{изм}	балл	λ _{изм}	балл	λ _{взв}	λ _{взв}	балл	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1+	4571,72	5	4571,23	1	4571,98	4571,98	3	Ti II
2+	4563,42	4	4563,25	2	4563,51	4563,51	2	Ti II
3	4558,48	5	4558,44	5	4558,66	4558,58	3	Cr II
4	4554,90	3			4554,90		2	Ba II, Fe II
5			4553,96	1		4553,49	2	Ba II
6+	4549,48	5	4549,45	4	4549,59	4549,59	2	Ti II
7	4546,94	4			4546,94		3	Fe I, Cr I
8	4544,56	3	4544,94	4	4544,65	4544,56	3	Ti II
9	4541,36	3	4541,68	2	4541,52	4541,55	2	Fe II
10	4533,85	5	4534,02	4	4534,15			Ti II
11			4532,89	1		4533,16	1	Ti II
12			4531,20	1		4531,07	1	Fe I, Ca I
13	4528,66	4	4528,88	1	4528,98	4528,98	2	Fe I
14			4526,91	1		4526,72	2	Fe I
15	4524,74	4	4524,84	2	4524,96	4524,95	3	Ti I, Fe I
16+	4522,40	5	4522,43	5	4522,63	4522,63	3	Fe II
17+	4519,78	5	4520,07	5	4520,23	4520,23	3	Fe II
18	4518,04	5	4518,06	5	4518,09	4518,09	3	Fe I
19+	4515,15	5	4515,08	5	4515,11	4515,11	2	Fe II
20			4512,13	1		4512,32	2	Ti I
21+	4508,11	5	4508,06	5	4508,17	4508,32	2	Fe II
22	4501,11	5	4501,12	5	4501,25	4501,22	2	Ti II
23			4498,82	1		4499,04	2	Mn I
24+	4496,85	3	4497,06	2	4497,01	4497,01	2	Zr II
25	4494,28	3	4494,33	3	4494,28	4494,36	2	Fe I, Ti I
26+	4491,14	3	4491,24	3	4491,34	4491,39	3	Fe II
27	4488,87	2	4488,94	3	4489,04	4489,04	2	Fe II
28			4487,20	1		4486,90	1	Ce II
29			4483,72	2		4483,65	3	Fe I, Ti II
30	4481,38	4	4481,09	4	4481,46	4481,30	3	Mg II
31+	4476,02	5	4475,80	5	4476,05	4476,05	3	Fe I
32+	4472,85	3	4472,82	2	4472,91	4472,91	3	Fe II
33+	4470,72	3	4470,66	3	4470,84	4470,84	2	Ti II
34	4468,68	3	4468,73	3	4468,79	4468,79	2	Ti II
35			4466,37	2		4466,75	1	Fe I
36+	4464,21	5	4464,62	5	4464,50	4464,52	2	Ti II
37	4461,55	4	4461,46	5	4461,50	4461,50	2	Fe I
38			4459,06	4		4459,27	2	Fe I
39	4454,75	3	4454,81	2	4454,88	4455,10	2	Ca I
40	4450,32	4	4450,50	4	4450,49	4450,59	2	Ti II
41	4447,61	5	4447,38	4	4447,54	4447,30	3	Fe III
42	4443,47	2	4443,83	1	4443,91	4443,91	2	Ti II, Ti II
43			4443,15	1		4443,07	1	Zr II
44			4442,24	1		4441,84	1	Fe I
45	4435,08	3	4435,20	2	4435,25	4435,25	2	Ca I
46	4427,37	3	4427,26	4	4427,45	4427,40	3	Fe I
47	4422,11	3	4422,27	3	4422,32	4422,52	2	Fe I, Y II
48	4417,57	3	4417,80	2	4417,57	4417,59	3	Ti II, Fe II
49	4414,97	3	4415,08	2	4415,22	4415,22	2	Fe I, Sc II

№ п/п	α Per		35 Cyg		α Per	35 Cyg		Элемент
	$\lambda_{\text{изм}}$	балл	$\lambda_{\text{изм}}$	балл	$\lambda_{\text{взв}}$	$\lambda_{\text{взв}}$	балл	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
50	4411,28	3	4411,21	2	4411,46	4411,46	2	Ti II
51	4408,49	2	4408,98	1	4408,67	4409,08	1	Fe I
52			4407,81	1		4407,71	1	Ti II
53+	4404,61	5	4404,69	5	4404,69	4404,69	3	Fe I
54			4399,93	5		4400,12	3	Ti II
55	4397,94	3	4398,11	2	4398,11	4398,11	3	Y II, Ti II
56	4394,79	2	4395,36	5	4394,95	4395,35	3	Ti II, Ti II
57	4390,86	5	4390,80	5	4391,11	4391,00	2	Ti II
58			4388,14	1		4388,51	3	Fe I
59+			4386,58	1		4386,82	2	Ti II
60	4384,38	2	4384,96	2	4384,33	4385,16	2	Fe I, Sc II, Fe II
61			4383,49	2		4383,52	1	Fe I
62	4379,50	5	4379,65	4	4379,73	4379,73	3	Zr II
63+			4375,84	5		4376,03	1	Fe I
64	4374,60	5	4374,60	5	4374,84	4374,53	2	Sc II, Y II
65	4371,04	2	4370,96	2	4371,25	4371,11	2	Cr I, Zr II
66	4369,23	3	4369,34	2	4369,54	4369,54	3	Fe II
67	4367,60	3	4367,78	2	4367,66	4367,63	3	Ti II
68	4361,80	3			4361,79		2	Ni II, Sm II
69			4359,67	1		4359,94	1	Zr II
70	4358,84	5	4358,53	1	4358,68	4358,38	2	Y II
71	4354,59	3	4354,49	2	4354,74	4354,74	2	Sc II, Ca I
72	4351,45	5	4351,37	5	4351,80	4351,80	2	Fe II, Fe I, Ti II
73			4346,05	1		4346,56	1	Fe I
74	4344,19	3	4344,16	3	4344,32	4344,28	2	Ti II
75	4340,40	5	4340,40	5	4340,48	4340,48	3	H I
76	4337,47	3	4337,50	3	4337,72	4337,72	3	Ti II
77	4333,58	5	4333,67	4	4333,81	4333,59	2	La II
78	4330,42	4	4330,25	4	4330,53	4330,53	3	Ti II, V II
79	4325,27	5	4325,19	5	4325,37	4325,37	3	Fe I
80+	4320,64	5	4320,62	5	4320,83	4320,85	2	Sc II
81+	4318,33	4	4318,71	4	4318,69	4318,69	2	Ca I
82	4316,97	4	4317,00	4	4316,88	4316,88	3	Ti II
83	4315,18	2			4315,02		2	Ti II, Sc II
84	4314,52	2	4314,35	3	4314,16	4314,56	2	Sc II
85	4312,85	3	4312,62	2	4312,86	4312,76	2	Ti II
86	4309,44	3	4309,65	2	4309,67	4309,69	2	Y II
87			4309,18	2		4309,30	1	Fe I
88	4307,79	3	4307,79	2	4307,87	4307,79	2	Ti II, Fe I
89	4305,49	3	4305,45	4	4305,70	4305,65	2	Sc II
90			4303,01	1		4303,29	3	Fe II
91	4302,44	5	4301,99	4	4302,50	4302,12	1	Ca I, Ti II
92	4299,55	4	4300,04	4	4299,61	4299,89	2	Ti II, Fe I
93+	4296,40	5	4296,38	5	4296,60	4296,60	3	Fe II
94	4294,19	5	4294,21	5	4294,30	4294,31	3	Ti II, Sc II
95	4289,82	4	4289,60	1	4289,97	4290,05	2	Ti II, Cr I
96	4287,68	2	4288,88	2	4287,92	4288,58	1	Ti II
97			4284,14	3		4284,20	2	Cr II
98	4282,56	4	4282,41	4	4282,63	4282,39	2	Fe I, Ca I

№ п/п.	α Per		35 Cyg		α Per	35 Cyg		Элемент
	$\lambda_{изм}$	балл	$\lambda_{изм}$	балл	$\lambda_{взв}$	$\lambda_{взв}$	балл	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
99	4277,96	4	4277,86	4	4277,99	4277,80	3	Fe II
100	4275,10	3	4274,78	3	4275,57	4275,12	3	Cr II
101+	4273,36	4	4273,37	1	4273,35	4273,35	2	Fe II
102+	4271,32	4	4271,39	5	4271,50	4271,50	3	Fe I
103	4268,95	2	4269,28	4	4269,29	4269,29	2	Cr II
104	4261,77	3	4262,93	1	4262,06	4262,32	2	Cr II
105+	4260,29	5	4260,31	5	4260,42	4260,42	3	Fe I
106+	4258,15	5	4258,08	5	4258,18	4258,37	3	Fe II
107	4254,25	5	4254,30	4	4254,34	4254,38	2	Cr I
108+	4252,34	4	4252,40	4	4252,47	4252,63	2	Cr II
109	4250,41	5	4250,28	3	4250,48	4250,42	2	Fe I
110	4246,96	4	4246,93	4	4246,96	4246,90	3	Sc II
111	4242,40	5	4242,32	5	4242,45	4242,45	3	Cr II
112	4238,60	4	4239,68	2	4238,44	4239,98	2	Fe I
113			4238,75	2		4238,17	2	Fe I, La II
114	4235,82	5	4235,78	4	4235,76	4235,80	3	Fe I
115	4233,16	5	4233,34	5	4233,33	4233,34	3	Fe II
116			4229,56	5		4229,70	3	Fe I
117	4227,02	3	4226,67	2	4226,97	4226,97	3	Ca I
118	4225,07	1	4225,15	2	4225,37	4225,37	2	Fe I
119+			4224,21	2		4224,27	3	Fe I
120	4222,30	5	4222,19	5	4222,33	4222,29	3	Fe I
121	4219,59	5	4219,40	1	4219,64	4219,64	3	Fe I
122			4217,20	2		4217,61	2	Fe I
123	4215,54	5	4215,57	2	4215,72	4215,72	3	Sr II
124+			4213,32	2		4213,67	3	Fe I
125+			4211,72	2		4211,89	3	Zr II
126			4206,97	3		4206,91	3	Fe I
127	4205,05	2	4205,00	3	4205,02	4205,02	1	Fe II, V II, Y II
128	4202,06	5	4202,22	4	4202,11	4202,25	2	Fe I
129	4198,42	1	4198,36	4	4198,64	4198,64	2	Fe I, Fe I
130			4196,50	4		4196,41	2	Fe I
131	4195,65	2	4195,46	4	4195,79	4195,41	2	Fe I
132	4191,42	3	4191,77	3	4191,49	4191,49	2	Fe I
133	4187,10	2	4186,99	1	4187,53	4187,53	2	Fe I
134	4184,08	3			4184,38		2	Ti II, Fe I
135			4183,61	1		4183,92	2	V II
136	4181,86	2	4181,76	2	4181,78	4181,78	2	Fe I
137	4178,98	2	4178,99	2	4179,07	4179,05	2	Fe II
138	4177,54	2	4177,53	2	4177,55	4177,55	2	Y II
139			4175,81	2		4175,77	2	Fe I
140	4173,51	2	4173,42	2	4173,68	4173,68	2	Fe II
141	4171,98	2	4171,98	2	4172,11	4171,75	2	Ti II
142	4167,27	3	4167,42	2	4167,44	4167,73	2	Mg I
143	4165,41	4	4165,49	2	4165,56	4165,56	3	Fe I
144+	4163,63	5	4163,54	2	4163,65	4163,65	3	Ti II
145	4161,26	4	4161,28	5	4161,45	4161,46	3	Ti II
146			4159,62	1		4160,29	1	Ti II
147	4158,76	3	4158,74	2	4158,97	4158,97	2	Fe I

№ п/п	α Per		35 Cyg		α Per		35 Cyg		Элемент
	λ _{изм}	балл	λ _{изм}	балл	λ _{взв}	λ _{взв}	балл		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	
148	4156,10	4	4156,26	3	4156,76	4156,76	3	Fe II	
149	4154,23	5	4154,16	4	4154,36	4154,36	3	Fe I, Fe I	
150	4151,90	2	4152,05	2	4152,05	4152,06	3	Fe I	
151			4150,70	1		4150,62	3	Zr II	
152	4149,18	2	4149,16	3	4149,27	4149,27	2	Zr II	
153			4147,54	3		4147,68	2	Fe I	
154	4101,61	5	4101,63	5	4101,73	4101,73	3	H I	
155	3888,96	5			3889,06		2	H I	

Таблица 2

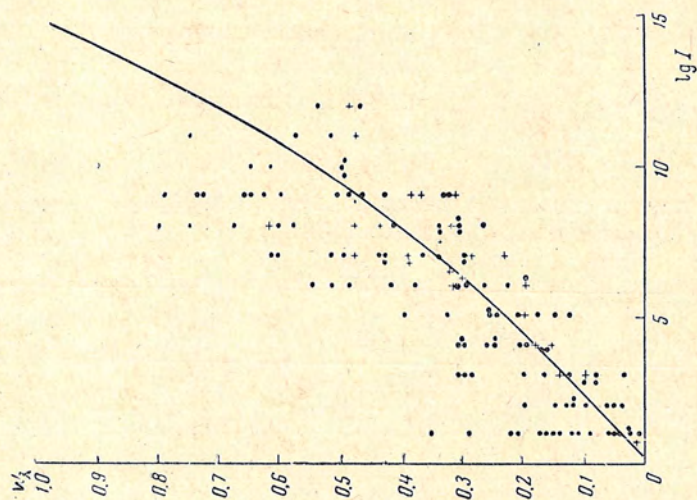
Балл	Схематическое изображение линии	Характеристика
5		Довольно уверенная резкая линия, маленькая σ , много значений при измерении λ
4		Бленда, состоящая из двух равноценных по силе линий или трех линий, но симметрично расположенных
3		Бленда, делящаяся на две интенсивности, одна из которых составляет одну треть другой
2		Бленда многих линий
1		Бленда многих линий и сильно размытая

бленд в трехбалльной системе. Учитывалось, что дисперсия спектров изучаемых звезд меняется согласно данным табл. 3.

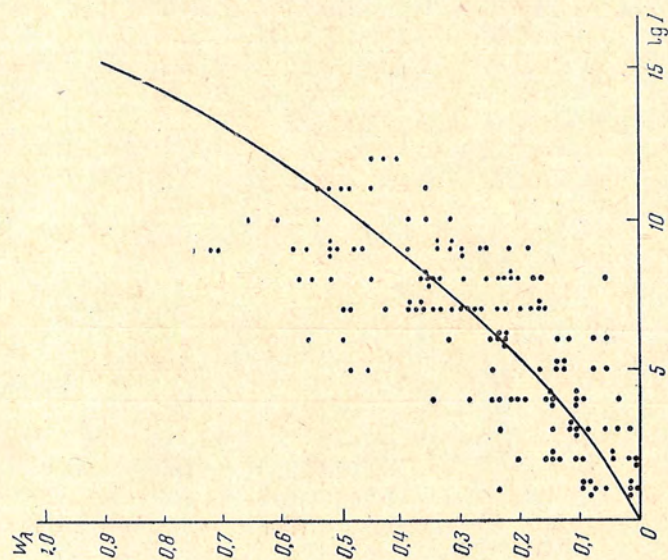
Таблица 3

λ	H $_{\beta}$	H $_{\gamma}$	H $_{\delta}$	H $_{\epsilon}$	H $_{\eta}$
D, Å/мм	35,5	23,4	18,0	14,0	13,5
Разрешение, Å	1,56	1,02	0,79	0,61	0,59

Далее были сопоставлены эквивалентные ширины, полученные для 35 Cyg и α Per и интенсивности для линий спектра α Per, оцененные глазомерно Данхемом. Эти сопоставления приведены на фиг. 1 и фиг. 2, где по оси ординат отложены W_{λ} , полученные автором, а по оси абсцисс — оценки интенсивностей линий по Данхему. Крестики соответствуют линиям, свободным от бленд. По этим графикам были получены эквивалентные ширины W_{λ} для всех линий, которые имели оценку интенсивности у Данхема,



Фиг. 1. Сравнение интенсивностей [7] и эквивалентных
ширин линий [17] в спектре 35 Cyg F5 Ib



Фиг. 2. Сравнение интенсивностей [7] и эквивалентных
ширин линий [17] в спектре α Per F5 Ib

и по ним были определены средние взвешенные длины волн геометрических бленд следующим образом:

$$\bar{\lambda}_{\text{взв}} = \frac{\sum W_i \lambda_i}{\sum W_i},$$

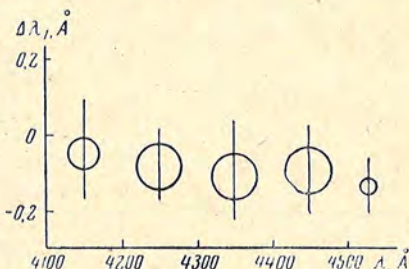
где $\bar{\lambda}_{\text{взв}}$ — среднее взвешенное значение длины волны бленды, λ_i — измеренное значение длины волны линии, согласно Данхему, W_i — эквивалентная ширина линии. Список стандартных длин волн, взвешенных относительно бленд, приведен в табл. 1, столбцах 6 и 7. В столбце 8 приведен балл взвешивания, в столбце 9 дан «предпочтительный» элемент данной бленды. Это рассмотрение позволило также выделить список наиболее чистых и совсем чистых в смысле бленд линий.

4. Представляло интерес оценить, насколько существенно взвешивание. Для этого, имея $\lambda_{\text{взв}}$ — стандартные длины волн неподвижного источника света, взвешенные относительно эквивалентных ширин, входящих в бленду, и измеренные длины волн $\lambda_{\text{изм}}$, были определены сдвиги линии $\Delta\lambda_1 = \lambda_{\text{изм}} - \lambda_{\text{взв}}$. Затем была построена зависимость $\Delta\lambda_1$ от λ в интервале длин волн $\lambda\lambda$ 4570—4150 Å (фиг. 3). Как видно из фиг. 3, эта зависимость имеет большую дисперсию. Аналогичный график был получен путем сравнения измеренных $\lambda_{\text{изм}}$ той же самой звезды и списка длин волн, согласно Данхему, для неподвижного источника света, но в котором не произведено взвешивание, а $\lambda_{\text{Дн}}$ — это длина волны линии «предпочтительного» элемента. В дальнейшем все величины $\Delta\lambda$ для линий с баллом 5—2 были разбиты на пять интервалов длин волн по 100 Å каждый. Для каждой группы найдено среднее значение. Таким образом, было получено два ряда разностей:

$$\begin{aligned} \text{I ряд } \Delta\lambda_1 &= 0,138 - 0,096 - 0,108 - 0,083 - 0,052 \text{ (Å)}, \\ \text{II ряд } \Delta\lambda_2 &= 0,116 - 0,058 - 0,164 - 0,056 - 0,135 \text{ (Å)}. \end{aligned}$$

Первый ряд, соответствующий фиг. 3, отличается от второго тем, что в нем в качестве стандартного списка длин волн использовался список, в котором учтены бленды. По обоим рядам наблюдений были определены измеренные лучевые скорости. После введения поправки за осевое и орбитальное вращение Земли эти скорости оказались равными: для 35 Cyg I ряд $v_z = (-21,1 \pm 0,9) \text{ км/сек}$, II ряд $v_z = (-23,6 \pm 1,4) \text{ км/сек}$ и аналогично для $\alpha \text{ Per}$ I ряд $v_z = (+10,9 \pm 0,7) \text{ км/сек}$, II ряд $v_z = (6,6 \pm 1,4) \text{ км/сек}$. Рассмотрение этих значений скорости и данных каталогов [10, 11] показывает, что между определениями лучевой скорости звезд, выполненными в разное время на различных обсерваториях, существует значительный разброс. По-видимому, это объясняется не только систематическими ошибками, но также и реальными изменениями скорости со временем для звезд-сверхгигантов [12].

Простое сравнение средних значений скорости, полученных для обоих рядов, не может дать ответа на вопрос о том, существен ли учет бленд при определении лучевых скоростей звезд и дифференциальных сдвигах линий. Поэтому для решения вопроса и исследования зависимости $\Delta\lambda$ от λ был применен дисперсионный анализ в основном в форме статистического метода Фишера — Стьюдента [13], ибо он применим и для случая с умеренным и даже малым числом наблюдаемых значений, что и имеет место в дан-



Фиг. 3. Зависимость величины $\Delta\lambda_1 = \lambda_{\text{изм}} - \lambda_{\text{взв}}$ от длины волны для 35 Cyg (кружки пропорциональны числу точек, штрихи означают средние ошибки)

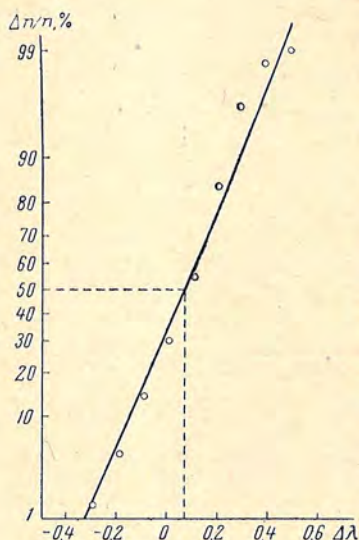
ном случае (150 линий). Кроме того, метод Фишера — Стьюдента можно было применить, поскольку в данном случае выполнялись необходимые условия:

1) Дисперсии, обусловленные ошибками воспроизводимости или случайными ошибками, для всех серий измерений и наблюдений были однородны.

2) Серии наших измерений в интервале $\lambda\lambda$ 4570—4150 Å можно рассматривать как случайные серии из большого интервала длин волн, охватывающего весь спектр.

3) Найденные нами разности $\Delta\lambda$ подчиняются нормальному распределению.

Чтобы доказать последнее утверждение, было изучено частотное распределение полученных значений $\Delta\lambda = \lambda_{\text{изм}} - \lambda_{\text{взв}}$. Для этого по заранее нормированной шкале, согласно законам нормального распределения [14], была получена зависимость $\Delta\lambda$ от числа наблюдений в процентах. Тогда нормальное Гауссово распределение может быть представлено в виде прямой, где максимум распределения соответствует 50%. Эта зависимость представлена на фиг. 4 для звезды 35 Суг. Она и доказывает, что наблюдения подчиняются нормальному распределению с максимумом близ $\Delta\lambda = +0,07$.



Фиг. 4. Сравнение наблюдаемого (точки) распределения величин $\Delta\lambda$ с Гауссовым (прямая) для 35 Суг

Используя метод Фишера — Стьюдента, можно было ответить на вопросы, есть ли различие между рядами I и II и чем в основном оно вызвано. Для этого были рассчитаны различные показатели рассеяния. Показатель

рассеяния $\Delta\lambda$ относительно частных средних обоих рядов получился соответственно $\sigma_1^2 = 1,00$, $\sigma_2^2 = 2,82$ для 35 Суг и $\sigma_1^2 = 0,16$, $\sigma_2^2 = 2,08$ для α Рег. Показатель случайного рассеяния всех значений $\Delta\lambda$ для I и II рядов оказался равным $\sigma_0^2 = 1,91$ для 35 Суг и $\sigma_0^2 = 1,12$ для α Рег. Показатель рассеяния с учетом влияния бленд $\sigma_+^2 = 11,51$ и $\sigma_+^2 = 2,46$. Отношение же показателей рассеяния большего к меньшему дает показатель достоверности не случайного различия двух рядов. Для определения значимости достоверности можно было воспользоваться таблицами, которые составлены для различных степеней свободы (ν) варьирующих величин и разных значимостей достоверности [15]. Проведенный анализ показал, что I ряд не случайно имеет меньшую дисперсию, чем II ряд, и различие между обоими рядами с достоверностью 95% обусловлено учетом влияния блендирования линий в системе стандартных длин волн. Результаты аналогичны для обеих звезд.

Дальнейшее применение качественного дисперсионного анализа позволило рассмотреть вопрос о том, как влияет учет бленд на определяемые длины волн. Для этого были получены $\Delta\lambda_3$, обязанные только учету бленд, $\Delta\lambda_3 = \lambda_{\text{Дл}} - \lambda_{\text{взв}}$. Исследуя зависимость $\Delta\lambda_3$ от λ , были вычислены коэффициенты регрессии, которые оказались равными $R = 0,00011$ и $R = 0,00004$ для 35 Суг и α Рег соответственно. Они показывают, что учет бленд несколько меняется с длиной волны, а именно при изменении λ на 1000 Å $\Delta\lambda_3$ в результате учета бленд меняется на 0,11 и 0,15 Å.

Полученные данные говорят о том, что при составлении стандартных списков длин волн для определения лучевых скоростей и особенно дифференциальных смещений линий в спектрах звезд спектральных классов

F5 и позже необходимо учитывать влияние бленд. Взвешивание средней длины волны бленды по эквивалентным ширинам отдельных линий, входящих в нее, по-видимому, можно рассматривать как достаточно надежный метод.

5. Используя наши измерения и полученный выше список длин волн для «неподвижного источника света» в спектрах α Per и 35 Cyg, были определены смещения линий $\Delta\lambda$ для каждой линии. Затем были найдены средние $\Delta\lambda$ и средние квадратичные ошибки для каждого элемента отдельно, при этом использовались только те линии, в которых «предпочтительный» элемент составлял не меньше 70% интенсивности данной бленды. При усреднении были отброшены ненадежные линии (балл 1). Результаты приведены в табл. 4.

Таблица 4

Элемент	α Per		35 Cyg	
	$\Delta\lambda \pm \sigma$	n	$\Delta\lambda \pm \sigma$	n
H I	$-0,10 \pm 0,01$	3	$-0,09 \pm 0,01$	2
Mg I	$-0,31$	1	$-0,17$	1
Mg II	$-0,21$	1	$-0,08$	1
Ca I	$-0,22 \pm 0,07$	3	$-0,17 \pm 0,12$	3
Sc II	$-0,12 \pm 0,08$	3	$-0,20$	1
Ti II	$-0,15 \pm 0,01$	19	$-0,14 \pm 0,02$	18
Cr I	$-0,15 \pm 0,06$	2	$-0,19 \pm 0,08$	3
Cr II	$-0,19 \pm 0,05$	5	$-0,13 \pm 0,04$	4
Fe I	$-0,08 \pm 0,01$	25	$-0,12 \pm 0,02$	29
Fe II	$-0,15 \pm 0,03$	15	$-0,16 \pm 0,03$	14
Sr II	$-0,18$	1	$-0,15$	1
Zr II	$-0,16 \pm 0,07$	2	$-0,15 \pm 0,03$	3
Y II	$-0,14 \pm 0,07$	3	$-0,02 \pm 0,01$	3
La II	$-0,23$	1	$+0,08$	1

Из табл. 4 видно, что, по-видимому, для большинства элементов не существует дифференциальных смещений, превышающих 0,20 Å. Средние взвешенные смещения линий нейтральных элементов по отношению к ионам равны $\Delta\lambda = +0,06 \pm 0,04$ Å и $\Delta\lambda = +0,02 \pm 0,02$ Å для α Per и 35 Cyg соответственно. Здесь вероятные ошибки среднего определения слишком велики, чтобы считать эти результаты реальными. Дифференциальный сдвиг линий водорода по отношению к линиям ионизированных металлов равен $\Delta\lambda = +0,05 \pm 0,02$ Å и $\Delta\lambda = +0,06 \pm 0,02$ Å для α Per и 35 Cyg соответственно. Этот результат не является неожиданным. Он качественно совпадает с результатами, полученными Г. А. Шайном и П. Ф. Шайн [1] и Адамсом [2] для α Cyg. Как уже отмечалось ранее, атмосферы сверхгигантов очень протяженны, находятся в турбулентном движении, и можно предполагать стратификацию условий возбуждения линий. Однако, так как эффективные уровни формирования линий ионов и нейтральных атомов различаются не очень сильно [16, 17], трудно ожидать больших дифференциальных смещений этих линий. С другой стороны, линии водорода существенно отличаются от линий металлов по потенциалу возбуждения ($\Delta\epsilon = 8$ эв) и интенсивности. Поэтому различие в эффективных уровнях образования линий водорода и металлов будет достаточно велико для того, чтобы возник наблюдаемый дифференциальный сдвиг этих линий. В качестве одного из возможных объяснений существования этого сдвига можно предложить, что наряду с

обычной однородной турбулентностью в атмосферах сверхгигантов существуют системы поднимающихся и опускающихся струй газа с различными температурами, подобно солнечной грануляции, но гораздо большего размера. Для окончательного решения этого вопроса необходимо рассчитать возможные различия в скоростях и температурах различных струй газа и выяснить, могут ли эти различия дать наблюдаемый дифференциальный сдвиг. Однако эта задача выходит за рамки нашего рассмотрения.

Считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность О. А. Мельникову за ценные консультации в ходе выполнения данной работы, а также Г. Н. Шараповой и Т. М. Барташ за помощь в обработке наблюдательного материала.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн, П. Ф. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 49, 1949.
 2. W. Adams a. E. McCormack. *Astrophys. J.*, 81, 129, 1935.
 3. J. Greenstein a. W. Adams. *Astrophys. J.*, 106, 339, 1947.
 4. D. F. Sanford. *Astrophys. J.*, 123, 201, 1956.
 5. H. A. Bruck, H. E. Green. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 76, 101, 1941.
 6. Курс астрофизики и звездной астрономии. Под ред. А. А. Михайлова. Физматгиз, 1951, стр. 320.
 7. Th. Dunham. *Contrib. Princeton Univer. Obs.*, N 9, 1, 1929.
 8. K. O. Wright. *Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria*, 8, 1, 1951.
 9. J. H. Greenstein. *Astrophys. J.*, 107, 151, 1948.
 10. J. H. Moore. *Publ. Lick Obs.*, 48, 1932.
 11. R. E. Wilson. *General Catalogue of Stellar Radial Velocities*. Washington, 1953.
 12. H. A. Abt. *Astrophys. J.*, 126, 138, 1957.
 13. В. Романовский. Математическая статистика. ГОНТИ, 1938, стр. 254, 261.
 14. Н. Идельсон. Способ наименьших квадратов. Л., 1932, стр. 63—72, 102.
 15. А. М. Длин. Математическая статистика в технике, 1951.
 16. C. de Jager, L. Neven. *Rech. Astron. Obs. Utrecht*, 13, (4), 1957.
 17. М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 94, 1962.
-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ 73 ДРАКОНА

Л. С. Галкин

Проведено количественное изучение спектрально-переменной звезды 73 Dra (AF Dra) по спектрам, полученным в 1958 и 1959 гг. Изучены вариации центральных остаточных интенсивностей 19 линий в зависимости от фазы. Построены кривые роста. Определены по водороду параметры: $\lg n_e (n_m) = 13,82$; $\lg n_e (H) = 15,49$; $\lg N_{e2} H = 16,19$; $\lg P_e (n_m) = 1,91$; $\lg P_e (H) = 3,58$. Определены турбулентные скорости, температура возбуждения, температура ионизации, электронное давление (по Fe и Cr).

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF THE PECULIAR STAR 73 Dra, by L. S. Galkin. — The spectrum-variable star 73 Dra (AF Dra) has been studied quantitatively, using spectra obtained during 1958 and 1959. The rest intensity variations of 19 lines in dependence on phase are studied. Curves of growth are constructed. The parameters: $\lg n_e (n_m) = 13,82$; $\lg n_e (H) = 15,49$; $\lg N_{e2} H = 16,19$; $\lg P_e (n_m) = 1,91$ and $\lg P_e (H) = 3,58$ are derived using the hydrogen lines. The turbulent velocities, excitation temperature, ionization temperature and electron pressure (from Fe and Cr) are determined.

Звезда 73 Dra (HD 196502, AF Dra) является спектрально-переменной класса A. В каталоге HD она была классифицирована, как A2p из-за наличия в ее спектре некоторых линий аномальной интенсивности.

В 1933 г. Морган [1] отметил в спектре 73 Dra вариации интенсивности линий $\lambda\lambda$ 4571, 4501 Ti II; λ 4549 Ti II + Fe II; λ 4215 Sr II. Интенсивность этих линий изменяется синфазно с линией λ 4205 Eu II, кроме линии λ 4215 Sr II, которая изменяется в противофазе с линией Eu II.

В 1943 г. Дархем [2] также занялся изучением переменности 73 Dra. Им было получено новое значение периода спектральной переменности. Оценки Моргана давали значение $20^d,7$. Дархем, основываясь на вариации интенсивности линии Eu II, λ 4205, получил период $20^d,27$. Он также отметил, что некоторые линии Fe I, Fe II, Si II, Cr II, Mg II не показали переменности. Линии, показывающие изменения интенсивности, имеют синфазные вариации с Eu II. Дархем получил также, что минимум кривой изменения интенсивности всегда шире максимума.

Провин [3] в 1953 г. нашел для 73 Dra значения показателей цвета $B - V = +0^m,07$ и $U - B = +0^m,13$. Он отметил [4], что блеск звезды подвержен колебаниям, визуальная амплитуда которых около $0^m,04$. Наблюдения указывают на изменение цвета примерно $0^m,025$. Звезда голубее в минимуме блеска.

Бэбкок [5] обнаружил флуктуации магнитного поля 73 Dra, которые лежат в области отрицательных значений между -700 и 0 гс.

Велау [6] обратил внимание на то, что в минимуме интенсивности линии λ 4205 Eu II, линия K Ca II — резкая и слабая, а в максимуме — ши-

рокая и мелкая. Он также подчеркнул, что спектр показывает более продолжительную минимальную интенсивность всех переменных линий по сравнению с максимумом.

Все эти исследования 73 Dra основывались лишь на качественных оценках интенсивности. Только в последнее время опубликовано исследование Фараггианы и Хак [7], содержащее результаты количественного изучения спектра 73 Dra по материалам, полученным в 1957 и 1961 гг.

Задачей настоящего исследования является детальный количественный анализ атмосферы 73 Dra. В 1958 и 1959 гг. на «стеклянном» и «кварцевом» спектрографах 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории были получены спектрограммы 73 Dra при разных фазах. Линейная дисперсия этих спектров составляла 23,4 и 162 Å/мм у линий H_γ для стеклянного и кварцевого спектрографов соответственно. С дисперсией 23,4 Å/мм была исследована область, заключенная в интервале длин волн λ 4958—3918 Å. Спектрограммы были получены на пластинках Kodak 103-аО, а регистрограммы на микрофотометре типа Молля.

Дархем [2], как мы уже отмечали, оценил период спектральных вариаций по линии λ 4205 Eu II. Для моментов максимума Eu II мы имеем: J.D. 2430678,22 + 20,27 *E*. По этой формуле вычислены фазы моментов наших наблюдений.

Было изучено около 400 линий в спектре 73 Dra. Изменение интенсивности с фазой показали следующие линии:

λ 3930 Eu II + Fe I; K Ca II; λ 4017 Fe I; λ 4032 Fe I; λ 4042 Cr I;
λ 4077 Sr II; λ 4205 Eu II; λ 4215 Sr II; λ 4252 Cr II;
λ 4289 Ti II + Cr I; λ 4299 Ti II + Fe I; λ 4309 Fe I; λ 4395 Ti II;
λ 4501 Ti II + Fe II; λ 4534 Ti II + Fe II; λ 4549 Ti II + Fe II;
λ 4558 Cr II; λ 4572 Ti II + Cr I; λ 4588 Cr II.

Изменения остаточных интенсивностей линий в зависимости от фазы приведены на фиг. 1. В тех случаях, когда имелись две спектрограммы в одну и ту же ночь, были взяты средние интенсивности.

Анализируя вариации интенсивностей линий, приведенных в [7], и сопоставляя с нашими данными, можно сделать следующие замечания:

1. В [7] линии λ 4045 Fe I; λ 4233 Fe II; λ 4351 Fe II; λ 4481 Mg II; λ 4445 Ti II показывают изменения интенсивности с фазой. Нами такие изменения не обнаружены.

2. Обработка полученного материала позволила выявить линии, показывающие определенные вариации интенсивности, но не отмеченные в [7]. Это линии: λ 3930 Eu II + Fe I; λ 4032 Fe I; λ 4042 Cr I; λ 4252 Cr II; λ 4299 Ti II + Fe I; λ 4289 Ti II + Cr I; λ 4534 Ti II + Fe II; λ 4309 Fe I.

3. Фараггиана и Хак [7] отметили, что наблюдаемые вариации интенсивностей линий достаточно хорошо соответствуют периоду и фазам по Дархему. Наши данные также подтверждают постоянство периода.

Можно согласиться с предположением авторов [7], что вариации температуры или плотности не являются ответственными за вариации линии. Если магнитное поле звезды является нерегулярным, мало вероятно, что оно могло бы вызывать регулярные вариации в интенсивности линии.

Нет строгого согласия по вопросу изменения интенсивности отдельных линий у различных авторов [1, 2, 7]. В то же время период переменности остается постоянным по всем данным.

Вероятно, это обстоятельство может быть объяснено тем, что помимо периода переменности, основанного на линии λ 4205 Eu II (синфазно с которой изменяются интенсивности других линий), существуют какие-то нерегулярности (быть может, обусловленные магнитному полю звезды), «тушащие» частично или полностью вариации тех или иных линий.

Естественно, что сделать какое-либо определенное заключение по этому поводу можно будет лишь после проведения многократных количественных измерений, охватывающих достаточно большие периоды времени.

В качестве дополнительных параметров атмосферы исследуемой звезды были определены электронная концентрация n_e и число атомов нейтрального водорода $N_{02}H$ над 1 см^2 звездной «фотосферы». Эти параметры были определены на основании изучения спектров, полученных с кварцевым спектрографом.

Один из методов определения n_e основывается на оценке номера n_m последней, еще разрешимой бальмеровской линии в спектре звезды

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m.$$

Изменение центральных интенсивностей r_{ν_0} бальмеровских линий в спектре звезды дает возможность определить квантовое число последней линии — n_m [8]. Откладывая по оси ординат значения $\lg 1/r_{\nu_0}$, по оси абсцисс — квантовые числа верхнего уровня бальмеровских линий, путем экстраполяции прямых до $\lg 1/r_{\nu_0} = 0$ получаем искомое n_m .

Полученные таким путем значения n_m могут быть занижены из-за вращения звезды. Но в данном случае это обстоятельство можно не учитывать, так как скорость вращения 73 Dга равна нулю [9].

Величина $N_{02}H$ определялась по известной формуле [10]

$$N_{02}H = \frac{mc^2}{ne^2\lambda^2 f} W_\lambda,$$

где f — сила осциллятора, остальные значения общепринятые. Эта формула справедлива лишь для оптически тонкого слоя. По ней мы можем получить только нижнюю границу значения $N_{02}H$.

Величину n_e можно определить также и по эквивалентным ширинам водородных линий, если известны $N_{02}H$ и R_c — предельная максимальная глубина линии серии. Воспользуемся соотношением [11]:

$$W_\lambda^{3/2} = k N_{02}H n_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2},$$

где k — некоторая постоянная, зависящая от номера линии серии. Определив по этой формуле величину $N_{02}H \cdot n_e$ и используя уже найденные значения $N_{02}H$, получим n_e . Для различных линий серии величины n_e получаются различными, так как общая непрозрачность атмосферы изменяется с длиной волны. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

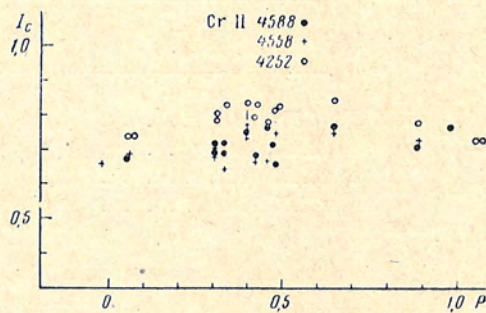
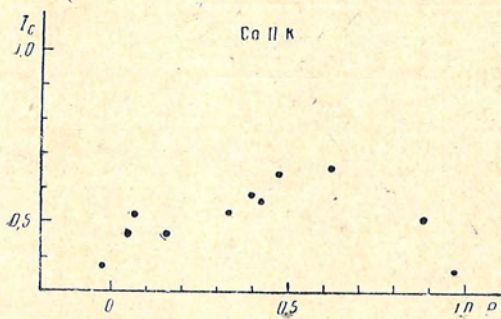
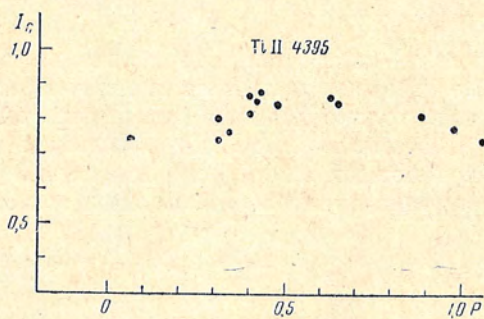
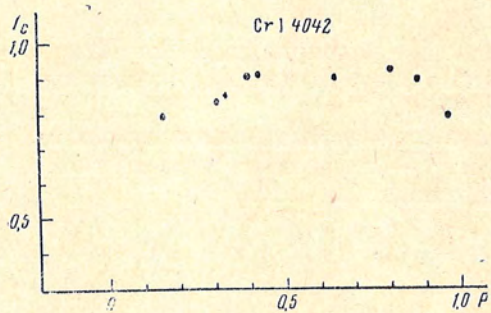
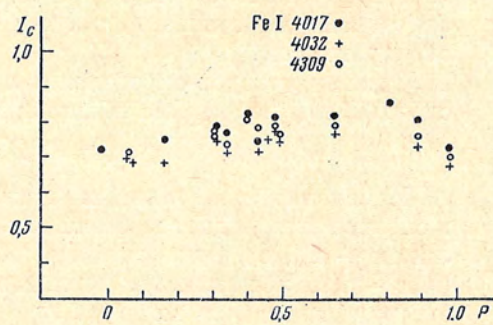
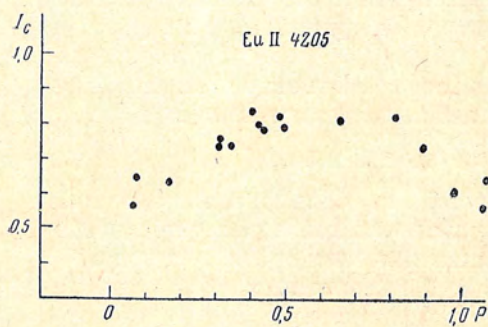
Дата	Фаза	n_m	$\lg n_e (n_m)$	$\lg N_{02}H$
4.IX 1958 г. . . .	0,81	18,8	13,71	16,18
9.IX 1958 г. . . .	0,05	18,2	13,81	16,15
16.IX 1959 г. . . .	0,40	17,6	13,91	16,18
22.X 1959 г. . . .	0,18	18,0	13,85	16,25

Средние значения: $\lg n_e (n_m) = 13,82$

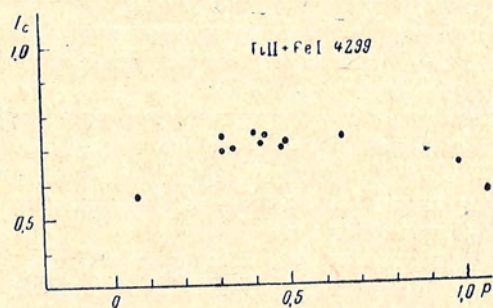
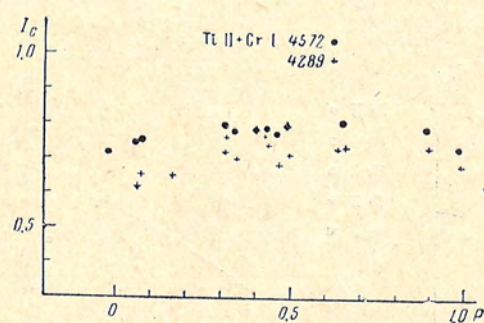
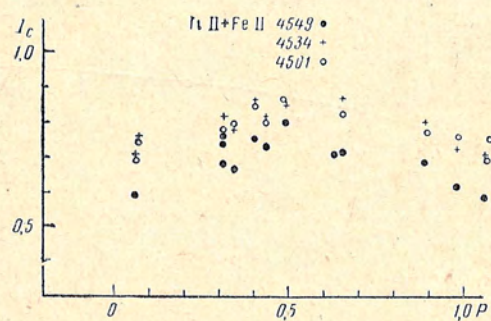
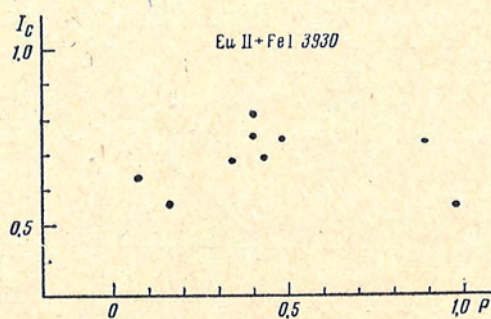
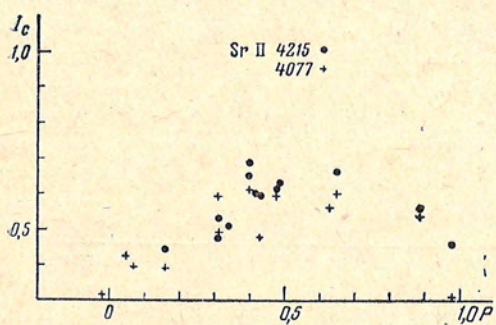
$\lg N_{02}H = 16,19$

$\lg n_e (H) = 15,49$

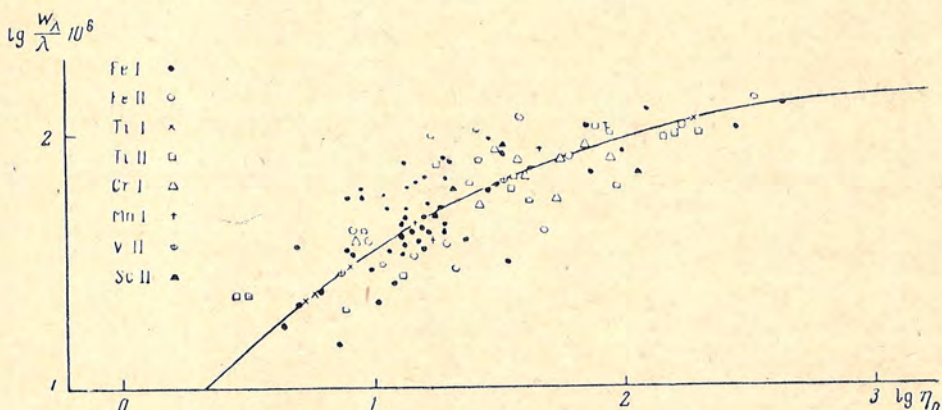
Как известно, величины n_e , находимые по последнему номеру серии, т. е. величины $n_e (n_m)$, относятся к более внешним слоям атмосферы звезды; вместе с тем величины $n_e (H)$ определяются в основном крыльями H-линий, т. е. относительно глубокими слоями звездной атмосферы. Соотношения



Фиг. 1. Изменения остаточной



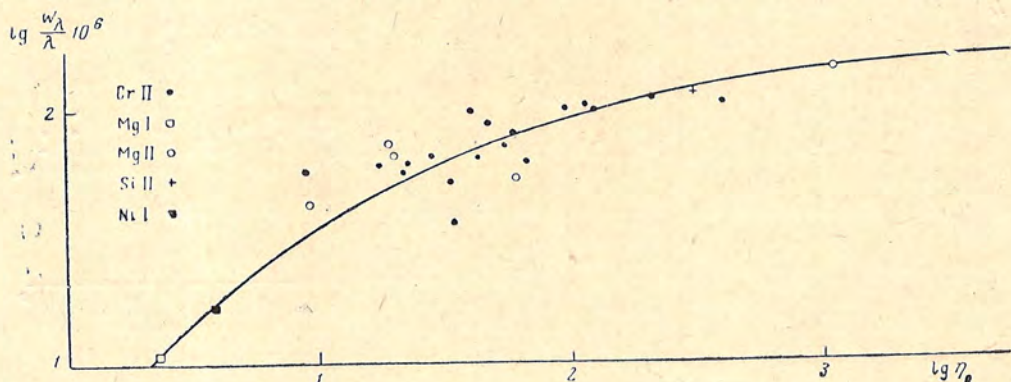
интенсивности с фазой



Фиг. 2. Кривая роста для фаз близ максимума (0,98—0,07) и для E_P 0—3,5 эв

между величинами n_e (n_m) и n_e (H), таким образом, характеризуют в какой-то мере и строение атмосферы звезды.

Полученные эквивалентные ширины линий (определяемые обычным путем и с помощью методов, подробно описанных в [12]) были использованы для построения кривой роста. Не представлялось возможным построить



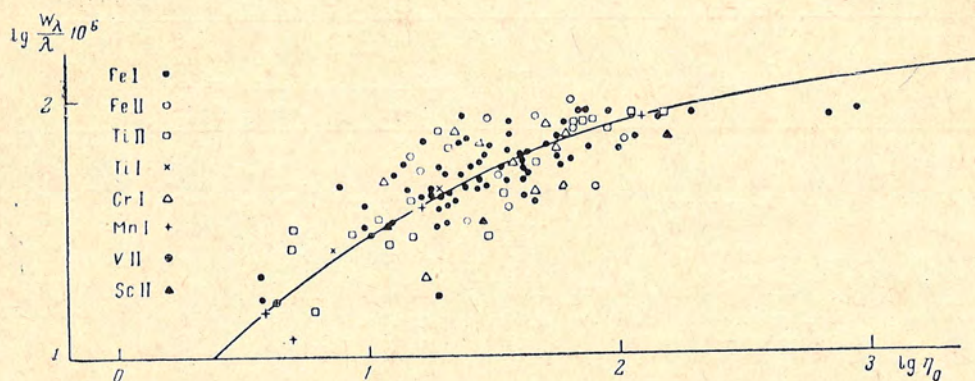
Фиг. 3. Кривая роста для фаз близ максимума (0,98—0,07) и для E_P 3,8—10 эв

кривую роста для каждого элемента из-за небольшого числа линий. Наибольшим числом линий в спектре исследуемой звезды представлено нейтральное железо Fe I (~90 линий). Поэтому все элементы были разбиты на две группы:

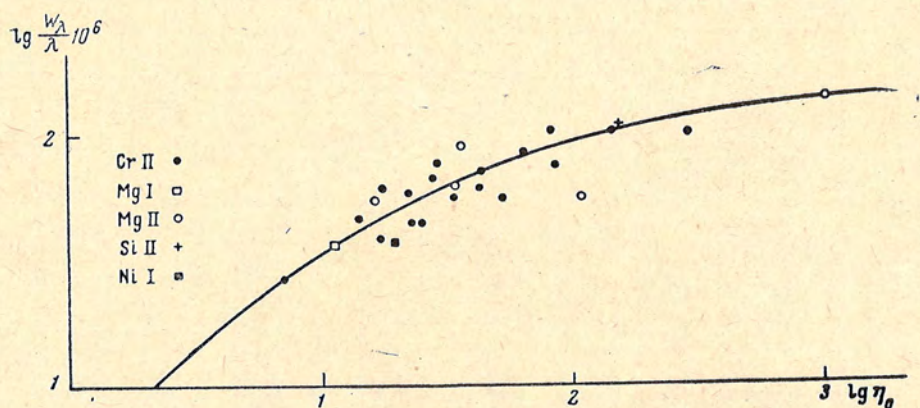
1-я группа — элементы, для которых потенциалы возбуждения линий не превышали 3,5 эв (от 0 до 3,5 эв); сюда вошли Fe I, Fe II, Ti I, Ti II, Cr I, Mn I, V II, Sc II.

2-я группа — элементы, потенциалы возбуждения линий которых заключены между 3,8 и 10 эв.

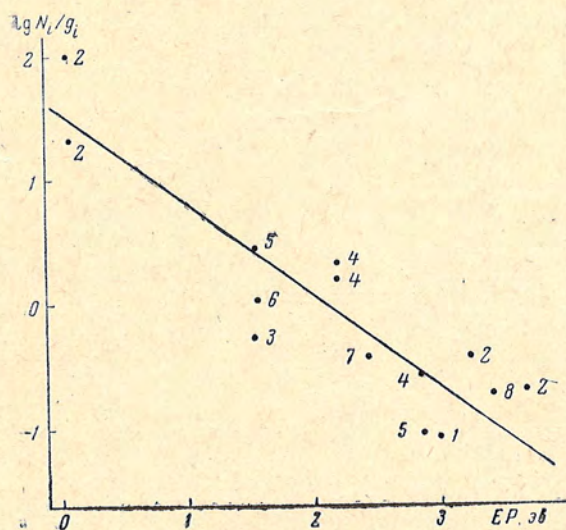
Кривые роста были построены отдельно для фаз, соответствующих максимальной интенсивности линий λ 4205 Eu II (0,98; 0,05; 0,06; 0,07), и для фаз, соответствующих минимуму интенсивности (0,42; 0,46; 0,48; 0,49). Таким образом, эквивалентные ширины усреднялись по фазам максимума и по фазам минимума. Кривые роста строились обычным путем. Значения $\lg gf/\lambda$ были взяты из списка М. Е. Боярчук и А. А. Боярчук [13]. В качестве теоретической кривой была выбрана кривая для однородной модели Милна — Эддингтона, рассчитанная Хунгером [14]. В табл. 2 даны последовательно: элемент и номер мультиплета, длина волны, потенциал



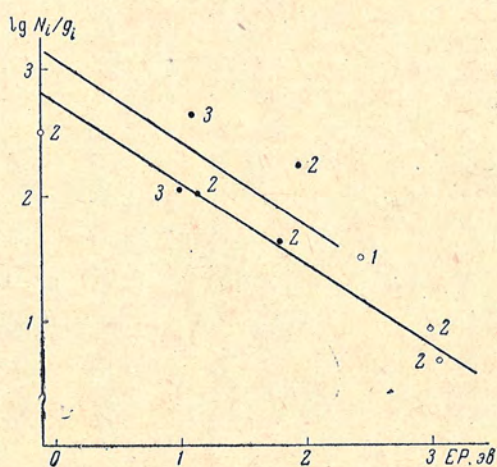
Фиг. 4. Кривая роста для фаз близ минимума (0,42—0,49) и для EP 0—3,5 эв



Фиг. 5. Кривая роста для фаз близ минимума (0,42—0,49) и для EP 3,8—10 эв



Фиг. 6. Зависимость $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от EP для Fe I



Фиг. 7. Зависимость $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от EP для Ti II (темные кружки) и Cr I (светлые кружки)

Таблица 2

Элемент, № мультиплета	λ , Å	EP	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
Fe I						
2	4427,62	0,05	0,88	1,61	1,73	Cr I, Mg II
	4389,24	0,05	-1,11	0,84	1,35	
	4375,93	0,00	0,59	1,53	1,64	
4	3930,30	0,09	2,15	2,08	1,90	Eu II
	3927,92	0,11	2,04	1,82	1,01	
	3922,91	0,05	1,94	1,57	1,59	
	3920,26	0,12	1,89	1,66	1,61	
18	4177,60	0,91	(1,10)	1,92	1,95	
	4152,17	0,95	1,89:	1,46	1,53	
19	4172,75	0,95	(1,20)	2,10	2,06	
41	4415,12	1,60	3,17	1,89	1,93	Ti II
	4404,75	1,55	3,37	1,36	1,32	
	4383,55	1,48	3,51	1,77	1,70	
	4294,13	1,48	(2,12)	1,65		
42	4325,76	1,60	3,49	2,08	1,89	
	4271,76	1,48	3,26	1,73	1,65	
	4250,42	1,55	2,96	1,87	1,67	
	4202,03	1,48	3,11	1,53	1,58	
	4147,67	1,48	1,81	1,25	1,49	
43	4143,87	1,55	3,16	1,64	1,83	Fe I, 354 и 523 Cr II
	4132,06	1,60	3,25	2,04	2,05	
	4071,74	1,60	3,42	1,58	1,62	
	4063,60	1,55	3,55	1,80	1,77	
	4045,81	1,48	3,80	1,71	1,80	
	4005,25	1,55	3,24	1,83	1,75	
68	4494,57	2,19	2,97	1,25	1,59	Cr I
	4459,12	2,17	2,53	1,75	1,61	
	4447,72	2,21	2,74	1,23	1,19	
	4430,62	2,21	2,44	1,93	1,94	
71	4315,09	2,19	3,09	1,98	1,90	Ti II
	4282,41	2,17	3,16	1,50	1,07:	
72	4001,67	2,17	2,32	1,55	1,46	Cr I
	3949,95	2,17	2,62	1,46	1,62	Y II
152	4299,89	2,41	3,46	1,17		Ti II
	4271,16	2,44	3,55	1,74	1,65	
	4260,48	2,39	3,87	1,90	1,85	
	4250,12	2,46	3,55	1,79	1,67	
	4235,94	2,41	3,73	1,70	1,68	
	4233,61	2,47	2,95	2,03	1,99	Fe II
	4222,22	2,44	3,10	1,38	1,58	
	4191,44	2,46	3,50	1,92	1,84	
	4187,80	2,41	3,75	1,61	1,73	
217	4067,28	2,55	(2,90)	1,76	1,73	
278	4021,87	2,75	3,32	1,60	1,70	

Элемент, № музъ- типлета	λ , Å	EP	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
278	3997,39	2,72	3,49	1,62	1,57	
	3956,68	2,68	(3,35)	1,80	1,75	
280	3945,12	2,75	(2,40)	1,63	1,80	
318	4920,51	2,82	4,40	1,87	1,88	
	4918,99	2,85	3,90	1,55	1,71	
	4891,50	2,84	4,05	1,72	1,78	
	4871,32	2,85	3,90	1,54	1,51	
	4859,75	2,86	3,42	1,24		
351	4258,62	2,82	2,64	1,48	1,31	
354	4181,76	2,82	4,13	1,84	1,85	
	4175,64	2,83	3,30	1,76	1,85	
	4156,80	2,82	3,35	1,40	1,49	
355	4191,68	2,85	2,79	1,92	1,83	
	4154,50	2,82	3,50		1,74	Fe I, 694
359	4079,85	2,85	2,61	1,73	1,61	
419	4219,41	2,98	3,61	1,37	1,21	
426	3947,53	2,94	3,35	1,52	1,63	Fe I, 361
430	3918,64	3,00	(2,90)	1,54	1,62	
482	4170,90	3,00	(3,45)		1,88	
527	4017,15	3,03	3,17	1,85	1,65	
557	4043,90	3,23	(3,12)	1,65	1,56	
559	4067,98	3,20	3,78		1,67	
560	4030,50	3,20	4,20	2,02	1,94	
	4024,73	3,23	(3,80)	1,85	1,86	
562	3941,28	3,25	3,51	1,62	1,73	
604	3948,78	3,25	(3,80)	1,63	1,71	
689	4227,40	3,40	4,78	1,80	1,71	Ca I
	4224,18	3,35	3,76	1,78	1,80	Ca I
	4176,57	3,38	3,60	1,54	1,67	
693	4238,82	3,38	3,99	1,77	1,74	
	4217,55	3,42	3,56	1,80	1,68	
	4198,27	3,35	5,06	2,01	1,95	Fe I, 152
	4195,34	3,32	(3,85)	1,70	1,78	
694	4158,80	3,42	3,46	1,70	1,63	
	4154,81	3,35	4,02		1,76	Fe I, 355
	4149,37	3,32	(3,50)	2,13	1,22	
698	4082,12	3,40	2,96	1,77	1,65	
	4072,52	3,42	3,10	1,34	1,65	
764	4240,37	3,53	2,74	1,55	1,52	Cr I
800	4219,36	3,56	4,54	1,38	1,22	
801	4118,55	3,56	(4,35)	1,89	1,94	

Элемент, № мульт- типлета	λ , Å	EP	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
820	4673,17	3,64	3,32	1,67	1,64	
906	4246,09	3,63	3,55	1,33	1,50	
1103	4112,97	4,16	3,84	1,90	1,91	Cr I
Fe II						
27	4233,61	2,47	2,95	2,03	1,99	
37	4666,75	2,82	1,72	2,06	1,97	Cr I, Fe I
	4629,34	2,79	2,33	1,46	1,56	
	4555,89	2,82	2,42	2,02	1,92	
	4520,22	2,79	2,17	1,51	1,52	
	4515,34	2,83	2,24	2,00	1,92	Cr I
	4491,40	2,84	1,99	1,59	1,71	Cr I
	4489,24	2,82	1,93	1,63	1,77	
38	4595,68	2,84	0,87	1,54	1,58	Cr I, Fe I
	4583,83	2,79	2,79	1,92	1,83	Ti II
	4549,47	2,82	2,59	2,08	1,98	Ti II
	4522,63	2,83	2,68	1,62	1,65	
	4508,28	2,84	2,30	1,57	1,70	
i I						
12	3998,63	0,05	0,20	1,48	1,61	
42	4512,73	0,83	-0,44	1,35	1,42	Cr I
Ti II						
11	4025,14	0,60	0,17	1,79	1,74	
	4012,37	0,57	(0,55)	2,01	1,94	Cr I
19	4443,80	1,08	1,21	1,90	1,87	
	4395,03	1,08	1,42	1,74	1,46	
31	4468,49	1,13	1,25	1,84	1,60	
41	4330,71	1,18	-0,52	1,36	1,16	
	4314,98	1,16	1,19	1,98	1,90	Fe I
	4312,86	1,18	1,00	1,78	1,70	
	4307,90	1,16	1,25	2,02	1,90	
	4301,93	1,16	0,90	2,01	1,82	
	4300,05	1,18	1,55	2,13	1,94	Fe I
	4290,22	1,16	1,24	2,07	1,90	Cr I
50	4533,97	1,23	1,78	2,00	1,87	Mg II, Fe II
51	4399,77	1,23	0,87	1,81	1,52	Cr I
61	4411,94	1,22	-0,21	1,36	1,42	
	4409,52	1,23	0,19	1,31	1,42	
	4395,85	1,24	0,15	1,89	1,72	
87	4053,81	1,88	1,51	1,89	1,80	
	4028,33	1,88	1,38	1,44	1,45	
94	4330,26	2,04	0,60	1,49	1,17	
	4316,81	2,04	0,52	1,60	1,49	Zr II

Элемент, № мульти- плета	λ , Å	EP	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
Cr I						
1	4289,72	0,00	0,77	2,07	1,87	
	4254,35	0,00	1,21	1,55	1,66	
10	4545,96	0,94	0,20	1,50	1,84:	Cr II
21	4646,17	1,03	0,65	1,97	1,87	Fe I
	4616,14	0,98	0,30	1,95	1,84	Cr II
	4600,75	1,00	0,53	1,76	1,63	Fe II
22	4359,63	0,98	(0,55)	1,72	1,63	
	4351,05	0,96	0,56	1,95	1,91	Fe I, Fe II
	4344,51	1,00	(0,90)	1,44		
33	4544,62	2,53	1,28	1,90	1,83	
	4541,07	2,53	0,74		1,83	
38	3991,12	2,53	1,91	1,85	1,56	
150	4540,72	3,09	2,06	1,90		Cr I, 33
	4511,90	3,07	2,14	1,35	1,42	
186	4718,43	3,18	2,19	1,07	1,29	
	4708,04	3,15	2,02:	1,73	1,69	
	4689,37	3,11	1,53	1,60	1,54	
Cr II						
26	4207,35	3,81	2,27	1,72	1,66	
	4179,43	3,81	2,81	2,02	2,02	
	4132,41	3,74	2,35	2,00	1,89	
	4072,56	3,70	2,29	1,34	1,66	Fe I
30	4884,57	3,84	2,25	2,00	1,89:	
	4876,41	3,84	2,83	1,54	1,84	
	4848,24	3,85	2,92	1,80	1,76	
	4812,35	3,85	2,24	1,75	1,44	
31	4284,21	3,84	2,62	1,77	1,60	
	4275,57	3,84	2,74	1,82	1,79	
	4269,28	3,84	2,63	1,79	1,82	
	4261,92	3,85	3,02	1,86	1,87	
	4252,62	3,84	2,53	1,80	1,68	
	4242,38	3,85	3,11	1,79	1,76	
44	4634,11	4,05	3,14	2,00	1,95	
	4618,83	4,06	3,27	2,01	1,90	Fe I
	4616,64	4,05	2,85	1,95	1,88	Cr I
	4592,09	4,06	2,96	1,93	1,80	Fe I
	4588,22	4,05	3,50	2,05	2,03	
	4558,66	4,06	3,79	2,03	2,03	
Mg I						
15	4167,28	4,33	5,60	1,03	1,56	
Mg II						
4	4481,33	8,83	8,51	2,15	2,17	

Элемент, № мультитипета	λ , Å	EP	$\lg gf\lambda$	$\lg \frac{W\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
9	4433,99	9,96	6,94	1,87	1,80	Fe I Mg II
	4427,99	9,95	6,63	1,63	1,75	Cr I, Fe I
10	4390,58	9,96	7,45	1,72	1,76	Cr I, Fe I
	4384,64	9,95	6,97	1,82	1,97	Cr I, Fe II
Si II						
3	4127,89	9,79	7,02	2,06	2,05	Fe I, Cr I
Ca I						
4	4456,61	1,89	0,65	1,91	1,66	
Ca II						
1	3933,67	0,00	3,72	1,39	2,08	Fe I
Sc II						
7	4246,83	0,31	2,10	1,67	1,50	Fe I
14	4400,35	0,60	1,39	1,79	1,52	Ti II
	4374,44	0,62	1,59	1,97	2,06	Cr I, Ti II
15	4320,74	0,60	2,13	1,85	1,86	Cr I, Cr II, Ti II
Mn I						
2	4034,26	0,00	0,97	1,58	1,05	
	4033,07	0,00	1,40	1,94	1,76	Fe I
	4030,77	0,00	1,67	2,02	1,94	Cr II, Fe I
5	4041,35	2,11	2,68	1,39	1,17	Cr II
16	4023,51	2,31	2,82	2,04	1,93	Cr II
29	4061,73	3,06	2,13	1,65	1,58	
V II						
9	4002,94	1,42	1,73	1,82	1,76	
32	4035,63	1,79	2,40	1,47	1,20	
Ni I						
98	4756,52	3,47	2,68	1,58	1,52	Cr I
	4714,42	3,37	3,54	1,23	1,59	
Sr II						
1	4215,52	0,00	3,45	2,30	2,18	
	4077,71	0,00	3,73	2,47	2,30	
Zr II						
40	4317,37	0,71	1,43	1,64	1,40	Ti II
41	4149,20	0,80	2,01	1,14	1,21	Fe I
43	4050,32	0,71	1,14	1,23	1,09	Cr I

Элемент, № мульт- типлета	λ , Å	EP	$\lg gf/\lambda$	$\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$		
				max	min	
Y II						
5	4309,62	0,41	1,58	1,89	1,82	Fe I
6	3950,3	0,10	1,41	1,46	1,60	Fe I
13	4374,95	0,41	2,28	1,94	2,03	Sc II, Cr I, Ti II
14	4177,51	0,41	2,92	1,92	1,97	Fe I
22	4883,70	1,08	2,01	1,91	1,89	

возбуждения нижнего уровня, $\lg gf/\lambda$ величина $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$. На фиг. 2, 3 приведены кривые роста для фаз максимума по элементам с потенциалом возбуждения EP от 0 до 3,5 эв и от 3,8 до 10 эв. На фиг. 4, 5 то же дано для фаз минимума.

Кривые роста для обоих интервалов потенциалов возбуждения не показали существенных различий в формах для фаз максимума и минимума. Совмещая наблюдаемую и теоретическую кривые роста и зная величину R_c , мы определим турбулентную скорость в атмосфере звезды. В табл. 3 приведены полученные нами данные. Эти значения оказываются несколько выше, чем приведенные в [7].

Далее, по известным величинам $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} 10^6$ из кривой роста определялась величина $\lg \eta_0 = \lg \frac{N_i H f \lambda}{2 R_c v_i \pi}$, а зная $\lg gf/\lambda$ и величину $\lg \frac{1}{2 R_c v_i \pi}$, можно определить $\lg \frac{N_i}{g_i}$ для каждой линии. Значения $\lg \frac{N_i}{g_i}$, найденные для линий, входящих в один мультиплет, усреднялись, затем строилась зависимость усредненных $\lg \frac{N_i}{g_i}$ от соответствующего потенциала возбуждения. Такие зависимости оказалось возможным построить достаточно уверенно лишь для Fe I (см. фиг. 6), а для Ti II и Cr I — с меньшей уверенностью (см. фиг. 7). Остальные элементы имеют или мало линий, или

Таблица 3

Фаза	EP , эв	
	0—3,5	3,8—10
Максимум	11,5 км/сек	11,7 км/сек
Минимум	12,3 км/сек	10,2 км/сек

линии, сосредоточенные в одном или двух мультиплетах примерно равных потенциалов ионизации.

По этим зависимостям были найдены значения $\Theta = \frac{5040}{T_{\text{ex}}}$:

по Fe I, $\Theta = 0,74$, $T_{\text{ex}} (\text{Fe I}) = 6800^\circ$;

по Ti II и Cr I, $\Theta = 0,66$, $T_{\text{ex}} (\text{Ti II} + \text{Cr I}) = 7500^\circ$.

Для элементов Fe, Cr, Ti получены числа атомов для двух степеней ионизации. По формуле Саха можно найти $\lg P_e$, зная T_{ion} ; T_{ion} можно найти так: 73 Dra имеет спектральный класс A2; из графика, построенного И. М. Копыловым [15], найдем, что отношение $\frac{T_{\text{ex}}}{T_{\text{ion}}}$ равно 0,94. T_{ion} (Fe I) = 7300°, а T_{ion} (Ti II, Cr I) = 8000°. Далее получаем $\lg P_e$ (Fe) = 1,86 и $\lg P_e$ (Cr) = 2,56.

Взяв из [15] T_{eff} для данного спектрального класса, по соотношению $P_e = n_e k T$ можно получить величину электронного давления по водороду.

Таким образом, если $\lg T_{\text{eff}} = 3,95$, получим

$$\lg P_e (n_m) = 1,91 \text{ и } \lg P_e (\text{H}) = 3,58.$$

Ниже помещены найденные нами параметры атмосферы 73 Dra.

$$\lg n_e (n_m), \lg n_e (\text{H}), \lg N_{\text{O}_2\text{H}}, \lg P_e (\text{Fe}), \lg P_e (\text{Cr}), \lg P_e (n_m), \lg P_e (\text{H})$$

$$13,82 \quad 15,49 \quad 16,19 \quad 1,86 \quad 2,56 \quad 1,91 \quad 3,58$$

В дальнейшем представляется интересным проследить за поведением магнитного поля этой звезды одновременно с ее спектрофотометрическими наблюдениями. Это позволит лучше понять причины ее переменности.

В заключение хочу поблагодарить Г. Н. Шарапову за помощь в обработке материала и Л. С. Голополову за оформление графического материала.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, **77**, 77, 1933.
2. G. Durham. *Astrophys. J.*, **98**, 504, 1943.
3. S. S. Provin. *Astrophys. J.*, **118**, 481, 1953.
4. S. S. Provin. *Astrophys. J.*, **117**, 21, 1953.
5. H. W. Babcock. *Astrophys. J. Suppl.*, **3**, 141, 1958.
6. W. H. Wehlau *Astron. J.*, **65**, 58, 1960.
7. R. Faraggiana, M. Hack. *Memorie Soc. Astron. Italiana, nuova Series*, **33**, N 4, 309, 1962.
8. О. А. Мельников. *Астрон. ж.*, **31**, 249, 1954.
9. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. *Наст. том*, стр. 44.
10. А. Унзольд. *Физика звездных атмосфер*. ИЛ, 1949, стр. 313.
11. A. Unsöld. *Z. Astrophys.*, **21**, 41, 1941.
12. М. Е. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **24**, 115, 1960.
13. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **22**, 234, 1960.
14. K. Hunger. *Z. Astrophys.*, **39**, 1, 1956.
15. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **30**, 69, 1963.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД
NU Ori и AE Aur

Т. М. Барташ

На основании спектрограмм, полученных с дисперсией $36 \text{ \AA/mm}$ у H_γ , проведено сравнение спектров звезд NU Ori (типа RW Aur) и AE Aur (неправильная переменная) со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса и класса светимости. Сравнение показало, что между спектрами этих звезд не существует заметных различий.

Показано, что наблюдаемые в спектре NU Ori эмиссии в водородных линиях и линиях $\lambda 3729$, $\lambda 3726$ [O II] своим происхождением обязаны окружающей звезду туманности NGC 1982. Электронная плотность туманности оказалась равной $\lg n_e = 2,6$.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF NU Ori and AE Aur, by T. M. Bartash. — The spectra of NU Ori (RW Aur type star) and AE Aur (irregular variable) have been compared with those of normal stars of the same spectral class and luminosity using spectrograms obtained with a dispersion of $36 \text{ \AA/mm}$ at H_γ . The comparison shows that there is no noticeable difference between the spectra of these stars.

It is shown that the observed emission in the hydrogen lines and also the $\lambda 3729$, $\lambda 3726$ [O II] lines is due to the nebula NGC 1982 surrounding NU Ori. The electron density of the nebula is found, $\lg n_e = 2,6$.

Переменные звезды типа RW Aur ранних спектральных классов без эмиссионных линий очень мало исследовались спектроскопически. В частности, не выяснены спектральные отличия этих звезд от обычных звезд того же спектрального класса и класса светимости. Между тем такое исследование может внести некоторую ясность в вопросы классификации звезд типа T Tau и RW Aur [1]. С другой стороны, спектроскопические исследования неправильных переменных звезд, к которым относятся звезды типа RW Aur, важны для понимания физической природы быстрых изменений блеска, происходящих в этих звездах.

Мы выбрали четыре наиболее яркие (до 8^m) звезды типа RW Aur и одну переменную типа Ia (Ia — неправильные переменные ранних спектральных классов). Как известно, звезды типа Ia имеют много общего со звездами типа RW Aur ранних спектральных классов [2].

Здесь излагаются первые результаты выполнения программы. Проведено сравнение двух переменных звезд: NU Ori (типа RW Aur) и AE Aur (типа Ia) со стандартами — нормальными В-звездами σ Cas и 40 Per. Некоторые данные об исследуемых звездах представлены в табл. 1.

При выборе стандартов мы обращали внимание на то, чтобы они имели тот же спектральный класс и класс светимости, что и исследуемые звезды, и по возможности небольшие скорости вращения.

Наблюдения выполнены на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией $36 \text{ \AA/mm}$ у H_γ и охватывают спектральную область $3700\text{--}5000 \text{ \AA}$. Данные о полученных спектрограммах представлены в табл. 2.

Таблица 1

Звезда	m_{pg}	Sp	$v \sin i$, км/сек
NU Ori	$6^m.5-7^m.3$	B1,2 V	220
σ Cas	4,93	B1,1 III	186
AE Aur	5,6—6,1	B0 V	150
40 Per	4,97	B0,9 V	140

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на спектрографе ИСП-51. Измерение спектрограмм производилось на регистрирующем микрофотометре типа Молль с увеличением в 50 раз, построение контуров и определение эквивалентных ширин линий—обычным способом.

Таблица 2

Звезда	Дата	Экспозиция	Тип пластинок
NU Ori	1—2.XII 1961 г.	2 ^h	Kodak 103aO
	4—5.XII	3 ^h 40 ^m	103aF
	5—6.XII	4 ^h	103aF
	6—7.XII	4 ^h	103aO
AE Aur	10.I 1962 г.	20 ^m	103aO
	12.I	1 ^h	103aO
	17.I	1 ^h	103aO
NU Ori	17.I	4 ^h	103aO
AE Aur	22.I	1 ^h	103aO
	17—18.X	20 ^m	103aO
		30 ^m	103aO
		40 ^m	103aO

Табл. 3 содержит результаты фотометрической обработки спектрограмм. В первом столбце даны длины волн наблюдаемых линий, во втором указывается элемент, которому принадлежит данная линия, затем для исследуемой звезды и звезды сравнения даются эквивалентные ширины и число использованных спектрограмм.

Для AE Aur эквивалентные ширины, измеренные по зимним снимкам, оказались немногим выше эквивалентных ширин, полученных по осенним. Вероятно, это результат передержки осенних спектрограмм. В табл. 3 даны значения эквивалентных ширин, усредненных по всем наблюдениям.

При усреднении эквивалентных ширин каждой спектрограмме в зависимости от ее качества приписывался соответствующий вес.

Наблюдения показали, что в спектре NU Ori наблюдается эмиссия в водородных линиях и в линиях λ 3729, λ 3726 [O II]. Очень узкая водородная эмиссия накладывается на широкие линии поглощения. Поскольку эта звезда расположена в туманности Ориона [3], то было неясно, относятся ли эти эмиссионные линии к излучению NU Ori или к окружающей ее туманности. Для выяснения источника эмиссии был сфотографирован спектр района вблизи NU Ori с той же экспозицией, с которой снималась сама звезда. Однако при этом экспозиция оказалась недостаточной для получения эмиссионных линий. Тогда было предположено, что чувствительность

$\lambda, \text{\AA}$	Элемент	NU Ori B1,2 V		σ Cas B1,1 III		AE Aur B0 V		40 Per B0,9 V	
		$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n	$W_{\lambda}, \text{\AA}$	n
4922	He I	1,00	3	1,19	5	0,74	4	1,15	4
4861	H $_{\beta}$	5,35	4	4,10	5	3,80	5	4,05	4
4713	He I	0,33	4	0,35	3	0,26	6	0,21	4
4710	O II					0,13	2	0,09	2
4686	He II	0,27	4	0,04	2	0,58	6		
4676	O II					0,13	2		
4662	O II					0,07	3		
4649	C III, O II	0,74	3	0,29	3	0,79	6	0,40	5
4642	O II	0,26	3			0,16	6	0,14	4
4591	O II					0,11	2		
4552	Si III	0,13	3			0,12	2	0,12	5
4542	He II					0,23	4		
4471	He I	1,45	5	0,97	3	0,89	7	0,94	5
4417	O II	0,30	5	0,29	2	0,12	3	0,22	5
4388	He I	0,80	4	0,57	3	0,40	6	0,54	5
4367	O II					0,08	3		
4349	O II	0,14	4			0,16	5	0,10	4
4340	H $_{\gamma}$	5,12	5	2,94	3	2,70	7	3,30	5
4325	O II, C II					0,08	2	0,06	4
4318	O II	0,37	3	0,25	2	0,13	4	0,07	3
4169	He II, O II	0,14	3			0,06	2	0,06	2
4144	He I	0,66	4	0,38	4	0,35	6	0,48	5
4120	He I, O II	0,27	2	0,32	4	0,24	6	0,40	5
4116	Si IV	0,14	2			0,18	6	0,06	4
4102	H $_{\delta}$	4,35	5	2,70	4	3,05	7	3,26	5
4097	H III, O II					0,12	7	0,05	3
4089	Si IV	0,28	4	0,09	3	0,38	7	0,19	5
4076	O II	0,10	4	0,05	2	0,10	6	0,25	4
4070	O II	0,32	4	0,15	4	0,30	7		
4062	O II	0,16	3	0,14	3				
4026	He I	1,22	4	0,78	4	0,90	7	1,02	5
4009	He I	0,53	5	0,37	3	0,26	6	0,34	5
3995	N II	0,15	2	0,11	2			0,07	5
3970	H $_{\epsilon}$	5,18	5	2,66	4	2,73	6	3,56	5
3965	He I			0,11	3	0,14	5	0,14	5
3933	Ca II	0,35	2	0,10	3	0,12	3	0,12	5
3927	He II	0,29	3	0,15	4				
3889	H $_{\delta}$	4,56	5	2,68	4	2,68	7	3,10	5
3835	H $_{\eta}$	4,36	5	2,78	4	2,36	6	3,10	5
3820	He I	1,28	4	0,84	5	0,69	6	0,83	5
3798	H $_{10}$	3,58	4	2,71	5	2,36	6	2,94	5
3771	H $_{11}$	2,58	3	2,28	5	1,81	5	2,50	5
3750	H $_{12}$	2,12	3	1,78	5	1,35	5	1,52	5
3734	H $_{13}$	1,24	3	1,35	5	0,86	5	0,81	5
3727	H $_{14}$	0,71	3	1,01	5	0,36	4	0,22	3
3712	H $_{15}$	0,68	3	0,54	4	0,31	3	0,26	3
3706	H $_{16}$, He I	1,27	3	0,59	5	0,54	4	0,51	5

пластинки повышается за счет дополнительной подсветки от звезды. Для проверки этого предположения был снят спектр μ Ori (заведомо известно, что в спектре этой звезды отсутствуют эмиссионные линии). Затем на спектр μ Ori фотографировали спектр туманности с экспозицией, равной экспозиции для NU Ori. В результате оказалось, что на спектр μ Ori накладывалась эмиссия в водородных линиях и линиях λ 3729 и λ 3726 [O II]. Отсюда можно заключить, что эмиссия, наблюдаемая в спектре NU Ori, обязана своим происхождением туманности.

По различным спектрограммам были сделаны оценки отношения интенсивностей линий [O II] $\frac{\lambda 3729}{\lambda 3726}$. Оно оказалось равным 1,05, что соответствует электронной плотности в туманности $\lg n_e = 2,6$ [4], если считать, как это принято, для диффузных туманностей $T = 8000^\circ$.

Используя эквивалентные ширины линий для исследуемых звезд и звезд сравнения, были определены их спектральные классы и классы светимости в системе МК [5] (см. табл. 1).

Для всех звезд были получены скорости вращения $v \sin i$ по полуширинам линий λ 4642 O II, λ 4089 Si IV и λ 4076 O II (см. табл. 1).

Для AE Aur мы получили значительно большую величину $v \sin i$, чем дает Слеттебак [6]. Вообще говоря, методы определения скорости вращения у нас и Слеттебака различны, различна и дисперсия спектрограмм, по которым производились измерения. Для выяснения возможности инструментального эффекта мы измерили по линиям спектра железной дуги полуширину инструментального контура, она оказалась равной 90 км/сек. Если предполагать, как это делается в [7], что сумма квадратов инструментальной полуширины линии и расширения линии вследствие вращения звезды есть квадрат наблюдаемой скорости вращения, то можно учесть влияние инструментального контура. Однако такой учет снижает полученную нами скорость вращения для AE Aur лишь незначительно, до 120 км/сек.

Рассмотрим водородные линии. Бальмеровские линии дают возможность определить число водородных атомов в атмосфере звезды на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы

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

Здесь W_λ — эквивалентная ширина линии, λ — длина волны, f — сила осциллятора, $N_{02} H$ — число атомов водорода в атмосфере звезды на втором энергетическом уровне над 1 см^2 фотосферы.

На фиг. 1 представлена зависимость $\lg N_{02} H$ от $\lg f$ для исследованных звезд. Если бы условия образования рассматриваемых линий соответствовали условию оптически тонкого слоя, то на графиках мы получили бы прямые, параллельные оси абсцисс. Отклонение от такой прямой соответствует наличию самопоглощения. Из фиг. 1 мы получаем предельное значение $\lg N_{02} H$ для всех звезд. Точность этой величины составляет 0,05. Эти значения даны в столбце 5 табл. 4.

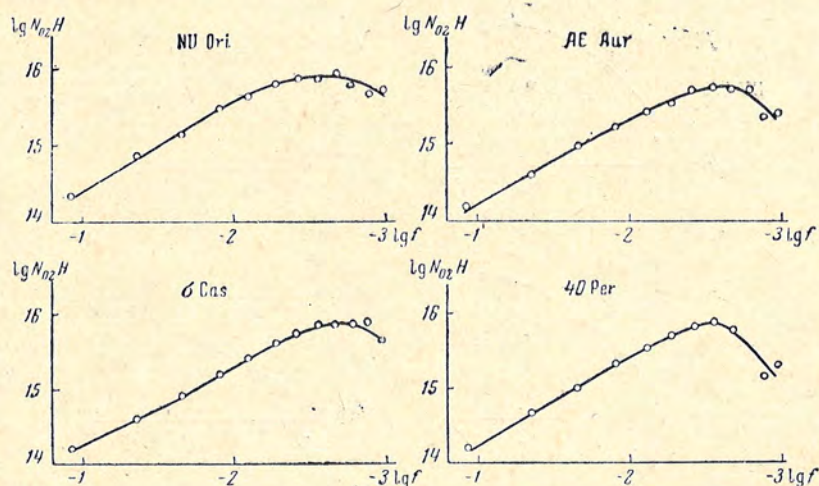
Таблица 4

Звезда	R_c	$\lg n_e (m)$	$\lg n_e (H_\beta, H_\gamma, H_\delta)$	$\lg N_{02} H$	$\lg N_{2P} H$	$\lg N_{2P} H$
NU Ori	0,48	14,33	14,78	15,90	14,60	14,50
σ Cas	0,37	14,33	14,57	15,85	14,65	14,25
AE Aur	0,42	14,33	14,55	15,75	14,50	—
40 Per	0,44	14,33	14,60	15,80	14,75	14,40

Кроме того, по водородным линиям можно определить величину электронной плотности по известной формуле Инглиса — Теллера

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

где n_e — электронная плотность, m — номер последней наблюдаемой бальмеровской линии.



Фиг. 1. Определение величины $\lg N_{02}H$

Чтобы определить m , были построены графики зависимости R_c — центральной глубины линии от номера линии. Для всех звезд величина m оказалась одинаковой и равной 15,50. Отсюда согласно (2) $\lg n_e = 14,33$ (столбец 3 табл. 4). Из графиков зависимости R_c от m мы получили и значения предельной центральной глубины R_c (табл. 4, столбец 2), для ранних звезд наибольшее R_c у H_ϵ .

Величину электронной плотности можно определить и другим способом, используя соотношение

$$W_{\lambda_1}^{3/2} = k N_{02} H n_e \left(\frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2}, \quad (3)$$

где k — постоянная, зависящая от длины волны и силы осциллятора. Эта формула дает верхний предел величины n_e . Величины W_λ были определены по формуле (3) для H_β , H_γ , H_δ , а затем усреднены для каждой звезды. Средние значения $\lg n_e$ по трем линиям приведены в четвертом столбце табл. 4.

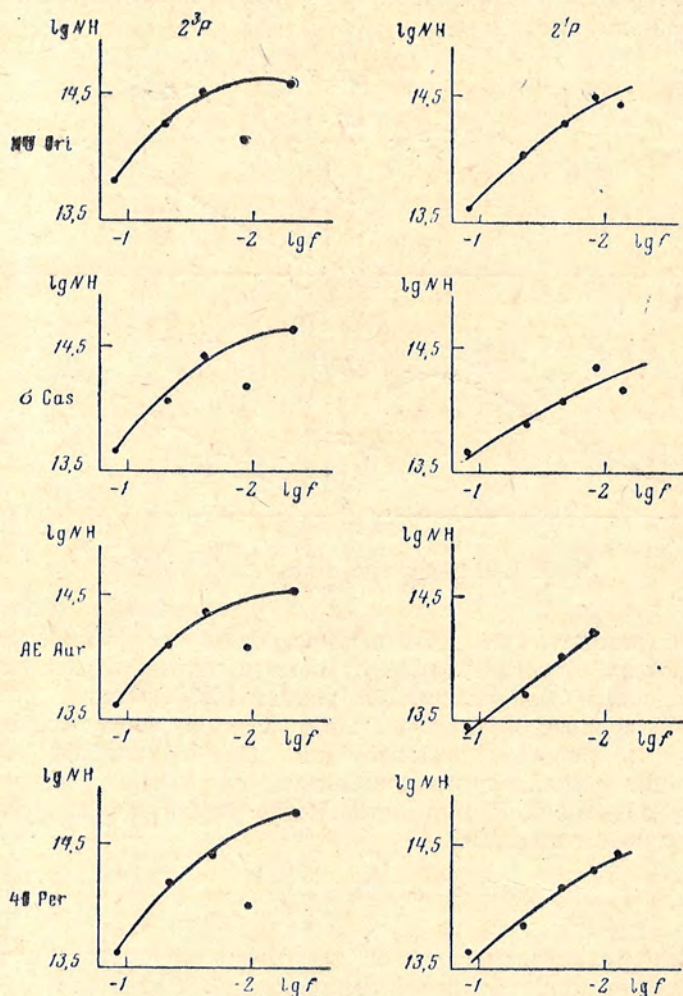
Рассмотрим линии гелия. В спектрах исследованных нами звезд наблюдались линии He I, принадлежащие сериям

$$\begin{aligned} 2^3P - n^3D, & \quad 2^1P - n^1D, \\ 2^3P - n^3S, & \quad 2^1S - n^1D. \end{aligned}$$

Кроме того, наблюдаются и некоторые линии He II (см. табл. 3).

На основании формулы (1), как это делалось в [8], вычислялись числа атомов в состояниях 2^3P и 2^1P над 1 cm^2 фотосферы. Затем строились графики, изображенные на фиг. 2, где для линий, имеющих общий нижний уровень 2^3P или 2^1P , откладывались значения $\lg N_{2^3P}H$ или $\lg N_{2^1P}H$ в зависимости от $\lg f$. Из графиков получаем величины $\lg N_{2^3P}H$ и $\lg N_{2^1P}H$, соответствующие насыщению кривых, и считаем их близкими

к реальным (столбцы 6 и 7 табл.4). Относительно $\lg N_{2^1P}H$ для АЕ Aur трудно сказать что-то определенное. Значение $\lg N_{2^1P}H$ и $\lg N_{2^3P}H$ для 40 Per по ходу кривых, вероятно, близки к 14,75 и 14,40 соответственно.



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

К сожалению, нам не удалось изучить поведение линий других элементов в атмосферах звезд NU Ori и АЕ Aur из-за их малочисленности. Даже линий О II оказалось очень мало.

Из рассмотрения табл. 4 следует, что существует небольшое различие в остаточных интенсивностях водородных линий изучаемых звезд. Электронные плотности близки по своим значениям для всех звезд. Правда, для NU Ori $\lg n_e$ (H_β , H_γ , H_δ) больше, чем для σ Cas, но это, вероятно, можно объяснить различием светимости сравниваемых звезд. Примерно одинаковые числа $\lg NH$ для водорода и гелия в сравниваемых звездах говорят о том, что отношение водорода к гелию в звездах NU Ori и АЕ Aur такое же, как и в нормальных В-звездах.

Таким образом, можно заключить, что спектры изученных нами переменных звезд NU Ori и АЕ Aur не обнаруживают какого-либо заметного

отличия от спектров обычных звезд того же спектрального класса и класса светимости.

В заключение приношу глубокую благодарность А. А. Боярчуку за предложенную тему и руководство при выполнении работы.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. H. Herbig. *Advances in Astronomy and Astrophysics*, v. 1, 1962.
 2. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. I. Изд-во АН СССР, 1958, стр. 8.
 3. П. П. Паренаго. *Труды ГАИШ*, 25, 1954.
 4. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 29, 291, 1962.
 5. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 17, 89, 1957.
 6. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, 124, 173, 1956.
 7. S. S. Huang. *Astrophys. J.*, 118, 285, 1953.
 8. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 21, 54, 1959.
-

СВОДНЫЙ КАТАЛОГ СКОРОСТЕЙ ВРАЩЕНИЯ
2558 ЗВЕЗД

А. А. Боярчук, И. М. Копылов

Приводится сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд, составленный на основе опубликованных данных. Все величины $v \sin i$ сведены в систему А. Слеттебака. Методика редукции изложена в [2, 3]. 1913 звезд имеют спектральные классы в системе МК, остальные — преимущественно в системе HD. Каталог можно считать достаточно полным для звезд O5—G5 ярче $5^m.5$.

A GENERAL CATALOGUE OF ROTATIONAL VELOCITIES OF 2558 STARS, by A. A. Boyarchuk and I. M. Kopylov. — A general catalogue of rotational velocities of 2558 stars has been compiled on the basis of published data. All the $v \sin i$ values are reduced to the Slettebak system [2, 3]. The spectral classes of 1913 stars are in the MK system and of most of the others in the HD system. The catalogue is sufficiently complete for O5—G5 stars brighter than $5^m.5$.

1. Основные свойства каждой звезды могут быть довольно хорошо описаны такими характеристиками, как масса, химический состав, температура и радиус. Зная эти характеристики, можно достаточно точно указать место звезды на диаграмме спектр — светимость и основные параметры ее атмосферы. Для некоторых классов звезд в настоящее время мы имеем возможность оценить примерный возраст каждой звезды и ее место в эволюционных последовательностях.

Имеется, однако, еще одна важная характеристика звезды, которая может оказывать, как это выясняется все более и более отчетливо, огромное влияние на внутреннюю структуру звезды, на весь ход ее эволюции, а также в значительной степени и на состояние самых верхних, наблюдаемых слоев атмосферы. Такой характеристикой является осевое вращение. Изучению вращения звезд стали уделять в последнее время значительное внимание.

Дело в том, что момент вращения остается постоянным в течение всей эволюции звезды, если пренебречь потерей этого момента за счет истечения вещества. Последнее предположение достаточно вероятно, поскольку у большинства звезд не наблюдается интенсивного истечения вещества. Предположение о постоянстве углового момента позволяет проверять различные гипотезы о возможной эволюционной связи тех или иных групп звезд, если известны их средние скорости вращения и размеры. Этот метод впервые был применен Оком и Гринстейном [1] для выявления возможной эволюционной связи звезд В главной последовательности с гигантами спектрального класса F. Однако широкому использованию этого метода в значительной мере препятствует отсутствие измеренных скоростей вращения у достаточно большого числа звезд. К настоящему времени определения скоростей вращения звезд разбросаны по большому количеству работ, выполнены разными методами и с различной точностью, что весьма затрудняет их использование.

Несколько лет назад мы [2, 3] составили сводный каталог скоростей вращения звезд, в который вошли все опубликованные к тому времени определения. Скорости вращения были сведены в одну систему и усреднены с соответствующими весами, характеризующими точность определения скоростей вращения. В [2, 3] на основании составленного каталога были кратко рассмотрены некоторые особенности распределения скоростей вращения звезд. Поскольку в последние годы проблемам, где необходимо знание скоростей вращения звезд, уделяется все больше и больше внимания (к примеру космогония и теории расширения спектральных линий), то становится очевидной и потребность в достаточно полном и однородном каталоге скоростей вращения звезд, куда вошли бы после соответствующей редукции и усреднения по возможности все имеющиеся в настоящее время определения этих скоростей. Со времени составления первого каталога прошло около 5 лет. За это время был опубликован ряд работ, в которых приводились определения $v \sin i$ для различных групп звезд. В связи с этим каталог был заново пересмотрен, и в него были внесены изменения и дополнения, включающие по возможности все опубликованные данные о скоростях вращения и спектральных классах звезд.

2. В табл. 1 приведена сводка всех работ, использованных при составлении сводного каталога.

Сделаем необходимые пояснения к таблице. В столбце 4 приводится общее число звезд, для которых в цитируемой работе определялись $v \sin i$. В столбце 5 отмечаются особенности подбора звезд для определения $v \sin i$ (группа, тип звезд и т. д.); где нет указаний, там обычно брались звезды галактического поля. В столбце 6 дается интервал спектральных классов исследовавшихся звезд. В столбце 7 названы те линии, по которым определялась величина $v \sin i$. (Если линий использовалось много, то они не перечисляются.) В столбце 8 дается дисперсия использованных спектрограмм и длина волны, к которой относится дисперсия (в случае призматических спектрографов). В столбце 9 сокращенно характеризуется сущность метода определения $v \sin i$ по контурам линий: «ширина» — определение $v \sin i$ по измеренной ширине линии $\Delta\lambda$ с помощью калибровочных зависимостей; «визуально» — визуальные оценки ширины линии ($v \sin i$) на спектрограммах путем сравнения их с ширинами линий ($v \sin i$) для стандартных звезд с $v \sin i$, измеренными по контурам линий; «контур» — определение $v \sin i$ путем сравнения нормированного наблюдаемого контура линии с серией контуров этой же линии, вычисленных для различных значений $v \sin i$. В столбце 10 дается, где это нам удалось оценить или приводится авторами, вероятная ошибка определения скорости в км/сек. В столбце 11 приводится условный вес, с которым усреднялись определения $v \sin i$ в той или иной работе после редукции их к стандартной системе каталога. Ссылки на работы даются в столбце 3. Как уже отмечалось нами ранее [2, 3], за основной ряд $v \sin i$ была взята система А. Слеттебака [11, 14, 16, 19], включающая в себя определения $v \sin i$ для большого числа звезд (855) в однородной системе и в широком интервале спектральных классов от O5 до G0. Скорости вращения звезд в этой системе определялись наиболее точным из имеющихся методов — по контурам спектральных линий. Величины ошибок определения $v \sin i$ в этой системе зависят от самой величины $v \sin i$, и их значения составляют от ~ 20 км/сек для $v \sin i < 50$ км/сек до ~ 75 км/сек для $v \sin i > 300$ км/сек [15].

Методика сведения различных рядов определения $v \sin i$ в систему А. Слеттебака, так же как и выбор весов при усреднении, описаны в [2, 3].

За основную систему спектральных классов была взята двумерная классификация МК. Сведения о спектральных классах звезд, имеющих определения $v \sin i$, брались из многих источников. Если спектральный класс звезды не определялся в системе МК, использовалась классификация HD.

Таблица 1

№ п/п	Авторы	Литератур- ный источник	Число звезд	Характеристика звезд	Спектраль- ный класс	Спектральные линии	Дисперсия спектрограмм	Метод	Ошибка	Вес
1	Г. А. Шайн, О. Струве	[4]	83	Спектрально-двойные	O—A	He I 4472, Mg II 4481	10 у 4500	Ширина	20	2
2	С. Т. Элли	[5]	59		O—F	Mg II 4481	30 у 4500	»		1
3	Ш. Вестейт	[6]	275		O—B9	He I 4471, Mg II 4481	30	»		1,5
4	Ш. Вестейт	[7]	413		A	Mg II 4481	30	»		1,5
5	Ш. Вестейт	[8]	412		F0—F8	Sr II 4215	30	»		1,5
6	Б. Смирн, О. Струве	[9]	71		B6—G0	Несколько	55 у H _γ	Визуально		1
7	Э. ван Дин	[10]	75		B6—G0	Mg II 4481	30, 50 у H _γ	Ширина		1
8	А. Слеттебак	[11]	123		O—B5	He I 4026	40 у 4026	Контур		5
9	М. и Б. Шварцшильд	[12]	9		F	Fe I 4448, 4548, 4625, 4663	10, 36	»	5	5
10	С.-Ш. Хуан	[13]	1541		O—G	He I 4471, Mg II 4481 и др.	10—26 у 4475	Ширина		2
11	А. Слеттебак	[14]	179	Гиганты и сверхгиганты	B8—A2	Mg II 4481	32 у 4481	Контур		5
12	Д. Ок и Д. Гринстейн	[1]	34		A—G	Fe I 4076, Ti II 4550	3—20	»		5
13	А. Слеттебак, Р. Говард	[15]	185		B2—B5	He I 4471	32 у 4471	»		5
14	А. Слеттебак	[16]	215		A—G	Fe I 4072, Mg II 4481	32 у 4481	»		5
15	Д. Хербиш, Д. Спеддинг	[17, 18]	656		F0—K5	Fe I 4404, 4472, 4476	11	Визуально	20—75	5
16	А. Слеттебак	[19]	153		O—B	Несколько	10—28	Контур	25	2
17	Г. Абт	[20, 21]	25		A0—F8	Fe II 4508	8,5	»	3	7
18	Р. Крафт	[22]	11		F—G	Fe II 4508	4,5; 10,2	»	3	7
19	П. Тринор	[23]	131		B—F	Fe I 4472, Mg II 4481	40,75 у H _γ	»	20—30	2
20	Д. МакНамара, К. Хан-сен	[24]	23	3 Большого пса	B0—B2	N II 3995, O II 4415	10,2	Ширина	5	5
21	Д. МакНамара, Г. Ларсен	[25]	50		B0—B3	He I 4471, 4388, 4026, C II 4267, Mg II 4481	10,2	Ширина + ви- зуально	5—15	5
22	Г. Абт, Д. Хантер	[26]	116		O9—A1	He I 4471, 4026, Mg II 4481	18	Ширина + ви- зуально	5—15	5

Таблица 2

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1	28	33 Psc	4,7	K1 III	3	15
2	108		7,36	O8fp	3	122
3	144	10 Cas	5,49	B8	7	122
4	358	α And	2,15	B9p	21	50
5	432	β Cas	2,42	F2 IV	17	70
6	493		5,40	F2	4	128
7	571	22 And	5,08	F2 II	24	46
8	693	6 Cet	5,05	F6 Vw	8	0
9	739	θ Scl	5,19	F4 V	4	0
10	787	HR 37	5,47	K5 III	4	<20
11	886	γ Peg	2,87	B2 III — IV	26	5
12	1280	θ And	4,44	A2 V	17	116
13	1337A		6,12	O9 III	10	135
14	1337B			O9 III	10	145
15	1383		7,9	B1 II	3	95
16	1404	σ And	4,51	A2 V	17	120
17	1522	ι Cet	3,8	K2 III	4	<15
18	1581	ξ Tuc	4,34	G0 V	8	0
19	1671	ρ And	5,20	F5 IV	8	53
20	1743		8,4	B0 III	3	70
21	1976		5,36	B5 IV	10	230
22	2011	12 Cas	5,39	B9	3	97
23	2262	k Phe	3,90	A3	4	165
24	2421	92 And	5,16	A2	7	19
25	2451		8,6	B0,5 IV	3	135
26	2628	28 And	5,26	A0 V	4	35
27	2834	λ Phe	4,88	A0 V	4	134
28	2884	β^1 Tuc	4,52	B8 V	4	170
29	2885	β^2 Tuc	4,58	A2 IV	4	90
30	2905	κ Cas	4,15	B1 Iae	10	70
31	3003		5,16	A2	4	82
32	3112	θ Tuc	6,10	A5	4	48
33	3196	13 Cet	5,24	F8 Vw	4	15
34	3240		5,14	B8 V	17	63
35	3302		5,52	F8	4	16
36	3346		5,44	K5 III	4	<15
37	3360	ζ Cas	3,72	B2 V	21	16
38	3369	π And	4,44	B5 V	22	33
39	3546	ε And	4,52	G8 IIIpw	4	9
40	3627	δ And	3,49	K3 III	4	<15
41	3712	α Cas	2,47	K0 II — IIIs	4	<15
42	3762		7,52	G8 III	4	<15
43	3901	ξ Cas	4,85	B2 V	17	186
44	4058	π Cas	5,02	A5	9	73
45	4089	ρ Tuc	5,46	F5	4	41
46	4128	β Cet	2,18	K0 III	4	15
47	4142		5,55	B5 V	3	142
48	4188	φ^1 Cet	4,93	K0 III	4	<15
49	4180	o Cas	4,60	B3 Ve	14	230
50	4222		5,47	A0	3	57

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
51	4247		5 ^m .30	A5	4	32
52	4382	23 Cas	5,39	B8	8	11
53	4502	ζ And	4,30	K1 II	4	40
54	4614	η Cas	3,64	G0 V	21	0
55	4622		5,45	B9 V	4	42
56	4636	ν Cas	5,03	B9	4	53
57	4656	δ Psc	4,51	K5 III	4	<20
58	4676	64 Psc	5,23	F8 Vs	4	0
59	4727	ν And	4,42	B5 V	14	71
60	4775,6		5,45	F2, A2	4	0
61	4813	φ ² Cet	5,24	F8 Vs	8	0
62	5015		4,93	F8 IV—Vs	17	15
63	5234	26 ν Cas	4,95	K2 III	4	215
64	5394	γ Cas	2,64	B0,5 IVpe	10	300
65	5395	ν ² Cas	4,83	G8 III—IVw	4	<15
66	5408		5,54	B9	3	0
67	5448	μ And	3,94	A5 V	17	77
68	5516	η And	4,62	G8 III—IV	4	<15
69	5551		7,7	B1,5 Ib	3	<20
70	5737	α Scl	4,39	B8 III	7	0
71	6118	σ Psc	5,46	B9 V	7	41
72	6181		9,2	B1 Ib	3	60
73	6186	ε Psc	4,42	K0 IIIw	4	<15
74	6456	ψ ¹ Psc	5,55	B9,5 IV	3	247
75	6582	μ Cas	5,27	G5 Vp	4	15
76	6658	41 And	5,16	A2	7	103
77	6675		7,9	B0,5 III	3	70
78	6805	η Cet	3,60	K2 III	4	<15
79	6811	φ And	4,28	B7 Ve	17	71
80	6829	31 Cas	5,34	A0	3	82
81	6882	ζ Phe	4,13	B6 V	4	100
82	6960		5,46	B9	7	23
83	6961	θ Cas	4,52	A7 V	17	110
84	6972	32 Cas	5,49	B8	3	55
85	7034	82 Psc	5,04	A5	7	100
86	7087	χ Psc	4,89	K0 IIIs	4	<20
87	7106	τ Psc	4,70	K0 III—IVs	4	<15
88	7318	φ Psc	4,61	K0 IIIs	4	<15
89	7439		5,21	F0	4	7
90	7788	k ² Tuc	4,96	F6 V	4	123
91	7804	89 Psc	5,28	A3 V	7	152
92	7927	φ Cas	5,25	F0 Ia	14	30
93	7964	θ Psc	4,67	A2 V	17	110
94	8207	ξ And	4,99	K0 III—IVs	4	<15
95	8374	47 And	5,53	Am	3	74
96	8491	ψ Cas	4,96	K0 III	4	<15
97	8512	θ Cet	3,83	K0 IIIw	4	<15
98	8538	δ Cas	2,80	A5 V	17	120
99	8705	46 Cet	5,19	K3 III	4	<15
100	8723	ρ Psc	5,32	F0	4	90

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
101	8799	ω And	4 ^m 96	F5 IVw	14	80
102	8890	α UMi	2,12	F8 Ib	7	0
103	9057	49 And	5,33	K0 III	4	<20
104	9138	μ Psc	5,12	K4 III	4	<15
105	9270	η Psc	3,72	G8 IIIs	4	<20
106	9408	χ Cas	4,88	K0 IIIw	4	<20
107	9774	40 Cas	5,50	G8 II—IIIw	4	<20
108	9826	ν And	4,18	F8 Vw	7	10
109	9856	50 Cet	5,48	K2 III	4	<20
110	9906	τ Scl	5,68	F0	4	62
111	9927		3,77	K3 III	4	<15
112	10072	χ And	5,17	G8 IIIw	4	<15
113	10125		8,0	O9,5 Ib	3	95
114	10144	α Eri	0,60	B5 IV	4	415
115	10205	τ And	4,90	B8 IV	14	93
116	10221	43 Cas	5,54	A0p	3	30
117	10250	42 Cas	5,26	A0	7	120
118	10307	HR 483	5,10	G2 Vs	4	<15
119	10380	ν Psc	4,78	K3 III	4	<20
120	10390		5,45	B9 V	7	58
121	10476	107 Psc	5,32	K1 V	4	<20
122	10516	φ Per	4,03	B2 Vpe	10	560
123	10537	π Scl	5,27	K3 II—III	4	<20
124	10700	τ Cet	3,64	G8 Vp	4	<15
125	10761	$\circ$ Psc	4,50	K0 IIIs	4	<15
126	10830	ϵ Scl	5,39	F1 V	4	85
127	10939		5,14	A0	4	55
128	11171	χ Cet	4,77	F2 IV	14	65
129	11241	1 Per	5,49	B2 V	13	200
130	11353	ζ Cet	3,92	K2 III	4	<20
131	11415	ϵ Cas	3,44	B3 III	21	28
132	11443	α Tri	3,58	F6 IVw	21	106
133	11502	γ^1 Ari	4,83	B9 V	17	182
134	11503	γ^2 Ari	4,75	A1p	13	60
135	11529	ω Cas	5,03	B8	8	36
136	11559	ξ Psc	4,84	K0 IIIw	4	<15
137	11636	β Ari	2,72	A5 V	21	76
138	11753	φ Phe	5,00	B9	4	0
139	11930	ι Ari	5,16	K1p	4	<15
140	11973	χ Ari	4,83	F0 IV	17	93
141	12111	48 Cas	4,61	A4 V	17	65
142	12216	50 Cas	4,06	A1 V	17	88
143	12230	47 Cas	5,36	F0	7	90
144	12311	α Hyi	3,02	F0 V	4	220
145	12303	4 Peg	4,99	B8 V	17	92
146	12339	49 Cas	5,30	G8 IIIw	4	<15
147	12446	α^2 Psc	4,33	A2p	17	89
148	12471	ϵ Tri	5,44	A2 III	7	100
149	12533	γ^1 And	2,28	K2 III	4	<15
150	12563		6,44	A3	4	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
151	12767	ν For	4 ^m 74	A0 Vp	7	60
152	12869	κ Ari	5,08	Am	4	0
153	12929	α Ari	2,20	K2 III	4	<15
154	13041	58 And	4,77	A5 V	17	150
155	13161	β Tri	3,08	A5 III	21	84
156	13174	14 Ari	5,07	F2 IV	14	165
157	13480	6 Tri	5,20	G0	4	18
158	13520	60 And	5,08	K4 III	4	<15
159	13555	η Ari	5,35	F5 Vs	8	0
160	13611	ξ^1 Cet	4,54	G8 II	4	<15
161	13854		6,42	B1 Iab	3	70
162	13866		7,7	B2 Ib	3	45
163	13869	7 Tri	5,26	B9,5 V	7	160
164	13974	δ Tri	4,98	G0 Vw	4	<15
165	14055	γ Tri	4,07	A0 V	17	225
166	14212	62 And	5,12	A0	7	85
167	14228	φ Eri	3,78	B8 V	4	240
168	14252	10 Tri	5,28	A2 V	7	24
169	14489	9 Per	5,22	A2 Ia	7	43
170	14633		7,7	O8 V	3	135
171	14770	64 And	5,49	G8 IIIs	4	<15
172	14872	65 And	4,36	K4 III	4	<20
173	15089	ι Cas	4,59	A5p	17	50
174	15130	ρ Cet	4,90	B9 V	17	187
175	15233	λ Hor	5,47	F2 IIIp	4	104
176	15257	12 Tri	5,38	F0	4	100
177	15318	ξ^2 Cet	4,34	B9 III	17	68
178	15371	κ Eri	4,44	B8 III	4	0
179	15427	φ For	5,16	A2 IV	4	124
180	15558		7,82	O6	3	135
181	15656	14 Tri	5,35	K5 III	4	<20
182	15694		5,44	K3 III	4	<20
183	15785		8,41	B1 Iab	3	120
184	15798	σ Cet	4,82	F5 IV—Vs	8	10
185	15920		5,34	G8 IIIw	4	<20
186	16046	ω For	4,95	B9	4	40
187	16161	ν Cet	5,02	G8 IIIs	4	<15
188	16432	ν Ari	5,36	A7 V	7	107
189	16555	η Hor	5,26	A5	4	312
190	16582	δ Cet	4,04	B2 IV	19	25
191	16620	ε Cet	5,01	F5 IV—Vw	4	10
192	16628	33 Ari	5,38	A3 V	7	57
193	16739	12 Per	4,99	F9 V	10	<25
194	16754	18 Eri	4,58	B3 V	4	118
195	16895	θ Per	4,22	F7 Vw	21	<10
196	16908	35 Ari	4,58	B2 V	17	125
197	16978	ε Hyi	4,26	B9 III	4	133
198	16970	γ Cet	3,58	A2 V	17	195
199	17081	π Cet	4,39	B7 V	17	15
200	17093	38 Ari	5,16	A3	7	90

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
201	17094	μ Cet	4 ^m 36	F0 IV	21	55
202	17168		6,14	A0	4	47
203	17206	τ^1 Eri	4,61	F5 Vs	8	24
204	17361	39 Ari	4,62	K1 IIIs	4	<15
205	17505		7,11	O7	3	135
206	17506	η Per	4,0	K3 Ib	2	<20
207	17543	π Ari	5,30	B6 IV	18	81
208	17566	ζ Hyi	4,90	A2	4	98
209	17573	41 Ari	3,68	B8 V	4	115
210	17584	16 Per	4,27	F2 III	17	160
211	17709	17 Per	4,67	K5 III	4	<15
212	17729	γ For	5,39	A0	4	260
213	17769	σ Ari	5,46	B7 V	4	255
214	17848	ν Hor	5,39	A0	14	185
215	17878	τ Per	4,06	G0 + A5	10	<25
216	17904	20 Per	5,32	F4 V	4	75
217	18295	21 Per	5,18	A0p	4	0
218	18322	η Eri	4,05	K1 III — IVw	4	<15
219	18331		5,27	A1 V	4	300
220	18411	π Per	4,62	A2 V	10	168
221	18449	24 Per	4,97	K2 III	4	<15
222	18454	4 Eri	5,41	A5	4	79
223	18519, 20	ϵ Ari	5,25	A5 V	7	65
224	18543		5,20	A2	7	60
225	18537		5,42	B7 IV	10	220
226	18604	λ Cet	4,69	B6 IV	10	150
227	18622	θ^1 Eri	3,42	A3 V	4	56
228	18623	θ^2 Eri	4,42	A2	4	100
229	18633	5 Eri	5,48	B9	4	210
230	18692	ζ For	5,63	F2	4	87
231	18866	β Hor	5,08	A5	4	83
232	18925	γ Per	3,06	F5 + A3	10	0
233	18978	11 Eri	4,16	A3 IV	7	125
234	18970	k Per	5,08	K0 II—IIIw	4	<20
235	19107	10 Eri	5,43	A3	7	170
236	19275		4,89	A0 V	10	270
237	19319	μ Hor	5,16	F0	4	95
238	19356	β Per	var	B8 V	21	60
239	19373	ι Per	3,93	G0 Vw	10	10
240	19400	θ Hyi	5,52	B8	4	43
241	19476	κ Per	4,00	K0 IIIw	4	<15
242	19656	ω Per	4,82	K1 IIIs	4	<20
243	19787	δ Ari	4,53	K2 III	4	<15
244	19948		6,10	F7 Ib	7	9
245	19978	48H Cep	5,50	F0	4	80
246	19994	94 Cet	5,14	F8 Vs	4	0
247	20010	α For	3,95	F6 V	4	0
248	20121	71g Eri	5,92	F6 III	4	143
249	20123		5,29	G5 II	4	<15
250	20150	ζ Ari	4,95	A0 IV—V	17	133

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
251	20149		5,753	A III	3	0
252	20313	55G Hyi	5,70	F0 II	4	45
253	20315	30 Per	5,38	B8 V	13	225
254	20320	ζ Eri	4,90	A7m	17	70
255	20336	1H Cam	4,78	B2 Ve	10	360
256	20365	29 Per	5,30	B3 V	17	145
257	20391		7,90	A1 V	5	290
258	20418	31 Per	5,08	B5 V	10	320
259	20468		4,92	K2 II	4	<15
260	20630	k Cet	4,93	G5 Vs	4	<15
261	20644		4,72	K3 II—III	4	<15
262	20677	32 Per	4,98	A2 V	17	135
263	20756	61 τ^1 Ari	5,17	B5 Vp	17	20
264	20809		5,30	B5 V	17	260
265	20893	63 Ari	5,25	K3 III	4	<20
266	20902	α Per	1,70	F5 Ib	32	12
267	20961		7,58	A0 V	5	25
268	21024	ι Hyi	5,53	F2	4	0
269	21071	HR 1029	5,79	B6 V	5	70
270	21091		7,53	A0 V	5	340
271	21120	o Tau	3,80	G8 IIIs	4	<15
272	21181		6,85	B9 V	5	345
273	21278		4,94	B3 V	17	70
274	21291	2H Cam	4,42	B9 Ia	17	20
275	21362	HR 1037	5,52	B6 V	5	385
276	21364	ξ Tau	3,75	B8p	4	15
277	21389	3H Cam	4,76	A0 Ia	14	8
278	21398		7,38	B9 V	5	135
279	21428	34 Per	4,67	B5 V	13	195
280	21447	HR 1046	4,98	A1 V	17	205
281	21455	HR 1047	6,08	B5 V	5	150
282	21481		8,2	A0 V	5	290
283	21551	HR 1051	8,1	B8 IV	5	380
284	21552	σ Per	4,55	K3 III	4	<15
285	21641		6,75	B9 V	5	215
286	21672		6,60	B8 V	5	225
287	21686	4 Tau	5,12	B9,5 V	3	150
288	21699	HR 1063	5,54	B8 III	8	52
289	21754	5 Tau	4,28	K0 II—IIIs	4	<20
290	21770	36 Per	5,35	F4 III	7	30
291	21790	17 Eri	4,80	B8 V	17	95
292	21856	HR 1074	5,80	B1 V	2	130
293	21931		7,25	B9 V	5	205
294	21882		5,71	A3	4	195
295	22001	κ Ret	4,80	F5 V	4	0
296	22049	ϵ Eri	3,86	K2 V	4	<15
297	22136		6,74	B8 V	5	25
298	22203	19 τ^5 Eri	4,32	B8 V	12	39
299	22192	ψ Per	4,26	B5 Ve	10	390
300	22401		7,7	A0 V	5	25

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
301	22470	20 Eri	5 ^m 32	A2 Vp	4	188
302	22484	10 Tau	4,40	F8 Vw	8	0
303	22614		7,1	A4 III	2	0
304	22615		6,5	A4 III	2	0
305	22637		7,4	A4 III	2	50
306	22780		5,58	B6	10	360
307	22920	22 Eri	5,52	B8e	3	120
308	22928	δ Per	3,10	B5 III	10	255
309	22951	40 Per	5,04	B0,5 V	15	62
310	23061		10,1	F9 V	2	0
311	23089		5,0	F5,A:	8	0
312	23155		7,7	A2	2	75
313	23156		8,4	A5 V	2	25
314	23157		8,3	A7 V	2	0
315	23180	o Per	3,94	B1 III	16	148
316	23194		8,2	A2	2	0
317	23227	δ For	4,93	B5	4	228
318	23230	v Per	3,93	F5 II	28	44
319	23246		8,4	A8 V	2	150
320	23249	δ Eri	3,66	K0 IV	4	<15
321	23277		5,40	A0	2	40
322	23288	16 Tau	5,30	B7 IV	14	235
323	23289		9,3	F5	2	0
324	23302	17 Tau	3,69	B7 IIIe	14	165
325	23324	18 Tau	5,7	B8 V	9	197
326	23325		9,2	Am	2	75
327	23326		8,8	F5	2	0
328	23338	19 Tau	4,44	B6 V	4	130
329	23351		9,5	F5 V	2	0
330	23361		8,2	A3	2	100
331	23363	24 Eri	5,09	B7 IV	3	170
332	23375		8,9	A2	2	50
333	23387		7,3	A1 V	9	29
334	23388		7,8	A3	2	50
335	23401	γ Cam	4,67	A3 IV	4	180
336	23402		8,1	B7 III	2	150
337	23408	20 Tau	4,02	B6 III	21	30
338	23409		8,3	A2 V	2	75
339	23410		8,1	A0	7	160
340	23430		8,06	A0	2	75
341	23432	21 Tau	5,7	B8 V	9	181
342	23441	22 Tau	6,3	B9 V	7	267
343	23463		8,1	K2	2	0
344	23464		8,8	G0	2	0
345	23466	29 Tau	5,36	B3 V	15	140
346	23478		6,51	B3 IV	2	160
347	23479		8,2	A3	2	150
348	23480	23 Tau	4,18	B6 IVe	14	300
349	23489		7,4	A2 V	2	50
350	23512		8,5	A0 V	7	125

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
351	23513		9 ^m ,8	G0 V	2	0
352	23567		9,0	A2	2	50
353	23568		6,7	B9,5 V	9	228
354	23585		8,6	A2	2	75
355	23607		8,4	A0	2	0
356	23625	HR 1163	6,36	B2 V	2	150
357	23628		7,8	A4 V	2	100
358	23629	24 Tau	7,4	A0	7	139
359	23630	η Tau	2,86	B6 IIIe	16	210
360	23631		7,2	A2 V	2	0
361	23632		6,9	A1 V	7	228
362	23642		6,8	A0 V	7	21
363	23643		7,9	A3 V	2	100
364	23664		8,5	A2	2	25
365	23733		8,5	A3	2	100
366	23753	HR 1172	5,4	B8 V	9	302
367	23754	27 Eri	4,33	F3 V	4	0
368	23763		7,0	A1 V	7	86
369	23791		8,6	A8 V	2	50
370	23793	30 Tau	5,03	B3 V	15	35
371	23848	42 Per	5,10	A2 V	3	117
372	23850	27 Tau	3,80	B8 III	14	180
373	23852		7,9	A0	2	75
374	23862	28 Tau	5,2	B8 Ve	10	290
375	23863		8,3	A7 V	2	100
376	23872		7,6	A2 V	2	250
377	23873		6,5	B9,5 V	9	67
378	23878	28 Eri	5,04	A2	4	0
379	23886		8,1	A3 V	2	75
380	23912		9,5	F3 V	2	100
381	23913		6,9	B9	4	165
382	23923		6,0	B9 V	9	273
383	23924		8,3	A2	2	0
384	23948		7,5	A2 V	2	25
385	23950		6,0	B8 III	4	70
386	23964		6,8	A2 V	9	27
387	23985		5,38	A3	9	80
388	24071		5,42	A0	4	0
389	24072		4,86	B8	4	215
390	24076		7,0	A0	2	50
391	24131	HR 1191	5,73	B1 V	2	120
392	24132		9,1	A5	2	75
393	24178		7,9	A0	2	75
394	24368		7,16	A0	2	0
395	24388	30 Eri	5,49	B8	7	200
396	24398	ζ Per	2,8	B1 Ib	23	73
397	24432		7,02	B3 II	3	<20
398	24479		4,87	B8 Ve	17	105
399	24504		5,34	B6 V	17	300
400	24534	X Per	var	B0p	2	130

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
401	24546	43 Per	5 ^m 47	F5 V	8	30
402	24555	32 Eri	4,95	G8 IIIs	4	<15
403	24587	33 Eri	4,76	B5	7	35
404	24626	151G Eri	5,12	B6 IV	4	35
405	24640		5,48	B2 V	15	150
406	24711		8,5	A0	2	25
407	24760	ε Per	2,96	B0,5 V	7	150
408	24899		7,1	B9	2	0
409	24912	ξ Per	4,05	O7f	17	211
410	25007,8	49H Cep	5,2	F8, A2	4	10
411	25202	HR 1238	5,76	F1	2	140:
412	25204	λ Tau	var	B3 V	21	117
413	25267	36τ Eri	4,69	A0p	11	22
414	25291		5,07	F0 III	24	3
415	25340	35 Eri	5,25	B5 V	17	160
416	25457		5,42	F6 Vs	8	25
417	25490	ν Tau	3,94	A1 V	17	110
418	25539		6,70	B3	2	100
419	25558	40 Tau	5,33	B3 V	17	55
420	25570		5,48	F0	7	30
421	25604	37 Tau	4,50	K0 IIIs	4	<15
422	25621		5,39	F6 IVw	8	0
423	25642	λ Per	4,33	B9 V	13	215
424	25823	41 Tau	5,27	A0p	3	10
425	25867	ψ Tau	5,29	F0	4	80
426	25940	48c Per	4,03	B3 Ve	17	210
427	25945	174G Eri	5,57	F0 V	4	96
428	26322	44 Tau	5,55	F0	4	0
429	26326		5,45	B3 V	14	30
430	26345		6,62	F2 V	2	<30
431	26356		5,39	B5 V	10	320
432	26462	45 Tau	5,71	F0	2	<30
433	26574	38o ¹ Eri	4,14	F2 II—III	13	105
434	26612	δ Hor	4,85	F0	4	190
435	26630	μ Per	4,28	G0 Ib	21	10
436	26673	52 Per	4,89	G0, A5	10	<25
437	26690	46 Tau	5,35	F3 V	17	65
438	26737		7,0	F5 IV — V	2	50
439	26764		5,12	A2	4	205
440	26784		7,11	F5	2	<30
441	26846	39 Eri	5,13	K3 III	4	<20
442	26911	48 Tau	6,35	F2 IV—V	2	<30
443	26912	μ Tau	4,32	B3 V	17	90
444	26961	b ¹ Per	4,57	A2	11	85
445	27022	HR 1327	5,40	G5 IIIw	14	<20
446	27045	50ω Tau	4,80	Am	17	60
447	27084		5,54	A5	3	97
448	27176	51 Tau	5,56	A5	2	105
449	27192	b ² Per	5,54	B3	3	0
450	27290	γ Dor	4,36	F5 V	8	100

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
451	27295	53 Tau	5,39	B9 Vp	7	0
452	27309	56 Tau	5,32	A1p	7	43
453	27348	54 Per	5,10	G8 III	4	<20
454	27371	γ Tau	3,86	K0 IIIs	4	<15
455	27376		3,59	B9	4	40
456	27382	ϕ Tau	5,06	K1 IIIw	4	<20
457	27383		6,86	F8 V	2	<30
458	27396	53 Per	4,89	B6 III	17	20
459	27397	57 Tau	5,59	F0	2	90
460	27429		5,96	F0	4	110
461	27459	58 Tau	5,27	F0	5	92
462	27524		6,88	F5 IV—V	2	90
463	27534		6,74	F6 IV—V	2	40
464	27561		6,71	F5 IV—V	2	<30
465	27616	212G Eri	5,31	A2 V	7	175
466	27691		7,09	G0	2	<30
467	27697	δ Tau	3,93	K0 IIIs	16	<15
468	27749	63 Tau	5,68	Am	2	<30
469	27819	646 ² Tau	4,84	A7 V	15	52
470	27820	66 Tau	5,06	A2	7	90
471	27848		7,8	F8	2	<30
472	27861	ξ Eri	5,23	A1 V	7	181
473	27901	HR 1385	5,96	F2 IV—V	2	90
474	27934	κ^1 Tau	4,36	A7 V	19	77
475	27946	κ^2 Tau	5,42	A7	9	121
476	27962	688 ³ Tau	4,24	A2 IV	19	18
477	27971	HR 1390	5,33	K1 IIIw	4	<20:
478	27991	70 Tau	6,39	F8 V	2	<30
479	28024	69v Tau	4,40	F0 III—IV	19	188
480	28052	71 Tau	4,60	F0 V	15	200
481	28100	Tau	4,92	G8 III	4	<15
482	28149	72v ² Tau	5,41	B6 V	17	235
483	28226	HR 1403	5,74	Am	2	110
484	28292	75 Tau	5,29	K2 III	4	<20:
485	28294	76 Tau	5,97	F0	2	115
486	28305	ϵ Tau	3,63	K0 III	6	<15
487	28307	ϕ^1 Tau	4,04	K0 IIIs	6	<20:
488	28319	ϕ^2 Tau	3,62	A7 III	19	74
489	28355	79 Tau b	5,12	A5	9	111
490	28363		6,58	F8 V	2	<30
491	28375	44 Eri	5,50	B8	4	19
492	28406		7,06	F6 V	2	<30
493	28446	1 Cam	5,42	B0 III	3	103
494	28485	80 Tau	5,70	A6	5	91
495	28497	228G Eri	5,90	B1 Ve	10	340
496	28527		4,84	A7 V	12	65
497	28546	81 Tau	5,49	A5	16	46
498	28556	83 Tau	5,49	F0	9	92
499	28677	85 Tau	6,04	F2 V	2	90
500	28749	45 Eri	4,97	K3 II—III	2	<15

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
501	28873	δ Cae	5,46	B3 V	4	0
502	28910	ρ Tau	4,75	F0 V	19	116
503	29065	HR 1452	5,50	K4 II—III	2	<20:
504	29094	58 Per	4,46	K0, A3	10	<25
505	29139	α Tau	1,06	K5 III	2	<20
506	29140	88 Tau	4,38	Am	14	25
507	29225		6,67	F6 IV—V	2	45
508	29248	ν Eri	4,12	B2 III	22	31
509	29305	α Dor	3,47	A0 Vp	4	175
510	29316	2 Cam	5,44	F0	7	91
511	29317	3 Cam	5,31	K0 IIIs	2	<15
512	29335	49 Eri	5,32	B7 V	14	135
513	29375	89 Tau	5,80	F0	2	135
514	29388	90 Tau	4,30	A5 V	19	90
515	29391	51 Eri	5,31	A5	7	102
516	29479	Tau	5,15	Am	7	75
517	29488	Tau	4,85	A5 V	15	127
518	29499		5,35	F0	2	60
519	29503	53 Eri	3,98	K2 III	2	<15
520	29573		5,02	A2	7	40
521	29589	93 Tau	5,37	B7 IV	4	110
522	29722	59 Per	5,25	A0	7	250
523	29763	94 τ Tau	4,33	B2 V	18	174
524	29875	α Cae	4,52	F2 V	4	50
525	29992	β Cae	5,08	F8 V	4	138
526	30034		5,35	A3	9	110
527	30076	56 Eri	5,92	B2 Ve	10	240
528	30121	4 Cam	5,35	A2	7	70
529	30210		5,43	Am	9	86
530	30211	μ Eri	4,18	B5 IV	17	200
531	30338	HR 1523	5,32	K3 III	2	<15
532	30478	κ Dor	5,35	A3	4	173
533	30504	1 Aur	5,10	K4 II	14	<20:
534	30614	α Cam	4,38	O9,5 Iae	14	110
535	30652	1 π^3 Ori	3,31	F6 Vs	6	20
536	30739	2 π^2 Ori	4,35	A0 V	14	250
537	30780	97 ι Tau	5,12	F0	5	124
538	30810		6,96	F8 V	2	<30
539	30834	2 Aur	5,04	K3 III	2	<15
540	30836	3 π^4 Ori	3,78	B2 III	31	45
541	31109	ω Eri	4,45	A9 IV	17	160
542	31204	8G Pic	6,44	F0	4	56
543	31237	8 π^5 Ori	3,87	B2 III	22	114
544	31278	7 Cam	4,41	A1 V	14	43
545	31283	6 Ori g	5,15	A3	7	145
546	31295	7 π^1 Ori	4,74	A0p	14	100
547	31327		6,18	B2 Ib	3	20
548	31398	ι Aur	2,9	K3 II	2	<15
549	31421	9 σ^2 Ori	4,28	K2 III	2	<15
550	31512	62 Eri	5,46	B9 IV	4	105

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
551	31647	40 Aur	4 ^m 99	A0 V	14	81
552	31767	10π ⁶ Ori	4,7	K2 II	2	<15
553	31910	β Cam	4,22	G0 Ib	14	15
554	31964	ε Aur	3,9	F0 Iap	25	23
555	32045	64 Eri	4,85	F0 IV	14	183
556	32068,9	ζ Aur	3,94	K0, B1	4	41
557	32249	ψ Eri	4,81	B2 V	17	70
558	32301	ι Tau	4,70	A7 V	19	131
559	32309	5G Lep	4,99	B9	21	320
560	32343	11 Cam	5,22	B2 Ve	16	165
561	32537	9 Aur	4,99	F0 V	10	25
562	32549	11 Ori	4,65	A0p	17	29
563	32630	η Aur	3,28	B3 V	17	150
564	32650		5,38	A0p	7	47
565	32667	10G Lep	5,55	A2	4	214
566	32743	η ¹ Pic	5,44	F5	4	0
567	32964	66 Eri	5,19	B9	11	28
568	32977	106 Tau	5,29	A3	7	107
569	32990	103 Tau	5,50	B2 V	17	100
570	32991	105 Tau	5,83	B2 Ve	10	220
571	33054	14 Ori	5,47	F0p	4	56
572	33111	β Eri	2,92	A3 III	17	201
573	33204	HR 1670	5,97	Am	2	<30
574	33254	16 Ori	5,42	Am	9	25
575	33256	68 Eri	5,23	F5 Vw	6	0
576	33262	ζ Dor	4,76	F7 V	4	0
577	33276	15 Ori	4,86	F2 IV	14	48
578	33328	λ Eri	4,34	B2 IV	10	325
579	33554	HR 1684	5,4	K5 III	2	<20:
580	33564	19H Cam	5,1	F6 Vw	6	0
581	33641	μ Aur	4,78	Am	14	84
582	33802	ι Lep	4,49	B8 V	14	195
583	33856	ρ Ori	4,6	K3 III	2	<15
584	33904	μ Lep	3,30	B8 Vp	7	0
585	33949	κ Lep	4,46	B6 V	17	120
586	33959	14 Aur	5,14	A9 V	11	33
587	34078	AE Aur	5,81	O9,5 Vp	3	0
588	34085	β Ori	0,34	B8 Ia	26	37
589	34203	18 Ori	5,50	A0 III	4	78
590	34310	28G Lep	5,04	B9	4	108
591	34334	16 Aur	4,7	K3 III	2	<15
592	34411	λ Aur	4,79	G0 Vw	12	<15
593	34452		5,39	B9p	7	57
594	34503	τ Ori	3,68	B5 III	17	30
595	34511		7,36	B5 IV	5	35:
596	34559	109 Tau	5,2	G8 IIIw	2	<15
597	34578	19 Aur	5,16	A5 III	24	15
598	34656		6,71	O7f	10	90
599	34658	21 Ori	5,45	F5 II	8	82
600	33748		6,3	B1,5 V	5	270

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_p	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
601	34759	ρ Aur	5,12	B5 V	17	100
602	34787	16 Cam	5,25	A0	4	240
603	34816	λ Lep	4,29	B0,5 IV	7	85
604	34863	ν Lep	5,29	B7 V	10	370
605	34959	HR 1761	6,24	B5p	5	445
606	34989	HR 1763	5,78	B1 V	10	63
607	35007	HR 1764	5,48	B3 V	5	40
608	35039	22 Ori	4,65	B2 IV	18	21
609	35079		6,91	B3 V	5	150
610	35149	23 Ori	4,99	B1 V	15	273
611	35186	σ Aur	5,3	K4 III	2	<20:
612	35296	111 Tau	5,1	F8 Vs	4	25
613	35299		5,47	B1 V	5	30
614	35337	8 Lep	5,17	B2 IV	17	21
615	35369	29 Ori	4,2	G8 IIIw	2	<15
616	35407	HR 1786	6,15	B5 V	5	450
617	35410	27 Ori	5,3	K0 IIIw	2	<20:
618	35411	η Ori	3,12	B0,5 V	13	78
619	35439	25 ψ^1 Ori	4,93	B1 Ve	15	315
620	35468	γ Ori	1,70	B2 III	26	61
621	35497	β Tau	1,78	B7 III	17	62
622	35502		8,0	B5 V	5	290
623	35575		7,1	B3 V	5	120
624	35588	HR 1803	5,85	B3 V	5	170
625	35620	ϕ Aur	5,4	K3p	2	<15
626	35633		8,6	B0,5 IV	3	135
627	35671	115 Tau	5,31	B5 V	17	160
628	35708	114 Tau	4,83	B3 V	17	30
629	35715	30 ψ Ori	4,44	B2 IV	13	166
630	35730		7,70	B5p	10	72
631	35762		6,74	B2 V	10	158
632	35777		6,60	B2 V	10	312
633	35792		7,5	B3 V	5	65
634	35912	HR 1820	6,35	B2 V	10	58
635	35921		6,71	O9,5 III	10	195
636	36013		6,88	B1,5 V	10	290
637	36079	β Lep	2,7	G0 III	10	11
638	36133		6,94	B2 V	5	245
639	36136		7,7	B2 V	5	210
640	36166	HR 1833	5,76	B1,5 V	10	178
641	36167	31 Ori	5,1	K5 III	2	<20:
642	36267	32 Ori	4,32	B5 IV	14	190
643	36285	HR 1840	6,33	B1,5 V	5	210
644	36351	33 Ori	5,52	B1,5 V	13	58
645	36371	χ Aur	4,80	B3 Ia	8	65
646	36392		7,8	B3 V	5	45
647	36408		5,49	B7 IV	3	80
648	36430	HR 1848	6,23	B2 V	10	38
649	36473	10 Lep	5,50	A0	4	60
650	36486	δ Ori	2,48	O9,5 II	27	168

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
651	36512	ν Ori	4 ^m 64	B0 V	22	37
652	36576	120 Tau	5,50	B3e	14	275
653	36591	HR 1861	5,30	B1 V	27	28
654	36629		7,64	B2 V	5	30
655	36646	HR 1863	6,29	B3 V	5	215
656	36653	35 Ori	5,58	B3	3	295
657	36673	α Lep	2,69	F0 Ib	25	10
658	36695	VV Ori	5,31	B1 V	10	180
659	36741		6,85	B2 V	10	198
660	36777	38 Ori	5,32	A2	7	121
661	36779	HR 1873	6,01	B3 V	5	200
662	36819	121 Tau	5,28	B3 V	17	120
663	36822	37 η Ori	4,53	B0 III	16	52
664	36824		6,59	B3 V	5	175
665	36861	λ^1 Ori	3,66	O8f	21	100
666	36954		7,9	B3 V	5	180
667	36959	HR 1886	5,58	B1 V	13	50
668	36960		4,67	B0 Vp	17	42
669	36981		8,45	B1,5 V	5	153
670	37017		6,54	B1,5 V	5	158
671	37018	42 Ori	4,65	B2 III	22	95
672	37021	BM Ori	7,96	B2	5	170
673	37022	θ^1 Ori	5,36	O6p	13	100
674	37023	θ Ori B	6,70	B1	5	115
675	37040		6,29	B3	5	150
676	37042	θ^2 Ori	5,17	O9 Vp	23	127
677	37043	ι Ori	2,90	O9 III	21	119
678	37058		7,34	B2 V	5	30
679	37061		6,86	B1 V	5	170
680	37077	45c ² Ori	5,28	F0	4	70
681	37128	ϵ Ori	1,71	B0 Ia	21	90
682	37129		7,13	B2 V	5	70
683	37147	122 Tau	5,39	A5	7	124
684	37202	ζ Tau	2,99	B2 Ve	10	310
685	37209		5,71	B2	5	70
686	37232		6,09	B1,5 V	5	130
687	37303		6,02	B1 V	5	250
688	37350	β Dor	3,81	F6 — G2 Ia	4	0
689	37356		6,1	B1,5 V	5	35
690	37438	125 Tau	5,00	B2 V	22	62
691	37468	σ Ori	3,78	O9,5 V	7	110
692	37481		5,96	B1 V	5	110
693	37490	ω Ori	4,52	B3 III	22	204
694	37495	34v ² G Col	5,32	F2	4	32
695	37507	49 Ori	4,88	A4 IV	17	163
696	37619		9,6	K	3	165
697	37640		8,7	A0	3	190
698	37708		7,7	A0	3	75
699	37711	126 Tau	4,87	B3 IV	17	105
700	37742	ξ Ori	1,78	O9,5 Ib	17	140

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
701	37743	HR 1952	4 ^m 21	B2 IV	15	72
702	37744		6,20	B1 V	5	60
703	37756		4,91	B2	8	87
704	37776		6,97	B2	5	155
705	37795	α Col	2,75	B8 Ve	4	151
706	37807		7,89	B2	5	35
707	37903		7,80	B1,5 V	5	210
708	37984	51 Ori	5,3	K1 IIIw	2	<15
709	38104	$\circ$ Aur	5,52	A0	7	40
710	38170	42G Col	5,31	B9	4	40
711	38393	γ Lep	3,8	F6 V	4	0
712	38558	130 Tau	5,51	F0	3	40
713	38622	133 Tau	5,20	B2 V	17	70
714	38956	τ Aur	4,60	G8 IIIw	2	<15
715	38666	μ Col	5,20	O9,5 V	4	103
716	38678	ζ Lep	3,67	A3 V	14	232
717	38710	52 Ori	5,27	A3	7	110
718	38751	132 Tau	5,1	G8 III	2	<20
719	38771	κ Ori	2,20	B0,5 Ia	17	82
720	38899	134 Tau	4,92	B9 IV	17	5
721	39003	ν Aur	4,2	K0 IIIs	2	<15
722	39014	δ Dor	4,52	A7 V	4	230
723	39060	β Pic	3,94	A5 III	4	107
724	39220	31 Cam	5,26	A0	11	84
725	39283	ξ Aur	4,92	A2p	17	75
726	39291	55 Ori	5,32	B2 V	19	160
727	39357	136 Tau	4,52	A0 III	21	35
728	39364	δ Lep	3,9	G8 III	10	0
729	39400	56 Ori	5,1	K3 II	2	<20:
730	39587	χ_1^1 Ori	4,62	G0 Vs	12	<20:
731	39698	57 χ_1^2 Ori	5,89	B2 V	3	140
732	39746		7,7	B1 II	3	260
733	39764	λ Col	4,89	B5 V	4	85
734	39777		6,54	B2 V	5	45
735	40035	δ Aur	3,8	K0 IIIw	2	<15
736	40111	139 Tau	4,9	B1 Ib	13	132
737	40136	η Lep	3,77	F0 V	18	0
738	40183	β Aur	2,07	A2 Vp	11	15
739	40248	σ Col	5,54	F0	4	77
740	40292	42G Pic	5,30	F0 V	4	0
741	40312	θ Aur	2,71	B9 IIIp	17	52
742	40446	60 Ori	5,25	A0	7	35
743	40535	1 Mon	6,5	F2 II	4	25:
744	40536	2 Mon	5,10	A5	7	25
745	40657	HR 2113	4,8	K2 III	2	<15
746	40932	μ Ori	4,19	Am	21	15
747	40967	3 Mon	4,97	B5 IV	14	60
748	41040	64 Ori	5,17	B8 III	7	0
749	41117	62 χ^2 Ori	4,63	B2 Ia	29	30
750	41161		6,51	O9	10	300

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
751	41214	45G Pic	5 ^m 76	A0	4	0
752	41335		5,24	B2 Ve	14	395
753	41357	40 Aur	5,31	A3	9	41
754	41398		7,45	B2 Ib	3	85
755	41511	17 Lep	5,04	cA2e	7	93
756	41534	72G Col	5,64	B3 IV	3	117
757	41597	37 Cam	5,5	G8 IIIw	2	<20:
758	41692		5,37	B5 IV	17	15
759	41695	♁ Lep	4,67	A1 V	14	210
760	41753	ν Ori	4,40	B3 V	22	40
761	41841		5,50	A2	4	52
762	41927	36 Cam	5,5	K2 II—III	2	<15
763	42088		7,40	O6f	3	310
764	42301	94G Lep	5,46	A0 IV	2	≥
765	42303	80G Col	5,48	A0	2	246
766	42379		7,8	B1 II	3	70
767	42400		6,86	B5 II	3	<20
768	42545	69 Ori	4,92	B5 V	13	305
769	42560	ξ Ori	4,35	B3 V	17	235
770	42690	HR 2205	5,09	B2 V	17	28
771	42818	22H Cam	4,7	A0 V	10	308
772	42933	δ Pic	4,84	B1	4	270
773	43039	κ Aur	4,5	G8 IIIw	2	<20:
774	43042	71 Ori	5,18	F6 Vs	4	<20
775	43078		8,6	B0 IV	3	135
776	43107	ν Dor	5,21	B8 V	4	100
777	43153	72F ² Ori	5,28	B7 V	7	85
778	43247	73 Ori	5,36	B9 II—IV	7	31
779	43285		6,04	B5e	10	290
780	43378	2 Lyn	4,42	A2 V	17	22
781	43384	9 Gem	6,26	B3 Iab	3	≤20
782	43386	74 Ori	5,11	F5 IV—Vw	13	17
783	43445	HR 2244	4,99	B8 V	10	235
784	43525		5,29	A2	7	257
785	43753		8,1	B0,5 III	3	70
786	43818		7,03	B0 II	3	95
787	43905	45 Aur	5,41	F5 III	8	19
788	43955		5,31	B2 V	17	88
789	44112	7 Mon	5,13	B2 V	17	155
790	44402	ζ CMa	3,70	B2,5 V	3	30
791	44458		5,49	B1 Ve	17	290
792	44708	5 Lyn	5,5	K4 III	2	<20:
793	44743	β CMa	1,99	B1 II—III	16	38
794	44769	8 Mon	4,48	A5 IV	17	100
795	44951	HR 2305	5,5	K3 III	2	<20:
796	44990	T Mon	var	G5p	7	21,4
797	45221	ν Pic	5,72	A0	4	210
798	45348	α Car	—0,9	F8 Iab	4	0
799	45412	48RT Aur	var	F8	4	0
800	45542	ν Gem	4,15	B6 IIIe	14	215

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
801	45546	10 Mon	4 ^m 98	B2 V	17	105
802	45725	11 ¹ Mon	4,6	B3 IVe	3	400
803	45727	11 ² Mon	5,4	B3 Ve	17	350
804	45813	λ CMa	4,48	B5	4	136
805	45871	36G CMa	5,80	B3	2	»
806	45995		6,12	B2 Ve	10	320
807	46052		5,98	A0	4	68
808	46056		7,96	O8e	3	160
809	46089		5,08	A4 V	7	134
810	46149		7,66	O8	3	85
811	46150		6,80	O6	10	140
812	46184	HR 2379	5,3	K3 III	2	<20:
813	46223		7,14	O5	10	140
814	46273	16G Pup	5,32	F2	4	131
815	46300	13 Mon	4,50	A0 Ib	24	18
816	46328	ξ CMa	4,35	B0,5 IV	12	33
817	46487		5,02	B6 V	14	300
818	46547	47G CMa	5,70	B3	4	46
819	46553	49 Aur	5,05	B9,5 V	7	180
820	46933	5 ξ ² CMa	4,54	A0 V	7	150
821	46966		7,3	O8	3	95
822	47054		5,48	B9e	3	70
823	47100	52 ψ ³ Aur	5,28	B8 III	4	190
824	47105	γ Gem	1,93	A0 IV	25	26
825	47129A		6,06	O8f	10	110
826	47129B			O9	10	130
827	47174	50 ψ ² Aur	5,0	K3 III	2	<15
828	47205	7v CMa	4,2	K1 IVs	2	<15
829	47240		6,16	B1 Ib	3	135
830	47306	11G Car	4,44	A0	4	0
831	47432		6,13	O9,5 II	10	105
832	47442	8v ³ CMa	4,7	K1 IIIs	2	<15
833	47667	HR 2450	5,1	K2 II	2	<15
834	47670	v Pup	3,18	B8 III	4	205
835	47839	S Mon	4,68	O7f	13	86
836	47914	55 ψ ¹ Aur	5,2	K5 III	2	<15
837	48097	26 Gem	5,14	A2 V	7	111
838	48099A		6,20	O6	10	90
839	48099B				10	75
840	48250	12 Lyn	4,89	A2	3	187
841	48279		7,8	O8	3	135
842	48329	ε Gem	3,1	G8 Ib	4	<15
843	48432	13 Lyn	5,6	K0 IIIw	2	<20:
844	48433	30 Gem	4,7	K1 III	2	<20:
845		BD + 0°576	9,3	O9 III	3	200:
846	48434		5,78	B0 III	10	70
847	48682	56 ψ ⁵ Aur	5,3	G0 Vs	6	0
848	48737	ξ Gem	3,4	F5 IVs	18	83
849	48781	57 ψ ⁶ Aur	5,4	K1 IIIs	2	<20:
850	48879	42 Cam	5,04	B3 IV	13	121

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
851	48915	α CMa	-1 ^m 58	A1 V	18	0
852	49048		5,30	A2	2	254
853	49147		5,54	A0	3	177
854	49161	17 Mon	5,0	K4 III	2	<20:
855	49229	11 CMa	5,19	B8	4	315
856	49293	18 Mon	4,8	K0-IIIIs	2	<15
857	49340	43 Cam	5,13	B7 IV	13	182
858	49520	58 ψ ⁷ Aur	5,2	K3 III	2	<20:
859	49591	31G Pup	5,25	B9 IV	4	170
860	49618	14 Lyn	5,44	F5, A2	4	27
861	49662		5,29	B6 V	17	150
862	49878	24H Cam	4,9	K4 III	2	<15
863	49908	36 Gem	5,22	A2 V	3	165
864	50019	ϕ Gem	3,64	A3 IIIe	17	140
865	50223	38G Pup	5,05	F5 V	4	0
866	50241	α Pic	3,30	A5 III	4	146
867	50522	15 Lyn	4,54	G5 III-IV	10	<25
868	50635	38 Gem	4,70	F0 Vp	14	139
869	50707	15 CMa	4,66	B1 IV	12	69
870	50747		5,33	A2	7	72
871	50778	ϕ CMa	4,3	K4 III	2	<20:
872	50877	92o ¹ CMa	4,1	K3 Iab	4	20
873	50973	16 Lyn	4,80	A2 V	14	210
874	51199	19 CMa	4,62	F5	4	135
875	51283		5,26	B3 II-III	4	246
876	51309	ι CMa	4,39	B3 II	17	35
877	51557	ι Vol	5,52	B6 IV	4	127
878	51733	102G CMa	5,43	F5	4	94
879	52018	105G CMa	5,66	B3	4	123
880	52089	ε CMa	1,63	B1 II	11	40
881	52092	49G Pup	5,07	B5	4	35
882	52266		6,97	O9 V	3	325
883	52497	ω Gem	5,21	G5 II	7	<20
884	52670		5,80	B3	4	67
885	52918	19 Mon	4,89	B1 V	17	355
886	52960	HR 2649	5,3	K3 III	2	<20:
887	52973	ζ Gem	var	F5 IIIp	27	42
888	53138	24o ³ CMa	3,12	B3 Ia	7	62
889	53244	γ CMa	4,07	B8 II	17	19
890	53704	58G Pup	5,26	A5m	4	89
891	53811	61G Pup	5,12	A2	4	58
892	53974		5,28	B0,5 IV	14	170
893	54118	27G Car	5,30	A0p	4	0
894	54309	122G CMa	5,75	B1 Ve	10	290
895	54605	δ CMa	1,98	F8 Ia	7	20
896	54662		6,20	O6f	10	95
897	54716	63 Aur	5,1	K4 II-III	2	<15
898	54719	τ Gem	4,5	K2 III	2	<15
899	54810	20 Mon	5,1	K0 IIIw	2	<20:
900	54893	67G Pup	4,85	B3	4	0

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
901	55057	21 Mon	5,40	F0	4	138
902	55185	δ Mon	4,09	A0 IV	17	174
903	55280	18 Lyn	5,4	K2 III	2	<20:
904	55719	70G Pup	5,4	A2	4	65
905	55879		5,99	B0 IV	3	60
906	56014	27 CMa	4,66	B4 Ve	21	177
907	56022	72G Pup	5,04	A0p	4	45
908	56139	ω CMa	3,83	B3 Ve	17	130
909	56169	HR 2751	4,80	A3 III—IV	17	242
910	56342		5,31	B5	4	0
911	56405		5,39	A2	7	160
912	56537	λ Gem	3,65	A3 V	17	157
913	56779	80G Pup	5,01	B3	4	129
914	56986	δ Gem	3,51	F0 IV	22	120
915	57060	29 CMa	4,90	O7f	17	141
916	57061	30 τ CMa	4,40	O9 IIIe	25	110
917	57150	83v ¹ Pup	4,68	B3 Ve	4	278
918	57219	84v ² Pup	5,11	B3 V	4	121
919	57240	87G Pup	5,24	A2	4	28
920	57264	65 Aur	5,3	K0 IIIw	2	<15
921	57623	δ Vol	4,02	F8 I—II	4	0
922	57669	66 Aur	5,5	K0 III	2	<20:
923	57682		6,17	O9 V	10	20
924	57727	57 Gem	5,2	G8 IIIw	2	<20:
925	57821	160G CMa	4,87	B8	7	105
926	57917	40G Car	5,50	B9	4	28
927	58142	21 Lyn	4,45	A1 IV	17	14
928	58187	1 CMi	5,31	A4 III	7	176
929	58207	ι Gem	3,9	K0 IIIw	10	9
930	58286	163G CMa	5,47	B3	4	28
931	58345	165G CMa	5,33	B3 Ve	14	35
932	58350	η CMa	2,42	B5 Ia	4	46
933	58367	ε CMi	5,1	G8 IIIs	2	<15
934	58715	β CMi	3,09	B8 Ve	10	260
935	58728	63 Gem	5,2	F5 IV—Vs	3	40
936	58855	22 Lyn	5,36	F6 Vs	2	<20:
937	58923	η CMi	5,34	A5	7	70
938	58946	ρ Gem	4,18	F0 V	18	68
939	58972	γ CMi	4,5	K3 III	2	<15
940	58978	177G CMa	5,48	B0 IVe	3	260
941	59037	64 Gem	5,04	A6 V	7	248
942	59148	65 Gem	5,1	K2 III	2	<15
943	59294	6 CMi	4,9	K2 III	2	<20:
944	59612	97G Pup	4,80	A5 Ib	14	23
945	59635	98G Pup	5,41	B3 III	4	38
946	59881	78 ¹ CMi	5,26	A5	7	122
947	60107	68 Gem	5,07	A1 V	7	215
948	60179	α Gem A	1,99	A1 V	25	0
949	60178	α Gem B	2,8	Am	25	29
950	60318	HR 2896	5,6	K0 IIIw	2	<20:

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
951	60522	ν Gem	4 ^m 2	K5 III	2	<20:
952	60532	108 Pup	4,52	F7 IV	4	0
953	60606	115 Pup	5,51	B5e	4	296
954	60848		7,7	O8 Ve	3	385
955	60855	ε Men	5,68	B2 IVe	3	240
956	60863	119G Pup	4,55	B8	4	290
957	61064	25 Mon	5,17	F5 IIIw	8	20
958	61110	σ Gem	4,92	F3 III	14	94
959	61330	127 Pup	4,62	B8 V	4	78
960	61347		8,3	O9 Ib	3	120
961	61421	α CMi	0,48	F5 IV — Vs	21	0
962	61429	128G Pup	4,64	B8	4	400
963	61497	24 Lyn	4,96	A3 III	13	185
964	61555	k ¹ 133 Pup	4,50	B8	4	65
965	61556	k ² 133 Pup	4,62	B3	4	105
966	61715	142 Pup	5,65	F5p	4	20
967	61831	143 Pup	4,61	B3	4	88
968	61925	α Mon	4,1	K0 IIIw	2	<15
969	61931		5,28	A0	4	335
970	62044	σ Gem	4,3	K1 IIIs	4	25
971	62226	150 Pup	5,48	B2	4	98
972	62285	76 Gem	5,6	K5 III	2	<20:
973	62345	κ Gem	3,5	G8 IIIs	10	8
974	62509	β Gem	1,1	K0 IIIw	2	<15
975	62623	157 Pup	4,10	A2 Iabe	7	70
976	62721	81 Gem	5,2	K5 III	2	<15
977	62832	11 CMi	5,30	A1 V	7	263
978	62952	167 Pup	5,11	F0	4	113
979	63336	5 Pup	5,52	F5	3	48
980	63465	185 Pup	5,11	B3	4	52
981	63578	187 Pup	5,26	B1 V	4	147
982	63922	199 Pup	4,25	B0,5 III	4	22
983	63975	ζ CMi	5,11	B8	4	13
984	64096	9 Pup	5,5	G1 Vs	2	<15
985	64145	ϕ Gem	4,99	A3 V	17	156
986	64379	222 Pup	5,02	F5 V	4	0
987	64486		5,33	A0	7	32
988	64503	214G Pup	4,53	B3	4	219
989	64648	85 Gem	5,36	B9,5 V	7	88
990	64740	216G Pup	4,86	B3	4	274
991	64760	218G Pup	4,32	B1 Ib	4	210
992	64802	217G Pup	5,41	B3	4	78
993	65228	11 Pup	4,4	F8 II	11	21
994	65345	14 CMi	5,5	K0 IIIw	2	<20:
995	65456	225G Pup	4,85	A2 V	4	0
996	65460	227G Pup	5,42	B3	4	142
997	65551	228G Pup	5,10	B3	4	0
998	65575	χ Car	3,60	B2 IV	4	100
999	65695	27 Mon	5,2	K2 III	2	<20:
1000	65810	232G Pup	4,64	A3 V	3	207

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1001	65818	V Pup	4,50	B1p	4	180
1002	65925	234G Pup	5,20	F0	4	123
1003	65953	28 Mon	4,9	K4 III	2	<20:
1004	66141	HR 3145	4,6	K2 III	2	<20:
1005	66216	χ Gem	5,2	K2 II	2	<20:
1006	66591	77g Car	4,96	B3 IV	4	0
1007	66624		5,55	B9	4	98
1008	66664	8 Cnc	5,11	A0 IV	7	174
1009	66811	ζ Pup	2,27	O5f	3	195
1010	67006	27 Lyn	4,87	A2 V	17	170
1011	67228	μ Cnc	5,5	G2 IVs	2	<20:
1012	67447	55 Cam	5,6	G8 II	2	<20:
1013	67456	252G Pup	5,25	A3	4	0
1014	67523	ρ Pup	2,88	F6 II	35	16
1015	67536		6,42	B3	4	290
1016	67594	29 ζ Mon	4,41	G2 Ib	14	<15
1017	67797	16 Pup	3,34	B5 V	17	190
1018	68216	7G Vel	5,16	B3	4	192
1019	68243	γ^1 Vel	4,79	B3	4	158
1020	68257	ξ^1 Cnc	5,6	F8	4	0
1021	68290	19 Pup	4,8	K0 IIIw	2	<15
1022	68312	1G Hya	5,6	G8 IIIs	4	<20:
1023	68324	10G Vel	5,40	B3	4	168
1024	68456	82G Car B	4,80	F5	4	0
1025	68520	ϵ Vol	4,34	B5 III	4	0
1026	68601	268G Pup	4,87	A3	4	0
1027	68930	29 Lyn	5,52	A5	3	124
1028	68980		4,77	B3p	4	166
1029	69081	276G Pup	5,12	B3	4	208
1030	69144	15G Vel	5,28	B3	4	56
1031	69267	β Cnc	3,7	K4 III	2	<15
1032	69863	84G Car	5,26	A2	4	96
1033	69897	χ Cnc	5,16	F6 Vw	6	0
1034	70060	289G Pup	4,43	A7 III	4	107
1035	70272	31 Lyn	4,4	K5 III	2	<20:
1036	70556	295G Pup	5,17	B3	4	70
1037	70930	26G Vel	4,90	B1 V	4	165
1038	71046	κ^1 Vol	5,44	B9	4	48
1039	71115	HR 3306	5,3	G8 II	2	<20:
1040	71155	ϵ Hya	3,95	A0 V	17	127
1041	71243	α Cha	4,08	F6 IV	4	0
1042	75297	2 Hya	5,41	A5	7	31
1043	71369	σ UMa	3,47	G2 II — III	20	15
1044	71459	309G Pup	5,30	B3	4	25
1045	71510	28G Vel	5,23	B3	4	154
1046	71935	30G Vel	5,12	F0	4	120
1047	72037	2 UMa	5,39	A0	7	38
1048	72108	33G Vel	5,52	B5	4	65
1049	72127	34G Vel	6,66	B5	4	67
1050	72310	9G Pyx	5,38	A0	4	40

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1051	72779	35 Cnc	6 ^m 55	G0 III	2	85
1052	72846		8,3	A5	2	120
1053	72942		8,2	A4	2	<45
1054	73045		8,52	Am	2	<45
1055	73081		9,9	F6	2	<45
1056		BD+19°2050	9,2	F6	2	<45
1057		KW 155		F6	2	<45
1058	73108	4 π^2 UMa	4,8	K2 III	2	<15
1059	73161		9,1	F0	2	135
1060	73174		8,3	Am	2	50
1061	73175		8,20	F0	2	90
1062	73210		6,70	A5	2	<45
1063	73262	δ Hya	4,18	A0 V	17	263
1064	73345		8,6	F0	2	80
1065	73390	95G Car	5,40	B3	4	177
1066	73397		8,85	F4	2	100
1067	73429		9,5	F5	2	110
1068	73430		8,7	A9	2	<45
1069	73449		8,1	A9	2	220
1070	73450		8,58	A9	2	90
1071	73471	σ Hya	4,6	K2 III	2	<15
1072	73476		6,50	F0	2	<45
1073	73495	η Pyx	5,20	A0	4	200
1074	73574		8,1	A5	2	50
1075	73575	38 Cnc	6,68	F0 III	2	165
1076	73576		7,8	A7	2	215
1077	73597		9,2	F6	2	<45
1078	73598		6,68	K0 III	2	<45
1079	73616		9,5	F2	2	130
1080		BD+20°2161		F2	2	80
1081	73617		9,6	F5	2	130
1082	73618		6,94	Am	2	60
1083	73619		7,15	Am	2	120
1084	73634	48G Vel	4,13	A9 I — II	4	0
1085	73640		10,1	F6	2	<45
1086		BD+20°2170	9,0	F6	2	<45
1087		BD+19°2074	9,3	F6	2	<45
1088		BD+20°1891	9,3	F6	2	<45
1089		BD+20°2183	9,5	F6	2	<45
1090		BD+20°2193	9,4	F6	2	<45
1091		BD+20°2140	8,0	F7	2	<45
1092	73641		9,3	F6	2	<45
1093	73663	40 Cnc	8,9	A1	2	<45
1094	73665	39 Cnc	6,48	K0 III	2	0
1095	73709		8,7	Am	2	<45
1096	73710	HR 3428	6,40	K0 III	2	<45
1097	73711		7,40	Am	2	<45
1098	73712		6,85	A9	2	(180)
1099	73729		9,1	F2	2	(220)
1100	73730		8,7	Am	2	<45

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1101	73731	41ε Cnc	6 ^m 32	Am	2	<45
1102	73763		8,0	A9	2	110
1103	73785	42 Cnc	6,72	A9 III	2	175
1104	73798		8,9	F0	2	115
1105	73818		9,5	Am	2	70
1106	73819		6,75	A6	2	80
1107	73840	6 Hya	5,3	K4 III	2	<20:
1108	73854		9,5	F5	2	<45
1109	73872		8,8	A5	2	65
1110	73890		8,6	A7	2	50
1111	73937		8,9	F4	2	85
1112	73974		6,98	K0 III	2	<45
1113	73993		9,2	F2	2	(130)
1114	73994		9,8	F5	2	40
1115		BD+ 19°2054	9,5	F6	2	<45
1116	74028		7,90	A9	2	215
1117	74050		8,00	A9	2	95
1118	74058		9,5	F3	2	70
1119	74067	50G Vel	5,17	B9	4	0
1120	74137	9 Hya	5,1	K1 IIIs	2	<20:
1121	74180	53G Vel	4,06	F2 Ia	4	40
1122	74186		9,30	F8	2	<45
1123	74195	o Vel	3,68	B3 V	3	0
1124	74196	55G Vel	5,73	B5	4	>>
1125	74198	γ Cnc	4,73	A1 V	17	95
1126	74272	58G Vel	4,85	A3	4	0
1127	74280	η Hya	4,32	B3 V	7	130
1128	74371	59G Vel	5,23	B5	4	45
1129	74375	99G Car	4,42	B1 III	14	115
1130	74395	31 Mon	4,70	G2 Ib	14	<15
1131	74405	ϑ Vol	5,26	A0	4	76
1132	74442	δ Cnc	4,1	K0 IIIw	2	<15
1133	74455	60G Vel	5,48	B3	4	285
1134	74560	62G Vel	5,04	B5	4	0
1135	74575	α Pyx	3,70	B2 II	7	0
1136	74739	ι Cnc	4,2	G8 II	2	<20:
1137	74753	62G Vel	5,19	B2	4	285
1138	74874	ε Hya	3,48	G0 III—IV	19	0
1139	74918	12 Hya	4,5	G8 IIIw	2	<15
1140	74988	61G Hya	5,22	A0	7	190
1141	75063	66G Vel	4,09	A0	4	0
1142	75137	ρ Hya	4,42	A0 V	17	155
1143	75333	67G. Hya	5,19	B9	7	13
1144	75416	η Cha	5,62	B9 IV	4	300
1145	75506	35 Lyn	5,3	K0 IIIw	2	<15
1146	75710	76G Vel	5,02	A0	4	75
1147	75821	78G Vel	4,89	B0	4	65
1148	76113	104G Car	5,70	B8	4	20
1149	76143	43G Vol	5,41	F5	4	104
1150	76219	58p ² Cnc	5,5	G8 II—III s	2	<20:

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_p	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1151	76294	ζ Hya	3 ^m 2	K0 III	2	<15
1152	76360	84G Vel	5,32	A5	4	98
1153	76398	59 Cnc	5,48	A3	7	157
1154	76483	δ Pyx	5,0	A3 V	4	88
1155	76543	62o ¹ Cnc	5,16	A3	4	86
1156	76582	63o ² Cnc	5,64	A5	4	99
1157	76644	ι UMa	3,12	A7 V	21	142
1158	76756	α Cnc	4,27	A5m	17	74
1159	76805	88G Vel	4,77	B5	4	0
1160	76932	Sd		F5	5	0
1161	76943	10 UMa	4,09	F5 Vw	17	25
1162	77002	109G Car	5,08	B3 IV	4	0
1163	77140	90G Vel	5,22	F0 III	4	58
1164	77258	91G Vel	4,42	F8 IV	4	0
1165	77327	κ UMa	3,68	A0	3	247
1166	77350	ν Cnc	5,45	B9p	7	33
1167	77370	110G Car	5,17	F0	4	62
1168	77475	93G Vel	5,54	B5	4	0
1169	77653	94G Vel	5,42	B9	4	0
1170	77800	11o ¹ UMa	5,5	K5 III	2	<20:
1171	77912	HR 3612	4,8	G8 Ib — II	2	<20:
1172	77996	ω Hya	5,5	K2 II — III	2	<20:
1173	78045	α Vol	4,18	A5 III	4	26
1174	78154	13o ² UMa	4,87	F7 IV — Vs	14	0
1175	78209	15 UMa	4,54	Am	17	38
1176	78235	τ Cnc	5,38	G8 IIIw	2	<20:
1177	78316	κ Cnc	5,14	B8 IIIp	8	11
1178	78362,3	τ UMa	4,74	A7m, F5	18	10
1179	78515	ξ Cnc	5,3	K0 IIIs	2	<15
1180	78556	19 Hya	5,50	B8	3	135
1181	78764	115G Car	4,86	B3e	4	110
1182	78791	116G Car	4,50	F6 II—III	4	57
1183	78922	ϵ Pyx	5,56	A3	4	126
1184	79028	16 UMa	5,23	F8	4	0
1185	79158	36 Lyn	5,30	B8	7	27
1186	79186	103G Vel	4,96	B5	4	32
1187	79351	117G Car	3,56	B2 IV	4	0
1188	79354	17 UMa	5,6	K5 III	2	<20:
1189	79416		5,74	B8	4	385
1190	79439	18 UMa	4,86	A5 V	17	178
1191	79447		4,18	B3 IV	4	0
1192	79469	θ Hya	3,84	A0 V	17	91
1193	79735		5,15	B5 Vn	4	200
1194	79837	ζ Oct	5,38	F0 III	4	80
1195	79910	23 Hya	5,6	K2 III	2	<20:
1196	79931	24 Hya	5,54	B9	3	75
1197	79940		4,70	F5 III	4	120
1198	80007	β Car	1,8	A0 III	4	195
1199	80081	38 Lyn	3,82	A3 V	17	187
1200	80404	ι Car	2,2	F0 Ib	4	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1201	80499	26 Hya	5 ^m 0	G8 IIIs	2	<20:
1202	80586	27 Hya	5,0	G8 III — IVs	2	<20:
1203	80671		5,44	F2	4	0
1204	80951		5,43	A0	4	0
1205	81146	κ Leo	4,7	K2 III	2	<20:
1206	81151		5,66	A2	4	32
1207	81188	κ Vel	2,63	B2 IV	4	10
1208	81497	α Hya	2,0	K3 III	2	<15
1209	81809	HR 3750	5,6	G2 Vs	2	<15
1210	81817	1H Dra	4,6	K3 III	2	<20:
1211	81848		5,22	B5	4	198
1212	81937	23 UMa	3,75	F0 IV	14	140
1213	81997	31τ ¹ Hya	4,78	F6 Vw	18	38
1214	82210	24 UMa	4,7	G5 IVs	12	<20:
1215	82308	λ Leo	4,5	F5 III	2	<15
1216	82328	ϑ UMa	3,26	F6 IVw	31	8
1217	82381	6 Leo	5,5	K3 III	2	<15
1218	82395	ξ Leo	5,2	K0 IIIw	2	<20
1219	82434	ψ Vel	3,64	F2 III	4	198
1220	82446	τ ² Hya	4,50	A3 III	17	71
1221	82554	ι Cha	5,44	F2p	4	120
1222	82621	26 UMa	4,65	A2 V	17	184
1223	82635	10 LMi	4,8	G8 IIIs	2	<20:
1224	82734	HR 3808	5,0	K0 IIIw	2	<20:
1225	82885	11 LMi	5,6	G8 IV — V	2	<15
1226	83058		5,16	B3	4	205
1227	83183		4,20	B5	4	0
1228	83240	10 Leo	5,4	K1 IIIw	2	<15
1229	83287	42 Lyn	5,24	A5	7	104
1230	83425	2 Sex	4,9	K3 III	2	<20:
1231	83446		4,49	A5	4	142
1232	83506	27 UMa	5,6	K0 IIIs	2	<20:
1233	83618	ι Hya	4,1	K3 III	2	<15
1234	83754	κ Hya	4,96	B5 V	17	195
1235	83805	43 Lyn	5,6	G8 IIIw	2	<20:
1236	83808	ο Leo	3,76	F5, A3	17	15
1237	83944		4,67	B9	4	55
1238	83953		4,68	B5e	14	370
1239	83979	ζ Cha	5,24	B3	4	85
1240	84121		5,36	A2	4	40
1241	84441	ε Leo	3,12	G0 IIp	12	<15
1242	84461		5,71	A0 V	4	15
1243	84737	15 LMi	5,3	G2 Vs	2	<15
1244	84816		5,68	B2 Vn	4	110
1245	84999	υ UMa	3,89	F2 IV	21	118
1246	85123,4	υ Car	3,0	A9 II	4	0
1247	85235	φ UMa	4,54	A2	7	24
1248	85355		5,26	B8	4	127
1249	85376	22 Leo	5,33	A5 V	7	131
1250	85444	39υ ¹ Hya	4,3	G8 IIIs	2	<20:

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1251	85503	μ Leo	4 ^m 1	K2 III	2	<20
1252	85558	8 Sex	5,16	A2	7	123
1253	85795	31 UMa	5,34	A2	7	168
1254	86146	19 LMi	5,2	F5 Vs	6	0
1255	86360	ν Leo	5,08	B9,5 V	7	124
1256	86440	φ Vel	3,70	B5 I — II	4	15
1257	87504	40v ² Hya	4,72	B8 V	17	65
1258	87696	21 LMi	4,47	A4 V	17	168
1259	87737	η Leo	3,58	A0 Ib	25	29
1260	87837	31 Leo	4,6	K4 III	2	<20:
1261	87887	15 α Sex	4,50	A0 III	17	8
1262	87901	α Leo	1,34	B8 V	17	370
1263	87971	μ Cha	5,62	A0	4	74
1264	88206		5,10	B5	4	215
1265	88215		5,42	F5 Vs	8	145
1266	88284	λ Hya	3,8	K0 III	2	<20:
1267	88824		5,54	A5	4	160
1268	88955		4,09	A2 V	4	101
1269	88960	23 LMi	5,35	A0	3	165
1270	88981		5,37	A3	4	25
1271	89021	λ UMa	3,52	A2 IV	17	43
1272	89025	ζ Leo	3,65	F0 III	31	85
1273	89254	22 ϵ Sex	5,40	F1 III	4	85
1274	89449	40 Leo	4,97	F6 IVw	23	9
1275	89484,5	γ Leo A	2,61	K0 IIIw	2	<15
1276	89822	HR 4072	4,92	A0p	17	18
1277	89890		4,65	B3 IVe	4	25
1278	90089	30H Cam	5,3	F5 IVw	8	122
1279	90132		5,40	A3	4	205
1280	90264		5,28	B8	4	78
1281	90277	30 LMi	4,83	F0 V	14	39
1282	90432	μ Hya	4,0	K4 III	2	<20:
1283	90537	β LMi	4,4	G8 III — IVs	2	<20:
1284	90589		4,08	F2 III	4	105
1285	90772		4,94	F5p	4	45
1286	90839	36 UMa	4,86	F8 V	14	0
1287	90853		4,08	F0 I — II	4	23
1288	90882	29 δ Sex	5,24	B9	7	175
1289	90972	δ Ant	5,65	B5	4	0
1290	90994	30 Sex	4,65	B6 V	17	115
1291	91190	9H Dra	5,04	K0 III	2	<20:
1292	91312		4,84	A7 IV	14	148
1293	91316	ρ Leo	3,85	B1 Ib	21	60
1294	91365	34 LMi	5,58	A2 V	3	177
1295	91375		4,94	A2	4	0
1296	91465		3,58	B3 Ve	4	450
1297	91480	37 UMa	5,1	F1 V	4	45
1298	91612	48 Leo	5,4	G8 II — III	2	<20:
1299	92125	37 LMi	4,77	G0 II	12	<20:
1300	92139		4,06	F2, A3	4	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1301	92207		5 ^m .57	A2p	4	0
1302	92214	φ Hya	5,2	K0 IIIs	2	<15
1303	92424	38 UMa	5,2	K2 III	2	<20:
1304	92523	HR 4181	5,3	K3 III	2	<20:
1305	92769	40 LMi	5,55	A5 V	3	187
1306	92787		5,28	F0	7	54
1307	92825	41 Leo	5,05	A2 V	7	117
1308	92845		5,73	A0	4	128
1309	92938		5,20	B3	3	218
1310	92964		5,44	B3e	4	68
1311	93030	♠ Car	3,03	B0Vp	4	220
1312	93521		6,89	O9Vp	3	325
1313	93563		5,46	B8	4	215
1314	93607		5,10	B4 IV	4	200
1315	93702	53 Leo	5,27	A2 V	3	187
1316	93813	ν Hya	3,3	K2 III	2	<15
1317	93845	δ Cha	4,62	B3 V	4	0
1318	94247	44 UMa	5,5	K3 III	2	<20:
1319	94264	46 LMi	3,9	K0 III — IVw	2	<20:
1320	94334	ω UMa	4,84	A1 V	17	20
1321	94367		5,27	B8p	4	40
1322	94388	HR 4251	5,28	F6 Vs	8	10
1323	94600	46 UMa	5,2	K1 IIIw	2	<20:
1324	94601,2	54 Leo	4,51	A1 V	13	189
1325	95128	47 UMa	5,3	G0 Vs	2	<20:
1326	95272	α Crt	4,2	K0 III	2	<20:
1327	95310	49 UMa	5,1	F0	4	84
1328	95345	58 Leo	5,1	K1 IIIw	2	<20:
1329	95382	59 Leo	5,08	A5	4	69
1330	95370		4,56	A2 IV	4	108
1331	95418	β UMa	2,44	A1 V	21	36
1332	95578	61 Leo	5,1	K5 III	2	<20:
1333	95608	60 Leo	4,42	A1 Vm	17	24
1334	95689	α UMa	1,7	K0 IIIs	2	<15
1335	95735		7,60	M2 V	3	57
1336	96097	χ Leo	4,66	F2 III — IV	14	25
1337	96113		5,94	A5	4	200
1338	96202	χ ¹ Hya	5,06	F4 V	4	185
1339	96314	χ ² Hya	5,69	B8	4	190
1340	96616		5,34	A2p	4	55
1341	96819		5,49	A2	4	225
1342	96833	ψ UMa	3,0	K1 IIIw	4	<20:
1343	96918		4,02	G0 Ia	4	25
1344	96919		5,42	A0p	4	0
1345	97277	β Crt	4,54	A2 III — IV	4	60
1346	97495	9G Cen	5,67	A2	4	124
1347	97534		4,73	F2 Ip	4	39
1348	97583		5,52	B8	4	205
1349	97585	69 Leo	5,40	A0	7	184
1350	97603	δ Leo	2,58	A4 V	21	192

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1351	97633	ϕ Leo	3,41	A2 V	17	2
1352	97907	73 Leo	5,7	K3 III	2	<20:
1353	98058	φ Leo	4,58	A7 III — IV	17	234
1354	98230	ξ UMa	3,86	G0 Vw	14	0
1355	98262	ν UMa	3,5	K3 III	2	<20:
1356	98353	55 UMa	4,78	A2 V	11	43
1357	98430	δ Crt	3,8	G8 III — IVw	2	<20:
1358	98664	σ Leo	4,13	B9 V	17	67
1359	98718	π Cen	4,26	B6 Vn	4	0
1360	98839	56 UMa	5,1	G8 II	2	<20:
1361	98991	λ Crt	5,15	F5 IVs	8	12
1362	99028	ι Leo	4,03	F2 IV	17	5
1363	99103,4		5,7	B5	4	75
1364	99167	ε Crt	5,2	K5 III	2	<20:
1365	99211	γ Crt	4,14	A7 IV	7	108
1366	99453		5,34	F5	4	80
1367	99556		5,54	B5 IV	4	202
1368	99648	τ Leo	5,3	G8 II — IIIs	2	<20:
1369	99787		5,26	A1 V	7	87
1370	99803		5,34	B9	4	0
1371	99998	87 Leo	5,1	K4 III	2	<20:
1372	100203		5,47	F6 Vw	8	0
1373	100262	α^2 Cen	5,26	A2p	4	0
1374	100493		5,50	A2	4	135
1375	100600	90 Leo	5,76	B4 IV	3	155
1376	100673		4,82	B8	4	190
1377	100696	2 Dra	5,5	K0 IIIw	2	<20:
1378	100825		5,42	F0	4	42
1379	100889	ϕ Crt	4,81	B9 V	10	192
1380	100920	ν Leo	4,5	G9 IIIw	2	<20:
1381	101107	59 UMa	5,52	F0	3	40
1382	101189		5,32	A0	4	0
1383	101431	α Hya	4,88	B8	4	185
1384	101484	92 Leo	5,4	K0 IIIw	2	<15
1385	101501	61 UMa	5,5	G8 V	2	<15
1386	101615		5,69	A0	4	0
1387	101673	3 Dra	5,6	K3 IIJ	2	<15
1388	102070	ζ Crt	5,0	G8 IIIs	2	<20:
1389	102124	ξ Vir	5,06	A3	7	185
1390	102224	χ UMa	3,9	K0 IIw	2	<20:
1391	102232		5,44	B8	4	55
1392	102249	λ Mus	3,80	A5 V	4	63
1393	102328	HR 4521	5,6	K3 III	2	<20:
1394	102509	93 Leo	4,54	F8	14	0
1395	102510	4 Vir	5,22	A0	7	70
1396	102647	β Leo	2,23	A3 V	21	132
1397	102776		4,52	B3 Ve	4	270
1398	102870	β Vir	3,80	F8 V	14	0
1399	103079	13 Mus	5,10	B4 IV	4	48
1400	103287	γ UMa	2,54	A0 V	17	169

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1401	103578	95 Leo	5 ^m 49	A3 V	7	20
1402	103632	η Crt	5,16	A0 V	7	100
1403	103884	IG Cru	5,70	B3 V	4	160
1404	104174	ε Cha	5,05	B9	4	193
1405	104181	7 Vir	5,24	A0	7	80
1406	104321	π Vir	4,57	A4 V	17	70
1407	104337	31 Crv	5,28	B1,5 V	22	143
1408	104513	67 UMa	5,07	A3	7	106
1409	104671	θ^1 Cru	4,48	Ap	4	0
1410	104731		5,28	F4 V	4	0
1411	104841	θ^2 Cru	4,98	B2 IV	4	22
1412	104878		5,42	A0	4	185
1413	104979	σ Vir	4,3	G8 IIIw	2	<20:
1414	105211	η Cru	4,30	F0 III	4	61
1415	105382		4,81	B5 IV	4	175
1416	105435	δ Cen	2,88	B3 Ve	4	280
1417	105452	α Crv	4,18	F2 IV	4	17
1418	105521		5,62	B3	4	200
1419	105860	3 Crv	5,44	A2	4	122
1420	105937	ρ Cen	4,30	B4 V	4	145
1421	106112	4H Dra	5,12	A5	11	98
1422	106490	δ Cru	3,08	B2 IV	4	275
1423	106512	Sd		F3	5	10
1424	106591	δ UMa	3,44	A3 V	21	179
1425	106625	γ Crv	2,78	B8 III	11	20
1426	106661	6 Com	5,08	A2 V	7	183
1427	106714	7 Com	5,2	K0 IIIw	2	<15
1428	106760	HR 4668	5,2	K1 IIIs	2	<15
1429	106911	β Cha	4,38	B6 V	4	228
1430	106983	ζ Cru	4,26	B3 IV	4	186
1431	107193		5,41	A2	3	252
1432	107259	η Vir	4,00	A2 V	23	8
1433	107328	16 Vir	5,1	K0 III	2	<20:
1434	107383	11 Com	4,9	G8 IIIw	2	<20:
1435	107418	HR 4699	5,5	K1 IIIs	2	<20:
1436	107566		5,26	A5	4	85
1437	107701	12 Com	1,9	A3	17	20
1438	107832		5,42	B9 III	4	45
1439	107950	5 CVn	5,2	G7 IIIs	2	<15
1440	107966	13 Com	5,10	A3 V	7	50
1441	108225	6 CVn	5,3	G8 III—IVw	2	<20:
1442	108248	α^1 Cru	1,58	B1 IV	4	97
1443	108250		5,14	B4 IV	4	136
1444	108381	γ Com	4,6	K1 III—IV	2	<15
1445	108382	16 Com	5,04	A2	7	94
1446	108483	σ Cen	4,6	B3 Vn	4	230
1447	108541		5,60	B8	4	170
1448	108662	17 Com	5,38	A0p	4	34
1449	108722	18 Com	5,49	F5 III	8	75
1450	108767	δ Crv	3,11	B9 V	7	186

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1451	108844	74 UMa	5,44	A5	7	93
1452	109026	γ Mus	4,04	B5 V	3	278
1453	109085	η Crv	4,4	F0 IV	3	68
1454	109309	21 Vir	5,41	A0	7	120
1455	109317	HR 4783	5,7	K0 IIIw	2	<20:
1456	109358	β CVn	4,32	G0 Vw	12	<15
1457	109379	β Crv	2,8	G5 II	2	<15
1458	109387	κ Dra	3,84	B6 IIIe	15	226
1459	109485	23 Com	4,78	A0 IV	17	69
1460	109536		5,23	A5	4	78
1461	109668	α Mus	2,94	B3 IV	4	215
1462	109787	τ Cen	4,02	A2	4	120
1463	109799		5,44	F0	4	0
1464	110014	χ Vir	4,8	K2 III	2	<15
1465	110073		4,79	B8p	4	25
1466	110304	γ Cen	2,38	A0 III	4	79
1467	110335		5,02	B8e	4	185
1468	110379	γ Vir	3,65	F0 Vp	21	23
1469	110380		3,68	F0 Vs	4	40
1470	110411	ρ Vir	4,95	A0 V	13	180
1471	110423	31 Vir	5,49	A0	7	157
1472	110628		6,71	F2 IVn	4	110
1473	110879	β Mus	3,26	B3	4	90
1474	110951	32d ² Vir	5,24	A5	7	86
1475	110956	45G Cru	4,86	B3 IV	4	0
1476	111067	27 Com	5,4	K3 III	2	<15
1477	111123	β Cru	1,50	B0 III	4	32
1478	111456	HR 4867	5,87	F6 V	4	45
1479	111597		5,01	A0 IV	4	175
1480	111812	31 Com	5,07	G0 IIIs	18	82
1481	111904		5,84	B9p	4	40
1482	111968		4,34	A7 III	4	83
1483	112033	35 Com	5,1	G8 III	2	<15
1484	112078	λ Cru	4,84	B5 Vn	4	340
1485	112091	μ^1 Cru	5,46	B5 Ve	4	120
1486	112092	μ^2 Cru	4,26	B3 IV	4	10
1487	112185	ε UMa	1,68	A0p	25	35
1488	112244		5,58	O5f	4	135
1489	112409		5,29	B8	4	250
1490	112412	α^1 CVn	5,40	F0 V	8	10
1491	112413	α^2 CVn	2,90	A0p	25	29
1492	112429	8 Dra	5,3	A7	4	170
1493	112989	37 Com	5,2	K1p	2	<20:
1494	113092	9 Dra	5,8	G8 IIIw	2	<15
1495	113139	78 UMa	4,89	F2 V	18	102
1496	113226	ε Vir	2,8	G9 IIIs	2	<15
1497	113314		5,02	A0	4	183
1498	113703		4,96	B4 IV	4	214
1499	113791	ξ Cen	4,40	B2 IV	4	37
1500	113797	14 CVn	5,11	B9 V	3	150

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1501	113904	ϕ Mus	5,64	B0 I, WR	4	103
1502	113996	41 Com	5,0	K5 III	2	<15
1503	114038	49 Vir	5,4	K1 IIIs	2	<20:
1504	114330	ϕ Vir	4,44	A1 V	17	10
1505	114378,9	α Com	4,4	F5 V	7	32
1506	114447	17 CVn	6,04	F0	3	97
1507	114529		4,76	B8	4	213
1508	114642	53 Vir	5,09	F6 III — IVs	22	15
1509	114710	β Com	4,32	G0 Vw	20	10
1510	114837		5,04	F8 V	4	0
1511	114911	η Mus	4,95	B8 V	4	243
1512	115004	HR 4997	5,1	K0 IIIs	2	<20:
1513	115383	59 Vir	5,4	G0 Vs	3	<15
1514	115478	HR 5013	5,6	K3 III	2	<20:
1515	115604	20 CVn	4,66	F0 II — IIIp	27	15
1516	115617	61 Vir	4,8	G6 Vn	2	<15
1517	115659	γ Hya	3,2	G5 III	2	<15
1518	115735	21 CVn	5,13	A0	7	112
1519	115823		5,70	B5 III	4	32
1520	115892	ι Cen	2,91	A2 V	4	90
1521	116072		6,51	B3	4	270
1522	116457		5,46	F5	4	0
1523	116656	ξ^1 UMa	2,40	A2 Vp	11	33
1524	116657	ξ^2 UMa	3,96	A2m	21	70
1525	116658	α Vir	1,21	B1 V	7	172
1526	116842	80 UMa	4,02	A5 V	17	250
1527	117150		5,31	A2	4	240
1528	117176	70 Vir	5,2	G5 Vn	2	<15
1529	117360		var	F5	4	0
1530	117376		5,41	A0	4	227
1531	117818	76 Vir	5,5	K0 IIIw	2	<20:
1532	118022	78 Vir	4,93	A2p	17	22
1533	118098	ζ Vir	3,44	A3 V	13	195
1534	118214	81 UMa	5,48	A0p	7	197
1535	118216		4,96	F2 IV	17	0
1536	118232	24 CVn	4,63	A4 V	17	160
1537	118261		5,59	F5	4	108
1538	118623	25 CVn	4,92	A7 III	17	215
1539	118889		5,54	A6n	3	153
1540	118978		5,53	B9	4	225
1541	118991		5,40	B9	4	280
1542	119024	82 UMa	5,28	A2	7	215
1543	119608		7,32	B1 Ib	3	60
1544	119756		4,36	F2 III	4	120
1545	119921		5,24	A0	4	458
1546	120136	τ Boo	4,51	F7 V	17	0
1547	120307	ν Cen	3,53	B2 V	4	170
1548	120315	η UMa	1,91	B3 V	17	215
1549	120324	μ Cen	3,47	B3 Ve	4	166
1550	120452	89 Vir	5,2	K1 IIIs	2	<20:

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек.
1551	120477	v Boo	4 ^m 2	K5 III	2	<15
1552	120539	6 Boo	5,2	K4 III	2	<20;
1553	120642		5,68	B8	4	185
1554	120709		4,72	B5 IV	4	0
1555	120955		4,76	B5 IV	4	60
1556	120987		5,64	F2	4	0
1557	121263	ζ Cen	3,06	B2 IV	4	200
1558	121299	90 Vir	5,4	K2 III	2	<15
1559	121370	η Boo	2,80	G0 IV	28	17
1560	121710	9 Boo	5,2	K3 III	2	<20;
1561	121743	φ Cen	4,05	B2 V	4	180
1562	121790	v Cen	4,17	B3 IV	4	150
1563	121996	10 Boo	5,42	A0 V	7	87
1564	122223		4,39	F7 I — II	4	0
1565	122408	τ Vir	4,34	A3 III	4	141
1566	122451	β Cen	0,86	B1 II	4	128
1567	122980	χ Cen	4,54	B2 V	4	0
1568	123299	α Dra	3,64	A0 III	21	10
1569	123998	η Aps	4,97	A2p	4	46
1570	123999	12 Boo	4,82	F8 IV	17	20
1571	124224		4,90	B9p	13	118
1572	124294	κ Vir	4,2	K3 III	2	<20;
1573	124367		5,20	B3 Ve	4	300
1574	124547	4 UMi	5,1	K3 III	2	<15
1575	124570	14 Boo	5,54	F8	4	0
1576	124675	κ ² Boo	4,60	A7 IV	17	140
1577	124679	15 Boo	5,5	K0 IIIw	2	<20;
1578	124683		5,58	B9	3	40
1579	124671	ε Aps	5,20	B4 IV	4	225
1580	124850	ι Vir	4,16	F7 IVs	18	19
1581	124897	α Boo	0,0	K2 IIIp	2	<15
1582	125158		5,28	A3	4	0
1583	125161	λ Boo	4,78	A7 V	14	126
1584	125162	ι Boo	4,26	A0p	13	116
1585	125238	ι Lup	4,10	B3 V	4	150
1586	125248		5,74	A0p	3	57
1587	125288	v Cen	4,41	B5 II	4	50
1588	125337	λ Vir	4,60	A8m	6	65
1589	125351	HR 5361	5,0	K1 IIIs	2	<15
1590	125442		5,03	F0	4	32
1591	125451	18 Boo	5,31	F5 IV — Vs	11	39
1592	125454	v Vir	5,2	G8 III	2	<20;
1593	125473	ψ Cen	4,17	A0 IV	4	110
1594	125560	20 Boo	5,1	K3 III	2	<15
1595	125823	α Cen	4,55	B6 III	4	0
1596	125835		5,71	A2 Ia	4	0
1597	126129		5,11	A0	7	171
1598	126248		5,08	A3	7	248
1599	126341	τ ¹ Lup	4,65	B3 III	4	0
1600	126354	τ ² Lup	4,49	F8	4	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1601	126660	θ Boo	4,06	F7 Vw	17	32
1602	126661	22 Boo	5,36	A5	7	50
1603	126868	φ Vir	5,0	B2 III	6	0
1604	126981		5,49	B9	4	172
1605	126983		5,52	A2	4	0
1606	127381	σ Lup	4,66	B2 V	4	121
1607	127665	ρ Boo	3,80	K3 III	2	<15
1608	127700	5 UMi	4,5	K4 III	2	<15
1609	127762	γ Boo	3,0	A7 IqI	27	135
1610	128167	σ Boo	4,48	F2 V	17	0
1611	128345	ρ Lup	4,14	B5 V	4	203
1612	128429			Sd F5	5	15
1613	128898	α Cir	3,41	F0 Vp	4	0
1614	128998		5,52	A0	3	177
1615	129002	33 Boo	5,39	A0	7	120
1616	129056	α Lup	2,89	B1 III	4	0
1617	129116		4,09	B3 V	4	175
1618	129174	π^1 Boo	4,94	B9 IIIp	17	0
1619	129175	π^2 Boo	5,81	Am	3	117
1620	129246,7	ζ Boo	3,8	A2 V	3	225
1621	129312	31 Boo	5,1	G8 IIIw	2	<15
1622	129422		5,34	A7 V	4	154
1623	129502	μ Vir	3,95	F5 IVw	18	46
1624	129685		5,00	A0	4	504
1625	129926	54 Hya	5,03	F5	4	160
1626	129956	108 Vir	5,54	B9	3	70
1627	129972	$\circ$ Boo	4,7	K0 IIIs	2	<15
1628	130109	109 Vir	3,76	A0 V	10	335
1629	130158		5,67	A0p	4	0
1630	130274	57 Hya	5,80	B9 V	4	180
1631	130559	μ Lib	5,38	A2p	7	38
1632	130807	$\circ$ Lup	4,49	B6 III	4	40
1633	130819	α^1 Lib	5,33	F5 IV — Vw	7	13
1634	130841	α^2 Lib	2,90	A3 V	3	111
1635	130952	11 Lib	5,1	G8 III — IVw	2	<15
1636	131111	HR 5541	5,6	K0 III — IVw	2	<15
1637	131120		5,11	B8	4	94
1638	131562		5,56	A2	4	103
1639	131873	β UMi	2,0	K4 III	2	<15
1640	132052	16 Lib	4,6	F0 IV	10	120
1641	132058	β Lup	2,81	B2 V	4	130
1642	132200	κ Cen	3,35	B2 III	4	50
1643	132742	δ Lib	var	A0	7	116
1644	132955	45 Lup	5,45	B4 IV	4	0
1645	133124	ω Boo	4,9	K4 III	2	<15
1646	133165	110 Vir	4,7	K0 IIIs	2	<15
1647	133208	β Boo	3,6	G8 II — IIIs	2	<15
1648	133242	π Lup	4,72	B5 IV	4	272
1649	133582	ψ Boo	4,6	K2 III	2	<15
1650	133955	λ Lup	4,39	B3 IV	4	177

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1651	133962	47 Boo	5 ^m 69	A0	3	90
1652	134083	45 Boo	5,03	F5 Vw	21	46
1653	134190	HR 5691	5,5	F8 Vs	2	<20:
1654	134481	κ^1 Lup	4,14	B9 V	4	237
1655	134482	κ^2 Lup	6,04	A0	4	186
1656	134687	ϵ Lup	4,92	B3 III	4	0
1657	134759	ι Lib	4,66	A3 IV	7	74
1658	135153	1 Lup	4,95	F0 I	4	0
1659	135240	δ Cir	5 ^m 24	O5f	4	250
1660	135379	β Cir	4,16	A3 V	4	79
1661	135502	χ Boo	5,26	A2 V	7	112
1662	135591		5,50	O5f	4	128
1663	135722	δ Boo	3,4	G8 IIIw	2	<20:
1664	135734	μ Lup	4,36	B8	4	307
1665	135742	β Lib	2,74	B8 V	10	230
1666	135876	79 Lup	5,78	B8 V	4	95
1667	136064	HR 5691	5,3	F8 Vs	2	<20;
1668	136202	5 Ser	5,1	F8 IV—Vw	9	0
1669	136298	δ Lup	3,43	B3 IV	4	350
1670	136351		5,06	F8	4	0
1671	136415,6	γ Cir	4,52	B5, F8	4	278
1672	136504	ϵ Lup	3,74	B3 IV	4	120
1673	136514	6 Ser	5,7	K3 III	2	<15
1674	136664	φ^1 Lup	4,69	B3 IV	4	197
1675	136726	11 UMi	5,3	K4 III	2	<15
1676	136729		5,52	A3	3	43
1677	136849	50 Boo	5,36	B9 V	4	400
1678	136933	φ^2 Lup	5,38	A0	4	0
1679	137052	ϵ Lib	5,0	F5 Vs	6	0
1680	137058	κ Lup	4,68	A0 IV	4	230
1681	137391	μ Boo	4,47	F0 III	17	90
1682	137422	γ UMi	3,14	A3 II—III	21	161
1683	137759	ι Dra	3,4	K2 III	2	<15
1684	137898	10 Ser	5,12	A5	7	139
1685	137909	β CrB	3,72	F0 III	27	28
1686	138413		5,46	A2	7	49
1687	138481	52v ¹ Boo	5,3	K5 III	2	<15
1688	138485	35 ξ^4 Lib	5,59	B3 III	3	360
1689	138629	v ² Boo	4,98	A2	3	263
1690	138690	γ Lup	2,95	B3 V	4	350
1691	138716	37 Lib	4,9	K1 IIIw	2	<20:
1692	138749	θ CrB	4,22	B5 Ve	10	400
1693	138764		5,15	B6 IV—V	17	13
1694	138769	α Lup	4,84	B3 IV	4	105
1695	138905	γ Lib	4,1	G8 III—IVw	2	<15
1696	138918	δ Ser	4,23	F0 IV	13	83
1697	139006	α CrB	2,31	A0 V	25	133
1698	139129		5,48	B9 V	4	0
1699	139195	16 Ser	5,6	K0p	2	<15
1700	139365	40 τ Lib	3,80	B4 V	7	200

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1701	139641	ϕ Boo	5,4	G8 IVs	2	<20:
1702	139664		4,69	F2 IV	4	97
1703	139669	θ UMi	5,4	K5 III	2	<15
1704	139892	ζ^2 CrB	5,07	B7 V	9	136
1707	140008		4,82	B6 V	4	0
1706	140159	ι Ser	4,49	A1 V	7	106
1707	140436	γ CrB	3,93	A0 III—IV	17	121
1708	140573	α Ser	2,7	K2 III	2	<15
1709	140728		5,48	A0p	7	109
1710	140873	25 Ser	5,37	B8	8	114
1711	141003	β Ser	3,74	A2 IV	13	200
1712	141004	λ Ser	4,42	G0 Vw	10	<15
1713	141513	μ Ser	3,63	A0 V	17	83
1714	141527	R CrB	var	G0p	4	18
1715	141556	χ Lup	4,11	A0 IV	4	0
1716	141637	1 Sco	4,77	B3 V	14	310
1717	141675		5,79	A2	3	82
1718	141680	ω Ser	5,4	G8 IIIw	2	<15
1719	141714	δ CrB	4,7	G5 III—IVw	2	<15
1720	141795	ε Ser	3,75	Am	17	42
1721	141891	β TrA	3,0	F2 IV	4	96
1722	141992	ρ Ser	5,0	K5 III	2	<15
1723	142091	κ CrB	5,0	K0 III—IVs	2	<15
1724	142096	λ Lib	5,06	B3 V $\frac{1}{2}$	14	210
1725	142105	ζ UMi	4,34	A3 V	13	232
1726	142114	2 Sco	4,66	B3 Vn	10	310
1727	142165	4 Sco	5,44	B6 Vn	14	288
1728	142184	5 Sco	5,36	B3 Vn	10	400
1729	142198	θ Lib	4,4	G8 III—IVw	2	<20:
1730	142373	χ Her	4,61	F9 Vw	18	10
1731	142629	ξ^1 Lup	5,37	A0	4	76
1732	142630	ξ^2 Lup	5,73	A0	4	215
1733	142669	ρ Sco	4,62	B2 V	14	175
1734	142860	γ Ser	3,86	F6 Vw	21	15
1735	142908	λ CrB	5,47	F2	7	83
1736	142983	48 Lib	4,68	B3e	10	400
1737	143018	π Sco	3,00	B1 V	12	163
1738	143107	ε CrB	4,2	K3 III	2	<15
1739	143118	η Lup	3,61	B3 V	4	250
1740	143275	δ Sco	2,54	B0 IV	17	182
1741	143466		4,96	F0 IV	17	164
1742	143474		4,87	A5 V	4	148
1743	143666	5 Her	5,4	K0 IIIw	2	<15
1744	143699		4,97	B5 V	4	225
1745	143761	ρ CrB	5,43	G2 Vw	10	10
1746	143807	ι CrB	4,91	A0 IIIp	13	10
1747	143894	π Ser	4,82	A3 V	17	120
1748	144070	ξ Sco	4,77	F6 IV	17	13
1749	144197	δ Nor	4,84	A7m	4	0
1750	144206	ν Her	4,68	B9p	17	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1751	144217	β^1 Sco	2 ^m 90	B0, 5 V	7	130
1752	144218	β^2 Sco	5,06	B2 V	14	85
1753	144284	θ Dra	4,11	F8 IV—V	21	24
1754	144294	θ Lup	4,33	B3 V	4	335
1755	144470	ω^1 Sco	4,13	B1 V	7	150
1756	144480		5,79	A0	4	95
1757	144987		5,58	B8	4	180
1758	145001	κ Her A	5,1	G8 IIIs	2	<20:
1759	145328	τ CrB	5,1	K0 IIIw	2	<15
1760	145389	φ Her	4,26	B8 Vp	17	0
1761	145454		5,40	A0	3	203
1762	145482	$13\iota^2$ Sco	4,70	B3 Vn	10	210
1763	145502	ν Sco	4,29	B2 IV	17	210
1764	145570	Ψ Sco	4,91	A2 V	17	32
1765	145607	16 Sco	5,49	A3	7	210
1766	145842	θ Nor	5,39	B8	4	250
1767	145897	χ Sco	5,5	K3 IIIw	2	<15
1768	146624		4,87	A2 V	4	49
1769	146791	ε Oph	3,1	G8 III	2	<15
1770	146836		5,42	F5 III	4	0
1771	147084	19 Sco	4,76	A5 III	4	0
1772	147152		5,49	B6 V	4	153
1773	147165	σ Sco	3,08	B1 III	9	53
1774	147394	τ Her	3,91	B5 V	21	20
1775	147449	σ Ser	4,80	F0 V	17	85
1776	147547	γ Her	3,79	A9 III	31	152
1777	147628		5,43	B8	4	158
1778	147677	ξ CrB	4,9	K0 IIIs	2	<15
1779	147700	Ψ Oph	4,6	K0 IIIw	2	<15
1780	147767	$21\nu^2$ CrB	5,5	K5 III	2	<15
1781	147787	ι TrA	5,30	F0	4	0
1782	147933	ρ Oph	5,22	B1 V	14	280
1783	147971	ε Nor	4,80	B3 V	4	105
1784	148048	η UMi	5,04	F0	7	61
1785	148112	ω Her	4,56	A1p	17	44
1786	148184	χ Oph	4,57	B1 IVe	17	125
1787	148283	25 Her	5,53	A3	3	198
1788	148293	HR 2126	5,6	K2 III	2	<20:
1789	148379		5,46	B1p	4	90
1790	148387	η Dra	2,7	G8 IIIs	2	<15
1791	148513	HR 5136	5,7	K4 IIIp	2	<20:
1792	148605	22 Sco	4,87	B2 V	14	280
1793	148688	71 Sco	5,47	B1 Iae	4	128
1794	148703	κ Sco	4,33	B2 V	4	77
1795	148786	φ Oph	4,4	G8 IIIs	2	<20:
1796	148856	β Her	2,6	G8 IIIs	2	<20:
1797	148857	λ Oph	3,85	A1 V	17	145
1798	148897	HR 6152	5,5	G8p	2	<15
1799	148898	ω Oph	4,57	F0	7	36
1800	149038	μ Nor	5,15	B0p	4	130

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1801	149161	29 Her	5,71	K5 III	2	<20:
1802	149363		8,0	B0,5 III	3	95
1803	149438	τ Sco	2,91	B0 V	17	13
1804	149630	σ Her	4,25	A0	13	277
1805	149757	ζ Oph	2,70	09,5 V	20	400
1806	150100	16 Dra	5,64	A0	3	130
1807	150117	17 Dra	5,56	A2	3	247
1808	150416	24 Sco	5,2	G8 II	2	<20:
1809	150449	HR 6199	5,5	K1 IIIs	2	<15
1810	150680	ζ Her	2,8	G0 IVw	2	<15
1811	150745		5,94	B3	4	232
1812	150898		5,76	B0	4	105
1813	150997	η Her	3,5	G8 IIIs	12	8
1814	151101	18 Dra	5,0	K1p	2	<20:
1815	151217	43 Her	5,5	K5 III	2	<15
1816	151525	45 Her	5,28	A0p	4	41
1817	151613		4,88	F2 V	17	51
1818	151769	20 Oph	4,73	F5 IV—V	23	14
1819	151890	μ^1 Sco	3,09	B1,5 V	4	225
1820	151956	47 Her	5,46	A0	7	35
1821	151985	μ^2 Sco	3,64	B2 IV	4	115
1822	152107	52 Her	4,86	A2p	17	49
1823	152127	21 Oph	5,47	A0	7	58
1824	152234		5,34	B0,5 Ia	4	152
1825	152236		4,88	B1 Iae	4	105
1826	152326	51 Her	5,3	K2 II—III	2	<15
1827	152598	53 Her	5,35	F0	7	59
1828	152601	23 Oph	5,5	K2 III	2	<20:
1829	152614	ι Oph	4,29	B8 V	17	110
1830	152815	HR 6287	5,8	G8 IIIw	2	<15
1831	153210	κ Oph	3,2	K2 III	2	<15
1832	153580		5,36	F8	4	57
1833	153597	19 Dra	4,82	F6 Vn	16	0
1834	153687	30 Oph	5,1	K4 III	2	<20:
1835	153751	ε UMi	4,4	G5 IIIs	8	27
1836	153808	ε Her	3,92	A0 V	21	90
1837	154029	59 Her	5,27	A3 III	7	34
1838	154090	k Sco	4,87	B1 IIIe	4	165
1839	154494	60 Her	4,91	A2 IV	17	128
1840	154905	μ Dra	5,83	F5	4	10
1841	154906	μ Dra	5,80	A2	4	0
1842	155103		5,38	A5	7	86
1843	155125	η Oph	2,63	A2,5 V	7	5
1844	155203	η Sco	3,2	F2 III	4	225
1845	155410	HR 6388	5,3	K3 III	2	<15
1846	155763	ζ Dra	3,25	B6 III	21	23
1847	155806		5,50	B3p	4	208
1848	156014	α^1 Her	3,48	M5 II	4	28
1849	156098		5,55	F5	4	0
1850	156164	δ Her	3,16	A3 III	10	305

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1851	156266	41 Oph	4 ^m 9	K2 III	2	<15
1852	156283	π Her	3,2	K3 II	2	<15
1853	156295		5,47	A3	7	138
1854	156633	68 Her	var	B3 III	8	221
1855	156681	HR 6433	5,3	K4 II—III	2	<15
1856	156729	69 Her	4,80	A2 V	17	154
1857	156897	ξ Oph	4,46	F2 V	4	0
1858	156928	ν Ser	4,35	A1 V	17	122
1859	157042	ι Ara	5,50	B3e	4	388
1860	156056	θ Oph	3,37	B2 IV	12	51
1861	167087		5,32	A3 III	7	0
1862	157198	70 Her	5,12	A1 V	7	125
1863	157214	72 Her	5,36	G0 Vn	6	0
1864	157243	146 Sco	5,10	B6 V	4	148
1865	157246	γ Ara	3,51	B1 III	4	333
1866	157788	ρ Her	5,47	A0p	3	187
1867	157792	44 Oph	4,28	A9 V	4	57
1868	157857		7,43	O7f	3	120
1869	157919	45 Oph	4,37	F5 IV	4	31
1870	157950		4,61	F3 V	17	50
1871	157999	σ Oph	4,5	K3 II	2	<20:
1872	158148		5,42	B6 V	14	270
1873	158352		5,16	A5	7	153
1874	158408	ν Sco	2,80	B2 IV	4	83
1875	158427	α Ara	2,97	B3 Ve	4	286
1876	158661		8,2	B0,5 Ib	3	95
1877	158899	λ Her	4,7	K4 III	2	<15
1878	158926	λ Sco	1,71	B2 IV	4	300
1879	159181	β Dra	2,99	G2 II	22	13
1880	159492	π Ara	5,31	A3	4	45
1881	159532	θ Sco	2,0	F0 I—II	4	125
1882	159541	ν^1 Dra	4,98	Am	14	77
1883	159560	ν^2 Dra	4,95	Am	14	47
1884	159561	α Oph	2,14	A5 III	17	250
1885	159876	ξ Ser	3,64	F0 IV	11	30
1886	159966	27 Dra	5,3	K0 IIIw	2	<15
1887	159975	μ Oph	4,65	B8 V	17	135
1888	160032	λ Ara	4,84	F5	4	0
1889	160269	26 Dra	5,31	G1 V	13	20
1890	160578	κ Sco	2,51	B2 IV	4	99
1891	160613	$\circ$ Ser	4,39	A2 V	14	96
1892	160762	ι Her	3,79	B3 IV	21	0
1893	160915	58 Oph	4,89	F5 V	4	0
1894	160922	ω Dra	4,87	F5 Vw	21	20
1895	161096	β Oph	2,9	K2 III	2	<15
1896	161471	ι Sco	3,1	F2 Ia	4	40
1897	161592	X Sgr	var	F8	4	25
1898	161797	μ Her	3,48	G5 IVw	12	<15
1899	161840		4,83	B8	4	38
1900	161868	γ Oph	3,74	A0 V	4	0

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1901	161912		4 ^m 88	A0p	13	220
1902	161961		8,2	B0,5 III	3	60
1903	162003	ψ DraA	4,90	F5 Vs	21	10
1904	162064		8,98	B0 Ia	3	85
1905	162211	87 Her	5,3	K2 III	2	<15
1906	162579	30 Dra	5,19	A2	7	152
1907	163217	90 Her	5,2	K3 III	2	<20:
1908	163506	89 Her	5,48	F2 Ia	11	18
1909	163588	ξ Dra	3,8	K2 III	2	<15
1910	163770	θ Her	3,8	K1 II	2	<20:
1911	163800		6,92	O9	3	145
1912	163917	ν Oph	3,4	K0 IIIs	2	<15
1913	163955	4 Sgr	4,76	A0	4	190
1914	163989	35 Dra	5,04	F6 IV—Vs	11	10
1915	164058	γ Dra	2,2	K5 III	2	15
1916	164136	ν Her	4,48	F2 II	24	25
1917	164259	ζ Ser	4,60	F3 V	18	83
1918	164284	66 Oph	4,84	B2 Ve	14	300
1919	164349	93 Her	4,8	K0 II—III	2	<15
1920	164353	67 Oph	3,92	B5 Ib	31	15
1921	164577	68 Oph	4,44	A1 V	13	252
1922	164584	7 Sgr	5,49	A5	4	23
1923	164765	τ Oph	5,34	F0	7	10
1924	164794	9 Sgr	5,86	O5f	10	140
1925	164852	96 Her	5,09	B3 V	13	182
1926	164975	W Sgr	var	F8p	4	27
1927	165024	θ Ara	3,90	B1 II	4	110
1928	165040	π Pav	4,44	A5	4	0
1929	165049		8,07	B2 III	3	<20
1930	165319		8,1	B0 Ia	3	85
1931	165341	70 Oph A	4,3	K0 V	2	<20:
1932	165760	71 Oph	4,8	G8 III—IVs	2	<20:
1933	165777	72 Oph	3,73	A4 V	17	78
1934	165908	99 Her	5,2	F7 Vw	11	2
1935	166014	o Her	3,85	B9 V	13	139
1936	166046	100 Her	6,0	A3	3	247
1937	166045		5,9	A3	3	187
1938	166182	102 Her	4,32	B2 V	18	27
1839	166208	HR 6791	5,2	K0p	2	<15
1940	166205	δ UMi	4,44	A1 V	17	180
1941	166230	101 Her	5,21	A3	7	67
1942	166286		7,58	B1 II	3	135
1943	166287		7,6	B0,5 III	3	70
1944	166540		8,3	B0,5 IV	3	60
1945	166546		7,17	O9,5 III	3	70
1946	166596		5,53	B3	4	195
1947	166689		7,34	B1 Ib—II	3	70
1948	166866	41 Dra	5,80	F5	4	0
1949	166937	μ Sgr	4,01	B8 Iae	12	65
1950	167263	16 Sgr	6,02	O9 II	3	135

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
1951	167264	15 Sgr	5 ^m 42	B0 Ia	14	80
1952	167287		8,3	B1 Ib	3	260:
1953	167659		8,1	O8	3	135
1954	167660	WZ Sgr	var	G5	7	24
1954a	167965		5,42	B6 V	17	200
1955	168151	36 Dra	5,0	F5 Vw	4	0
1956	168608	Y Sgr	var	F5p	4	18
1957	168656	74 Oph	4 ^m 92	G8 IIIs	2	<20:
1958	168723	η Ser	3,3	K0 III—IVw	2	<20:
1959	168733		5,39	B8	4	0
1960	168775	κ Lyr	4,5	K2 III	2	<15
1961	168797		6,14	B2	10	300
1962	168905		5,42	B3 Vn	4	285
1963	168914	107 Her	5,05	A5	3	236
1964	169156	ζ Sct	4,9	K0 IIIw	2	<15
1965	169191	HR 6885	5,4	K3 III	2	<15
1966	169414	109 Her	4,0	K2 III	2	<15
1967	169467	α Tel	3,76	B3 III	4	0
1968	169702	μ Lyr	5,04	A3 III	7	131
1969	169978	ν Pav	4,81	B8	7	108
1970	169985	59 Ser	5,33	A0	3	177
1971	170000	φ Dra	4,24	A0p	14	60
1972	170073	39 Dra	4,85	A1 V	17	182
1973	170153	χ Dra	3,69	F7 Vs	21	0
1974	170296	γ Sct	4,73	A3 V	17	224
1975	170465	δ^1 Tel	5,05	B8	4	0
1976	170474	60 Ser	5,6	K0 III	2	<15
1977	170479		5,44	A3	4	115
1978	170523	δ^2 Tel	5,33	B5 IV	4	0
1979	170642		5,25	A2	4	145
1980	170693	42 Dra	5,1	K2 III	2	<15
1981	170716		8,9	B0,5 Ib	3	70
1982	170938		8,7	B1 Ia	3	70
1983	171034		5,38	B3 IV	4	170
1984	171301		5,37	B8 IV	4	46
1985	171391	HR 6970	5,4	G8 IIIs	2	<20:
1986	171443	α Sct	4,0	K3 III	2	<15
1987	171589		8,8	O7f	3	135
1988	171635	45 Dra	4,95	F7 Ib	28	15
1989	171779	HR 6983	5,5	K0 III	2	<15
1990	171780		6,11	B3e	10	310
1991	171802		5,40	dF2	4	2
1992	171834		5,41	dF1	4	67
1993	172044		5,46	B8 IIp	7	39
1994	172052		6,79	F5 Ib	7	11
1995	172167	α Lyr	0,14	A0 V	21	0
1996	172275		9,4	O6	3	135
1997	172555		4,90	A2	4	132
1998	172748	2 Aql	4,74	F3 III—IV	17	24
1999	172777	λ CrA	5,13	A1 V	4	130
2000	172910		4,82	B3 V	4	12

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2001	173009	ε Sct	5,71	G8 II	2	<20:
2002	173168	ϑ Pav	5,89	A3	4	190
2003	173300	φ Sgr	3,30	B8 III	7	42
2004	173370	4 Aql	5,04	B9 V	14	350
2005	173438		8,1	B0,5 Ia	3	85
2006	173524	46 Dra	5,08	A0	7	20
2007	173582	ε^1 Lyr	5,06	A3	3	219
2008	173607	ε^2 Lyr	5,14	A5	3	257
2009	173638		5,81	F2 Ib—II	7	15
2010	173648	ζ Lyr	4,37	Am	17	37
2011	173649	ζ^2 Lyr	5,95	F0 IV	3	192
2012	173667	110 Her	4,26	F6 V	21	5
2013	173764	β Sct	4,47	G5 II	16	0
2014	173780	HR 7064	5,0	K3 III	2	<15
2015	173783		9,2	O9 I	3	95
2016	173880	111 Her	4,37	A3 V	21	81
2017	173948	λ Pav	4,42	B1 Ve	4	260
2018	173987		9,1	B0,5 Iab	3	85
2019		BD—0°3584	9,1	O,8	3	110
2020	174237		5,89	B3e	10	170
2021	174602	9v ² Lyr	5,16	A2	7	162
2022	174933	112 Her	5,33	B9 II—III	10	23
2023	174980	HR 7117	5,5	K0 II—IIIw	2	<15
2024	175156	HR 7119	5,04	B5 III	17	11
2025	175191	σ Sgr	2,14	B3 IV	17	225
2026	175286	50 Dra	5,37	A0	11	49
2027	175306	o Dra	4,8	K0 II—IIIw	2	<20:
2028	175362	31 CrA	5,41	B8 IV	4	0
2029	175426	δ^1 Lyr	5,51	B3	8	133
2030	175492/3	113 Her	4,56	Comp	14	0
2031	175510	λ Tel	5,03	B9 III	4	70
2032	175535	HR 7137	5,1	G8 IIIs	2	<20:
2033	175638	ϑ^1 Ser	4,50	A5 V	17	143
2034	175639	ϑ^2 Ser	5,37	A5	7	204
2035	175687	36 ξ Sgr	5,06	A0	4	12
2036	175761	η Sct	5,1	K2 III	2	<20:
2037	175813	ε CrA	4,87	F0 V	4	130
2038	176051	HR 7162	5,5	G0 Vw	2	<15
2039	176155		5,37	F5	4	17
2040	176162		5,36	B5 V	17	150
2041	176232	10 Aql	5,94	A3p	3	103
2042	176303	11 Aql	5,37	F8 IVw	11	27
2043	176411	ε Aql	4,2	K2 III	2	<15
2044	176437	γ Lyr	3,30	B9 III	17	97
2045	176524	v Dra	5,0	K0 IIIw	2	<15
2046	176527	HR 7181	5,5	K2 III	2	<15
2047	176670	λ Lyr	5,2	K3 III	2	<20:
2048	176678	12 Aql	4,0	K1 IIIw	2	<15
2049	176687	ζ Sgr	2,71	A2 III	4	105
2050	176723		5,73	F0	4	200

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2051	176841		5 ^m 50	B5 V	14	320
2052	176984	14 Aql	5,55	A0	3	65
2053	177003		5,24	B3 V	17	19
2054	177074	134 Sgr	5,53	A0 IV	4	105
2055	177171	ρ Tel	5,18	G0	4	45
2056	177196	16 Lyr	5,06	A5	7	140
2057	177474/5	γ CrA	5,01	F8 V	4	0
2058	177482	σ Oct	5,48	F0	4	105
2059	177517		5,90	A0p	3	290
2060	177724	ξ Aql	3,02	B9 V	13	335
2061	177756	λ Aql	3,55	B8 V	18	195
2062	177812		8,9	B1 Ib	3	70
2063	178125	Υ Aql	5,10	B7 V	8	76
2064	178175		5,54	B2 Ve	14	219
2065	178207		5,35	A0	7	215
2066	178233		5,46	A5	3	192
2067	178253	α CrA	4,12	A2	4	180
2068	178359	TT Aql	var	G5	7	22
2069	178449	17 Lyr	5,04	F0	4	143
2070	178475	ι Lyr	5,13	B3 V	10	310
2071	178524	π Sgr	3,0	F2 II	25	25
2072	178596	19 Aql	5,37	dF2	4	116
2073	179406	20 Aql	5,37	B3 IV	17	200
2074	179761	21 Aql	5,10	B8	4	0
2075	179950	ψ Sgr	4,93	F5	4	0
2076	180006	53 Dra	5,4	G8 III	2	<20:
2077	180163	η Lyr	4,46	B3 IV	21	17
2078	180317	1 Sge	5,62	A3	3	273
2079	180482	22 Aql	5,40	A2	7	87
2080	180540	43 Sgr	5,0	G8 II	2	<20:
2081	180554	1 Vul	4,60	B3 V	17	130
2082	180555		5,46	B9 V	7	185
2083	180610	54 Dra	5,3	K2 III	2	<20:
2084	180711	δ Dra	3,1	G9 IIIw	2	<15
2085	180777	59 Dra	5,06	F0	7	57
2086	180809	θ Lyr	4,5	K0 II	2	<20:
2087	180868	ω Aql	5,14	A5	7	123
2088	180885	162 Sgr	5,61	B4 IV	4	155
2089	180972	23 Aql	5,4	K2 II—III	2	<20:
2090	180968	2 Vul	5,40	B0,5 IV	7	400
2091	181276	κ Cyg	3,9	K0 IIIs	2	<15
2092	181296	η Tel	5,16	A0	4	320
2093	181333	28 Aql	5,42	(gF4)	7	43
2094	181391	26 Aql	5,2	F8 III—IVw	3	<15
2095	181440	27 Aql	5,46	B9	4	61
2096	181454	β^1 Sgr	4,24	B8 V	4	79
2097	181577	ρ Sgr	3,95	(d A7n)	4	77
2098	181615/6	ν Sgr	4,58	B8p	12	38
2099	181623	β^2 Sgr	4,51	F0	4	143
2100	181869	α Sgr	4,11	B9 III	4	79

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2101	181984	τ Dra	4,7	K3 III	2	<15
2102	182255	3 Vul	4,92	B5 V	17	40
2103	182369	47 χ^1 Sgr	5,01	A5	4	65
2104	182564	π Dra	4,63	A2	17	25
2105	182568	2 Cyg	4,86	B3 IV	17	155
2106	182572	31 Aql	5,4	G8 IV	2	<15
2107	182640	δ Aql	3,4	F0 IV—V	25	85
2108	182762	4 Vul	5,4	K0 IIIw	2	<20:
2109	182835	ν Aql	4,86	F2 Ib	28	11
2110	183066	4 Cyg	5,15	B8p	4	31
2111	184006	ι Cyg	3,94	A5 V	13	220
2112	184171	8 Cyg	4,85	B3 IV	17	5
2113	184406	μ Aql	4,8	K3 II	2	<20:
2114	184552	51 Sgr	5,58	A3p	4	0
2115	184606	9 Vul	4,88	B7 V	10	235
2116	184707	52 Sgr	4,66	B9	4	55
2117	184759/60	9 Cyg	5,42	F5, A0	7	17
2118	184875		5,29	A2	7	95
2119	184915	κ Aql	5,04	B0,5 III	14	280
2120	184930	ι Aql	4,28	B5 V	17	90
2121	185144	σ Dra	4,8	K0 V	2	<15
2122	185351	HR 7468	5,4	K0 IIIw	2	<20:
2123	185395	θ Cyg	4,64	F4 V	21	5
2124	185507	σ Aql	5,17	B3 IV	7	139
2125	185758	α Sge	4,37	G0 II	16	0
2126	185762	45 Aql	5,52	A0	3	111
2127	185872	14 Cyg	5,39	B8	7	15
2128	185958	β Sge	4,5	G8 II	2	<20:
2129	186005	55 Sgr	5,10	F0 III	7	170
2130	186155		5,10	F4	4	48
2131	186203/4	χ Aql	5,32	F5, A3	4	0
2132	186219	70 Pav	5,52	Am	4	68
2133	186486	10 Vul	5,6	G8 IIIw	2	<15
2134	186675	15 γ Cyg	5,1	G8 IIIs	2	<20:
2135	186791	γ Aql	2,8	K3 II	2	<15
2136	186882	δ Cyg	2,97	B9,5 III	17	185
2137	186957		5,54	A2	4	48
2138	186980		7,28	O7,5	3	145
2139	186994		8,1	B0 III	3	135
2140	187013	17 χ CygA	5,2	F5 Vw	6	0
2141	187203		6,38	F8 Ib—II	7	26
2142	187459		6,35	B0,5 Ib	3	135
2143	187474		5,39	A0p	4	0
2144	187642	α Aql	0,89	A7 IV, V	21	205
2145	187691	$\circ$ Aql	5,2	F8 Vs	2	<15
2146	187811	12 Vul	4,94	B3 IV	17	290
2147	187921	SV Vul	var	K0	7	24
2148	188001	9 Sge	6,29	O8f	10	110
2149	188056	20 Cyg	5,2	K3 III	2	<20:
2150	188119	ε Dra	3,9	G8 IIIw	2	<20:

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2151	188162		5 ^m 35	A0	4	50
2152	188209		5,51	O9,5 III	3	85
2153	188228	ε Pav	4,40	A0 V	4	130
2154	188260	13 Vul	4,50	A0 III	17	51
2155	188310	ξ Aql	5,0	K0 III w	2	<20:
2156	188485		5,47	A0 III	3	182
2157	188512	β Aql	3,8	G8 IV w	2	<20:
2158	188665	23 Cyg	5,04	B5 V	17	140
2159	188727	S Sge	var	G0 p	7	20:
2160	188728	φ Aql	5,29	AIV	11	22
2161	188892	22 Cyg	4,87	B5 III	17	90
2162	188899	61 Sgr	5,05	A2 IV	7	110
2163	188947	η Cyg	4,03	K0 III w	2	<20:
2164	189037	ψ Cyg	4,90	A3 IV, V	10	300
2165	189090	11 Sge	5,38	B9 IV	4	58
2166	189103	θ ¹ Sgr	4,39	B3 IV	4	60
2167	189118		5,34	A3	4	0
2168	189178		5,43	B5 V p	10	200
2169	189245		5,67	F5	4	85
2170	189276	HR 7633	5,2	K5 II—III	2	<20:
2171	189319	γ Sge	3,7	K5 III	2	<15
2172	189395		5,44	B9 III	4	166
2173	189687	25 Cyg	5,22	B3 V e	13	240
2174	189849	15 Vul	4,74	Am	17	20
2175	190004	16 Vul	5,3	K0	4	130
2176	190147	26 Cyg	5,3	K1 II—III	2	<20:
2177	190229	14 Sge	5,47	B8 II—III	7	61
2178	190429		6,69	O5 f	10	170
2179	190603		5,69	B1,5e Ia	3	≤20
2180	190608	η Sge	5,2	K2 III	2	<20:
2181	190864		8,2	O6	10	100
2182	190940	ρ Dra	4,7	K3 III	2	<20:
2183	190967		7,92	B1 1b—II	3	170
2184	190993	17 Vul	5,08	B3 V	17	200
2185	191139		8,1	B0,5 III	3	60
2186	191201		7,12	B0 III	3	145
2187	191495		8,12	B0 V	3	390
2188	191566		7,17	B0,5 IV	3	85:
2189	191610	28 Cyg	4,99	B3 Ve	13	315
2190	191612		8,2	O8	3	110
2191	191692	θ Aql	3,37	A0 III	15	39
2192	191747	18 Vul	5,46	A2	4	39
2193	191917		7,8	B1 III	3	45
2194	191978		7,8	O8	3	145
2195	192281		7,47	O5f	10	290
2196	192422		7,10	B0,5 Ib	3	85
2197	192425	ρ Aql	4,96	A2 V	17	152
2198	192514	σ ¹ Cyg	4,96	A3 III	14	160
2199	192518	21 Vul	5,20	A3	7	275
2200	192577	31σ ² Cyg	4,16	K0 + B 8	10	<25

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2201	192639		7 ^m ,02	O8f	10	120
2202	192640	29 Cyg	4,98	A2 IIIp	17	95
2203	192685		4,82	B3 V	17	265
2204	192696	33 Cyg	4,32	A3 IV, V	17	270
2205	192713	22 Vul	5,5	G2 Ib	4	< 15:
2206	192806	23 Vul	4,8	K3 III	2	< 20:
2207	192876	α^1 Cap	4,55	G3 Ib	14	15
2208	192907	κ Cep	4,40	B9 III	14	0
2209	192944	24 Vul	5,7	G8 IIIw	2	< 20:
2210	192947	6 α^2 Cap	3,7	G9 II Iw	2	< 15
2211	193092	HR 7759	5,7	K4 II	2	< 20:
2212	193237	P Cyg	4,88	B1p	4	59
2213	193370	35 Cyg	5,18	F5 Ib	18	14
2214	193432	ν Cap	4,84	B9 V	14	5
2215	193495/6	β Cap	3,3	F8 V	4	0
2216	193514		7,29	O7f	10	120
2217	193924	α Pav	2,12	B3 IV	4	0
2218	194013	HR 7794	5,5	G8 III—IV w	2	< 20:
2219	194093	γ Cyg	2,32	F8 Ib	24	4
2220	194317	39 Cyg	4,7	K3 III	2	< 20:
2221	194636	π Cap	5,20	B8	7	61
2222	194839		7,45	B0,5e Ia	3	85
2223	194943	ρ Cap	5,1	F2 IV	8	120
2224	195050	40 Cyg	5,45	A3 V	7	147
2225	195295	41 Cyg	4,1	F5 II	9	10
2226	195556	ω Cyg	4,85	B2 V	17	185
2227	195592		7,15	O9,5 Iae	3	85
2228	195627	ϕ Pav	4,84	F0	4	128
2229	195725	θ Cep	4,28	Am	17	56
2230	195810	ε Del	3,98	B8 III	21	51
2231	195943	η Del	5,23	A2 V	7	78
2232	196093/4	47 Cyg	4,85	Comp	10	< 25
2233	196180	ζ Del	4,69	A3 V	17	123
2234	196378		5,30	F8	4	0
2235	196502	73 Dra	5,18	A2p	4	0
2236	196524	β Del	3,72	F5 IVs	21	59
2237	146574	71 Aql	4,5	G8 IIIs	2	< 20:
2238	196662	τ Cap	5,4	B6 III	17	120
2239	196724	29 Vul	4,78	A0 V	17	56
2240	196740	28 Vul	5,04	B5 V	10	330
2241	196755	χ Del	5,3	G5 IV	2	< 20:
2242	196758	1 Aqr	5,5	K1 III	2	< 20:
2243	196867	α Del	3,86	B9 V	17	160
2244	197051	β Pav	3,60	A5 III	4	73
2245	197157	η Ind	4,70	F0	4	133
2246	197345	α Cyg	1,33	A2 Iae	21	18
2247	197460		8,6	B0,5 Ib	3	200
2248	197461	δ Del	4,53	A7 III	17	43
2249	197511	51 Cyg	5,41	B2 V	17	37
2250	197572	X Cyg	var	G0p	7	21,7

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2251	197692	ψ Cap	4 ^m ,28	F5V	4	38
2252	197752	30 Vul	5,2	K2 III	2	<15
2253	197912	52 Cyg	4,4	K0 IIIw	2	<15
2254	197937	ι Mic	5,14	F1 V	4	77
2255	197963	γ^1 Del	5,5	F7	4	0
2256	197989	ε Cyg	2,5	K0 IIIs	2	<15
2257	198001	ε Aqr	3,83	A1 V	17	118
2258	198069	13 Del	5,59	A0	3	263
2259	198084	HR 7955	4,63	F8 IV—Vw	16	0
2260	198134	T Cyg	var	K3 III	2	<20
2261	198149	η Cep	3,5	K0 IVw	2	<15
2262	198183	λ Cyg	4,47	B5 Ve	17	130
2263	198478	55 Cyg	4,86	B3 Iae	27	25
2264	198639	56 Cyg	5,07	A5	7	93
2265	198667	5 Aqr	5,50	B8	7	17
2266	198743	μ Aqr	4,80	A8m	14	62
2267	198809	31 Vul	4,8	G8 III	2	<20
2268	199081	57 Cyg	4,68	B5 V	18	80
2269	199169	32 Vul	5,3	K4 III	2	<15
2270	199216		7,13	B1 II	3	70
2271	199253	17 Del	5,4	K0 IIIw	2	<20
2272	199532	α Oct	5,24	F5 IIIp	4	55
2273	199629	ν Cyg	4,04	A0 V	13	252
2274	199766	I ε Equ	5,2	F5	4	55
2275	200120	59 ^h Cyg	4,49	B1 IVe	2	450
2276	200163	ζ Mic	5,36	F0	4	45
2277	200310	60 Cyg	5,43	B1 Ve	10	320
2278	200499	η Cap	4,93	A3	7	88
2279	200761	θ Cap	4,19	A0 V	7	135
2280	200905	ζ Cyg	3,9	K5 Ib	2	<15
2281	201078		5,86	F5	4	0
2282	201091	61 Cyg	5,5	K5 V	2	<15
2283	201184	χ Cap	5,27	A0 V	4	196
2284	201381	ν Aqr	4,6	G8 IIIs	2	<15
2285	201601	γ Equ	4,76	F0 IIIp	27	13
2286	201772		5,26	dF 4	4	0
2287	202109	ζ Cyg	3,3	G8 II	2	<15
2288	202124		7,83	O9,5 Ib	3	120
2289	202214		5,65	B0 V	3	55
2290	202275	δ Equ	4,61	F7 V	17	5
2291	202444	τ Cyg	3,82	F0 IV	17	95
2292	202447	α Equ	4,14	Comp	17	25
2293	202627	ε Mic	4,79	A2p	4	97
2294	202671	30 Cap	5,39	B8	7	30
2295	202730	θ Ind	4,60	A5	4	138
2296	202850	σ Cyg	4,28	B9 Iab	21	28
2297	202904	ν Cyg	4,45	B2 Ve	17	255
2298	203006	θ^1 Mic	4,92	A0 Vp	4	51
2299	203064	68 Cyg	5,06	O8f	3	300
2300	203280	α Cep	2,60	A7 IV, V	17	260

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/с
2301	203387	ι Cap	4 ^m ,3	G8 IIIs	2	<15
2302	203467	6 Cep	5,14	B3 Ve	17	150
2303	203504	1 Peg	4,3	K1 IIIw	2	<15
2304	203562	β Equ	5,14	A0	7	80
2305	203608	γ Pav	4,30	F8 V	4	0
2306	203938		7,10	B0,5 IV	3	235
2307	204018		5,61	B3p	4	50
2308	204075	ζ Cap	3,8	G4 Ib	2	<20
2309	204403	70 Cyg	5,20	B3 V	17	135
2310	204411		5,31	A3	7	21
2311	204414	35 Vul	5,38	A1 V	7	105
2312	204770	7 Cep	5,42	B7 V	13	310
2313	204771	71 Cyg	5,4	K0 IIIw	2	<20:
2314	204867	β Aqr	3,07	G0 Ib	21	12
2315	205021	β Cep	3,32	B2 III	13	43
2316	205435	ρ Cyg	4,1	G8 IIIw	2	<20:
2317	205512	72 Cyg	5,1	K1 III	2	<15
2318	205637	ϵ Cap	4,60	B3 IVp	14	280
2319	205767	ξ Aqr	4,78	A7 V	17	161
2320	205835	74 Cyg	5,09	A5	7	200
2321	205852	5 Peg	5,29	F0 IV	7	168
2322	206067	25 Aqr	5,4	K0 IIIw	2	<20:
2323	206088	γ Cap	3,80	F2 IIIp	17	26
2324	206165	9 Cep	4,87	B2 Ib	17	33
2325	206267		5,64	O6f	7	133
2326	206301	42 Cap	5,4	G2 IVs	4	15
2327	206453	κ Cap	4,8	G8 IIIw	2	<20:
2328	206644	77 Cyg	5,48	A0	7	88
2329	206672	80 π^1 Cyg	4,76	B3 V	17	100
2330	206742	ι PsA	4,35	A0 Vp	4	0
2331	206673		6,98	B0 Vp	3	460:
2332	206678	ϵ Peg	2,4	K2 Ib	2	<15
2333	206826	μ^1 Cyg	4,73	F6 Vw	21	5
2334	206834	46 Cap	5,4	G8 II—III	2	<15
2335	206869	9 Peg	4,6	G5 Ib	9	18
2336	206901	κ Peg	4,27	F5 IV	14	25
2337	206952	11 Cep	4,9	K0 IIIw	2	<15
2338	207052	λ Cap	5,43	A2 V	7	214
2339	207098	δ Cap	2,98	A6m	11	191
2340	207130	78 Dra	5,5	K1 III	2	<15
2341	207155	ϕ PsA	5,09	A2 III	4	145
2342	207203		5,50	A0	7	151
2343	207260	ν Cep	4,46	A2 Ia	17	30
2344	207330	81 π^2 Cyg	4,26	B3 III	17	44
2345	207650	14 Peg	5,00	A0 V	7	87
2346	207652	13 Peg	5,32	(dA 8n)	4	120
2347	207673		6,49	A2 Ib	7	19
2348	207958	μ Cap	5,18	F0 V	4	98
2349	207971	γ Gru	3,16	B8 III	4	46
2350	208057	16 Peg	5,07	B3 V	17	147

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_p	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2351	208321	20 Gru	5 ^m 55	A3 V	4	220
2352	208450	δ Ind	4,56	F0 IV	4	124
2353	208501	13 Cep	6,01	B3 Ib	3	20
2354	208682		5,88	B2e	10	350
2355	209369	16 Cep	5,11	F5 Vs	8	30
2356	209409	α Aqr	4,66	B8 Ve	10	300
2457	209515		5,52	A0	3	136
2358	209522	25 PsA	5,84	B5 Vn	10	300
2359	209625	32 Aqr	5,23	A3	7	50
2360	209747	ν Peg	5,1	K4 III	2	<15
2361	209750	α Aqr	3,19	G2 Ib	14	<15
2362	209790	ξ^2 Cep	4,57	Am	17	68
2363	200819	ι Aqr	4,35	B8 V	17	141
2364	209945	HR 8424	5,4	K5 III	2	<15
2365	209952	α Gru	2,16	B5 V	4	285
2566	209960	20 Cep	5,5	K4 III	2	<15
2367	209975	19 Cep	5,17	O9,5 Ib	7	77
2368	210027	ι Peg	3,96	F5 V	21	5
2369	209961	HR 8427	5,99	B2 V	5	160
2370	210049	μ PsA	4,62	A2 V	4	235
2371	210221		6,50	A3 Ib	7	24
2372	210271		5,49	A5	4	200
2373	210418	ϕ Peg	3,70	A2 V	13	150
2374	210424	38 Aqr	5,40	B6 III	17	13
2375	220459	π Peg	4,38	F5 III	28	140
2376	210715		5,44	A2	7	150
2377	210745	ζ Cep	3,6	K1 Ib	2	<15
2378	210807	24 Cep	5,0	G8 IIIs	2	<20
2379	210809		7,7	O9 Ib	3	120
2380	210839	λ Cep	5,19	O6f	10	160
2381	210855	HR 8472	5,5	F8 Vs	6	0
2382	210889	HR 8475	5,6	K2 III	2	<20
2383	210934	λ PsA	5,40	B8 III	4	38
2384	211073	HR 8485	4,8	K3 III	2	<15
2385	211096		5,51	A0	3	130
2486	211336	ϵ Cep	4,23	F0 IV	21	88
2387	211388	1 Lac	4,3	K3 II—III	2	<20
2388	211391	ϕ Aqr	4,4	G8 III—IV	2	<15
2389	211835		8,23	B3 Ve	5	265
2390	211838	ρ Aqr	5,30	B8 V	7	60
2391	211924	30 Peg	5,35	B5 III	17	35
2392	212061	γ Aqr	3,97	A0 V	17	85
2393	212076	31 Peg	4,96	B2 V	14	129
2394	212097	32 Peg	4,88	B8 V	17	90
2395	212120	2 Lac	4,66	B6 IV	12	30
2396	212496	β Lac	4,6	G9 III	2	<15
2397	212571	π Aqr	4,70	B1 Ve	3	153
2398	222581	δ Tuc	4,80	B8 V	2	$\gg$
2399	212593	4 Lac	4,64	B9 Iab	17	24
2400	212710	32 H Cep	5,38	A0	7	195

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2401	212883	HR 8549	6 ^m 22	B2 V	5	25
2402	212943	35 Peg	5,0	K0 IIIw	2	<20:
2403	213051	ζ^1 Aqr	4,59	F5 IVw	17	60
2404	213052	ζ^2 Aqr	4,42	F5 IVw	8	82
2405	213235	37 Peg	5,47	F5 III—IVs	18	72
2406	213306	δ Cep	var	G0	4	5
2407	213307	δ CepB	7,5	A0	4	120
2408	213320	σ Aqr	4,89	A0 IV	14	25
2409	213323	38 Peg	5,51	B9 V	3	219
2410	213398	β PsA	4,36	A0	4	0
2411	213420	6 Lac	4,54	B3 III	18	76
2412	213558	α Lac	3,85	A2 V	19	138
2413	213798	β Cep	5,50	A2	7	115
2414	213845	ρ Aqr	5,29	F3 V	4	19
2415	213976		6,88	B1,5 V	5	135
2416	213998	η Aqr	4,13	B8 V	10	288
2417	214080		6,69	B1 Ib	3	110
2418	214150		5,75	A2	4	57
2419	214167	8 LacB	6,43	B2 V	5	30
2420	214168	8 LacA	5,75	B1 Ve	8	327
2421	214240	HR 8606	6,03	B3 V	5	60
2422	214263		6,58	B2 V	5	125
2423	214376	κ Aqr	5,4	K2 III	2	<20:
2424	214432		7,9	B3 V	5	185
2425	214454	9 Lac	4,83	A7 IV	17	100
2426	214470	31 Cep	5,22	F4 III	11	104
2427	214484	49 PsA	5,60	A2 Vp	4	0
2428	214652		6,50	B2 V	5	115
2429	214680	10 Lac	9,41	O9 Ve	26	29
2430	214748	ϵ PsA	4,22	B8 Ve	4	290
2431	214846	β Oct	4,34	F0	4	67
2432	214868	11 Lac	4,6	K3 III	2	<15
2433	214923	ζ Peg	3,60	B8 V	13	195
2434	214993	12 Lac	5,18	B2 III	18	79
2435	214994	$\circ$ Peg	4,85	A1 V	17	0
2436	215167	66 Aqr	4,8	K4 III	2	<20:
2437	215182	η Peg	3,10	G2 II—III	24	9
2438	215191	HR 8651	6,05	B1 V	5	p.d.l.
2439	215373	13 Lac	5,3	K0 IIIw	2	<20:
2440	215573	ξ Oct	5,52	B5	4	0
2441	215648	ξ Peg	4,31	F7 Vw	31	3
2442	215665	λ Peg	4,0	G8 II—IIIs	2	<20:
2443	215733		7,7	B1 II; B0,5 II	3	70
2444	215789	ϵ Cru	3,69	A2 V	4	285
2445	215835		8,6	O6n	3	260
2446	216092		8,0	B1 V	5	p.d.l.
2447	216131	μ Peg	3,7	K0 IIIs	12	7
2448	216200	14 Lac	5,72	B3 IV	5	225
2449	216228	ι Cep	3,6	K1 IIIs	2	<20:
2450	216336	γ PsA	4,52	A0	4	50

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2451	216385	6 Peg	5 ^m ,30	F7 IV	12	<15
2452	216411		7,16	B1e Ia	3	95
2453	216446	HR 8702	5,1	K3 III	2	<20:
2454	216532		8,0	O8	3	260:
2455	216534		7,9	B4 V	5	65
2456	216627	δ Aqr	3,51	A2 V	7	96
2457	216684		7,7	B3 V	5	125
2458	216755	ρ Peg	4,95	A1 V	17	107
2459	216851		7,56	B3 V	5	310
2460	216916	16 Lac	5,54	B2 IV	20	37
2461	216956	α PsA	1,29	A3 V	8	90
2462	217050		5,48	B2p	13	327
2463	217101	HR 8733	5,90	B2 IV—V	5	150
2464	217227		6,85	B2 IV	5	30
2465	217236		5,54	A5	4	90
2466	217382	HR 8748	5,1	K4 III	2	<15
2467	217476	HR 8752	5,4	G0 Ia	8	44
2468	217543	HR 8758	6,22	B3e	5	370
2469	217675	σ And	3,63	B5 IIIe	14	283
2470	217782	2 And	5,08	A2	3	213
2471	217792	π PsA	5,13	F0 IV	4	0
2472	217811	HR 8768	6,15	B2 V	5	25
2473	217831	80 Ind	5,64	F2 IIIp	4	85
2474	217891	β Psc	4,51	B5 Ve	14	140
2475	218029	HR 8779	5,6	K3 III	2	<15
2476	218031	3 And	4,8	K0 IIIw	3	<15
2477	218045	α Peg	2,57	B9,5 III	17	157
2478	218227	ϕ Gru	4,35	F6 IV	4	67
2479	218325		7,8	B3 V	5	220
2480	218344		7,05	B2 V	5	95
2481	218356	56 Peg	4,9	K0 Ib p	2	<15
2482	218376	1 Cas	4,93	B1 III	7	54
2483	218407	HR 8800	6,44	B2 V	5	160
2484	218470	5 And	5,83	F0	4	9
2485	218658	π Cep	4,56	G2 III	12	15
2486	218700	58 Peg	5,34	B8	4	190
2487	218915		7,06	O9 Ib	3	110
2488	218918	59 Peg	5,15	A2 V	3	279
2489	219080	7 And	4,62	F0 V	17	60
2490	219188		6,93	B0,5 III	3	200:
2491	219449	91 ψ Aqr	4,4	K0 IIIw	2	<15
2492	219571	γ Tuc	4,10	F0 III	4	67
2493	219615	γ Psc	3,68	G8 IIIw	12	7
2494	219693	ϕ Gru	5,55	F0	4	0
2495	219688	93 ψ^2 Aqr	4,56	B5 V	17	310
2496	219832	95 ψ^3 Aqr	5,16	A0 V	7	155
2497	219834	94 Aqr	5,4	G5 IV	4	15
2498	219916	σ Cep	5,1	K0 IIIw	2	<15
2499	219945	11 And	5,5	K0 IIIw	2	<20:
2500	220009	7 Psc	5,3	K2 III	2	<20:

Таблица 2 (продолжение)

№ п/п	HD	Название	m_p	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2501	220061	τ Peg	4 ^m 65	A5 IV	17	175
2502	220222	64 Peg	5,37	B3 V	7	135
2503	220278	97 Aqr	5,30	A3	7	175
2504	220363	66 Peg	5,3	K3 III	2	<20:
2505	220599	67 Peg	5,46	B9 III	7	120
2506	220657	θ Peg	4,57	F8 IV	14	92
2507	220729	107 Gru	5,54	F3 IV	4	0
2508	220825	κ Psc	9,94	A2p	17	48
2509	220954	θ Psc	4,5	K1 III	2	<15
2510	221115	70 Peg	4,7	G8 IIIw	2	<20:
2511	221253	HR 8926	5,00	B3 V	18	127
2512	221345	14 And	5,3	K0 IIIw	2	<20:
2513	221507	β Scl	4,46	B9 III	4	25
2514	221565	101 Aqr	4,76	A0	4	295
2515	221673	72 Peg	5,2	K4 III	2	<20:
2516	221756	15 And	5,50	A2 III	7	145
2517	221760	ι Phe	4680	A2 Vp	4	22
2518	222095	11 Phe	4,86	A2 V	4	125
2519	222107	λ And	3,8	G8 III—IVw	2	<20:
2520	222133	75 Peg	5,42	A1 V	7	265
2521	222173	ι And	4,28	B8 V	17	76
2522	222304	18 And	5,32	B9	7	143
2523	222345	102 ω^1 Aqr	5,16	A5	7	119
2524	222368	ι Psc	4,2	F7 V	17	15
2525	222404	γ Cep	3,4	K1 IV	2	<15
2526	222439	κ And	4,33	B8 V	13	97
2527	222574	104 Aqr	5,00	G0 II	4	15
2528	222603	λ Psc	4,61	A7 V	17	70
2529	222643	HR 8987	5,7	K4 III	2	<15
2530	222661	ω^2 Aqr	4,62	B9,5 V	7	167
2531	222842	78 Peg	5,1	K0 IIIw	2	<20:
2532	222847	106 Aqr	5,26	B8 V	3	220
2533	223024	107 Aqr	5,45	A5	7	102
2534	223047	ψ And	5,1	G5 Ib	2	<20:
2535	223145	σ Phe	5,37	B5	4	215
2536	223165	τ Cas	5,0	K1 IIIw	2	<15
2537	223274	41 H Cep	5,02	A0	7	213
2538	223640	108 Aqr	5,32	B9,5 V	7	68
2539	223781	82 Peg	5,39	A3	7	165
2540	223987		7,56	B1 Ib	3	95
2541	224014	ρ Cas	4,84	F8 Ia	21	35
2542	224392	η Tuc	5,16	A2	4	190
2543	224424		7,8	B1e Iab	3	85
2544	224533	27 Psc	5,2	G9 IIIs	2	<20:
2545	224572	σ Cas	4,93	B1 V	17	180
2546	224617	ω Psc	4,03	F4 IV	21	33
2547	224686	ε Tuc	4,71	B7 V	4	170
2548	224926	29 Psc	5,15	B8	7	100
2549	224990	ζ Scl	4,99	B4 III	4	60
2550	225132	2 Cet	4,62	A0 IV	7	146

Таблица 2 (окончание)

№ п/п	HD	Название	m_v	Sp	Вес	$v \sin i$, км/сек
2551	225146	3 Cet	$8^m,6$	B0 Ib	3	95
2552	225160		8,6	O8 fe	3	120
2553	225212		5,3	K3 Ib	2	<15
2554	227634		7,6	B0 Ib	3	120
2555	227696		9,0	B0,5 IV:	3	260
2556	228053		9,5	B1 II	3	85
2557	242908		8,7	O5	3	135
2558	242926		9,5	O6	3	95

Общее число звезд в каталоге 2558, из них 1913 классифицирован в системе МК.

В основном звезды каталога ярче $5^m,5$, они составляют свыше 80% всего числа звезд в каталоге, хотя встречаются и более слабые звезды, вплоть до $10^m,0$.

В большинстве работ определялись $v \sin i$ обычно для звезд, не позже G0 — G5. Лишь в [18] $v \sin i$ определялись и для более поздних звезд, вплоть до K5.

Поэтому каталог может рассматриваться как сравнительно полный лишь для звезд ярче $5^m,5$ и спектральных классов более ранних, чем G5. Это было проверено соответствующими подсчетами звезд в каталоге.

В каталоге (табл. 2) приводятся в столбцах:

- 1) порядковый номер звезды,
- 2) номер звезды в каталоге HD,
- 3) название звезды,
- 4) визуальная звездная величина (обычно из каталога HD),
- 5) спектральный класс звезды в системе МК или HD,
- 6) итоговый вес определения $v \sin i$,
- 7) величина $v \sin i$ в км/сек.

Авторы выражают глубокую признательность Э. А. Витриченко и Г. Н. Шараповой за большую помощь при составлении и подготовке каталога к печати.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. B. Oke, J. L. Greenstein. *Astrophys. J.*, **120**, 384, 1954.
2. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. *Астрон. ж.*, **35**, 804, 1958.
3. И. М. Копылов, А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **21**, 40, 1959.
4. G. Shajn, O. Struve. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **89**, 222, 1929.
5. C. T. Elvey. *Astrophys. J.*, **71**, 221, 1930.
6. C. Westgate. *Astrophys. J.*, **77**, 141, 1933.
7. C. Westgate. *Astrophys. J.*, **78**, 46, 1933.
8. C. Westgate. *Astrophys. J.*, **79**, 357, 1934.
9. B. Smith, O. Struve. *Astrophys. J.*, **100**, 360, 1944.
10. E. van Dien. *J. Roy. Astron. Soc. of Canada*, **42**, 249, 1948.
11. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, **110**, 498, 1949.
12. M. Schwarzschild, B. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, **112**, 248, 1950.
13. Su-Shu Huang. *Astrophys. J.*, **118**, 285, 1953.
14. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, **119**, 146, 1954.
15. A. Slettebak, R. F. Howard. *Astrophys. J.*, **121**, 102, 1955.
16. A. Slettebak. *Astrophys. J.*, **121**, 653, 1955.

17. G. H. Herbig, J. F. Spalding. Publ. Astron. Soc. Pacif., **65**, 192, 1953.
 18. G. H. Herbig, J. F. Spalding. Astrophys. J., **121**, 118, 1955.
 19. A. Slettebak. Astrophys. J., **124**, 173, 1956.
 20. H. A. Abt. Astrophys. J., **126**, 503, 1957.
 21. H. A. Abt. Astrophys. J., **127**, 658, 1958.
 22. R. Kraft. Astrophys. J., **129**, 50, 1959.
 23. P. J. Trecanor. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., **121**, 503, 1960.
 24. D. H. McNamara, K. Hansen. Astrophys. J., **134**, 207, 1961.
 25. D. H. McNamara, H. J. Larsson. Astrophys. J., **135**, 748, 1962.
 26. H. A. Abt, J. H. Hunter Jr. Astrophys. J., **136**, 381, 1962.
-

О ХАРАКТЕРЕ ВНУТРЕННИХ ДВИЖЕНИЙ
МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

Р. Е. Гершберг

Заново обсуждаются наблюдения, результаты которых рассматривались ранее как доказательства применимости теории локально-изотропной турбулентности к внутренним движениям межзвездного газа. Совокупность оптических и радиоданных показывает, что наблюдаемую корреляцию разности лучевых скоростей для различных пар точек туманности Ориона и расстояния между ними нельзя интерпретировать в рамках теории турбулентного движения. Из наблюдаемых корреляций флуктуаций яркости в диффузных туманностях (и наблюдаемой корреляции разности лучевых скоростей межзвездных облаков H I) и расстояния между ними практически очень трудно извлечь какую-либо информацию о внутренних движениях межзвездного газа, поскольку корреляции величин, которые следуют из теории локально-изотропной турбулентности, оказываются весьма близки к корреляциям, которые могут иметь место и при случайном распределении яркостей по туманности (и при случайном распределении лучевых скоростей облаков H I по небесной сфере). Приводятся результаты вычисления корреляции флуктуаций яркости в туманности Ориона, полученные по крупномасштабному снимку туманности и оказавшиеся весьма близкими к корреляции случайных яркостей, и результаты вычисления корреляции яркостей в непрерывном спектре Крабовидной туманности.

ON THE CHARACTER OF INTERNAL MOTIONS OF THE INTERSTELLAR GAS, by R. E. Gershberg. — Observations, the results of which were previously considered as proof of the applicability of the local isotropic turbulence theory to internal motions of interstellar gas, are rediscussed. Available optical and radio data show that the observed correlation of the radial velocity differences for different pairs of points of the Orion nebula and the distances between them cannot be interpreted within the framework of the theory of turbulent motion. It is practically very difficult to infer information on the internal motions of the interstellar gas from the observed correlations of brightness fluctuations in diffuse nebulae (and from the observed correlation of radial velocity differences in H I interstellar clouds) and the distances between them, because of the correlations of quantities which follow from the local isotropic turbulence theory are very close to the correlations which can follow in case of a random brightness distribution in the nebula (and in case of random distribution of radial velocities of H I clouds on the celestial sphere). Results of computation of correlation of brightness fluctuations in the Orion nebula obtained from a large-scale photograph of the nebula are given. The correlation is very close to the random brightness correlation. The results of computation of the brightness correlation in the continuous spectrum of the Crab nebula are given.

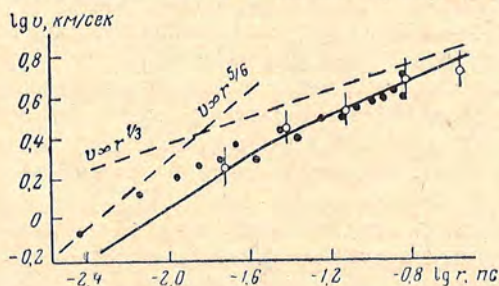
В настоящее время в астрофизике широко используется теория турбулентности А. Н. Колмогорова. Хотя и 15 лет тому назад, еще при возникновении «механики сплошной астрофизической среды», было ясно, что в космических условиях, строго говоря, не может иметь места локально-изотропная дозвуковая турбулентность, наглядность и простота этой теории, а главное отсутствие какой-либо альтернативной математической разработанной схемы привели к широкому использованию теории Колмогорова в космической гидродинамике. Вскоре были проведены наблюдения, которые, казалось, обнаружили хорошее соответствие с теорией, и создалось впечатление, что теория Колмогорова в достаточной степени соответствует ситуации в космических объектах. Ниже пересмотрены указанные

наблюдения и показано, что эти результаты не позволяют сделать однозначного вывода о существовании в изученных объектах локально-изотропной дозвуковой турбулентности.

I

Первая попытка применить количественные соотношения теории локально-изотропной турбулентности к межзвездной среде была предпринята Хёрнером [1]. В более ранних работах, посвященных характеру внутренних движений в туманности Ориона [2, 3], формально уже шла речь о турбулентных движениях в туманности, но по существу там использовалась лишь наглядная схема хаотических движений независимых газовых масс и не учитывалась корреляция гидродинамических характеристик в различных точках среды, тогда как именно эти корреляции и являются основным признаком турбулентного движения. Согласно [1], в несжимаемой среде

с развитой турбулентностью наблюдаемая корреляционная функция разности лучевых скоростей $v(r)$ в точках, разделенных расстоянием r , при r , больших глубины проникновения (R) луча зрения в поглощающую среду, должна иметь вид $v \propto r^{1/3}$; при $r < R$ $v \propto r^{5/6}$. Действительно, при $r > R$ на луче зрения приходится не более одного «турбулентного вихря», и наблюдаемая зависимость $v(r)$ должна совпадать с теоретической зависимостью $v \propto r^{1/3}$, вытекающей из простых размерностных соотношений; при $r < R$ число «турбулентных вихрей» на луче зрения обратно пропорционально r , что



Фиг. 1. Корреляция между средним квадратичным значением разности скоростей для различных пар точек туманности Ориона и расстоянием между ними

Светлые кружки — результаты Хёрнера, черные кружки — результаты Мюнча

приводит к кажущемуся уменьшению флуктуаций скоростей в $\left(\frac{R}{r}\right)^{1/2}$ раз, и в результате должна наблюдаться зависимость $v \propto r^{5/6}$. По наблюдениям лучевых скоростей в различных точках туманности Ориона [4] Хёрнер построил наблюдаемую корреляционную функцию $v(r)$, которая с достаточной степенью точности совпала с теоретической функцией $v \propto r^{1/3}$. Этот факт и рассматривался как одно из подтверждений наблюдениями применимости теории локально-изотропной турбулентности в несжимаемой среде к межзвездному газу.

Позднее группа американских астрофизиков провела специальные наблюдения лучевых скоростей в туманности Ориона, используя мультищелевой спектрограф в фокусе куде 5-м рефлектора [5]. Всего измерено около 50 000 лучевых скоростей, но этот колоссальный материал статистически еще до конца не обработан. На третьем симпозиуме по космической газодинамике Мюнч [6] сделал предварительное сообщение о корреляции $v(r)$, полученной по наблюдениям [5]. На фиг. 1 воспроизведены результаты Мюнча и прежние данные Хёрнера. На первый взгляд новые данные подтверждают прежние выводы о существовании локально-изотропной турбулентности в туманности Ориона, но более внимательное рассмотрение приводит к прямо противоположным выводам.

Во-первых, наблюдения [5, 6] непосредственно показывают, что предположение о дозвуковых скоростях внутренних движений по всей туманности Ориона не выполняется. Наблюдаемые расщепления спектральных линий, соответствующие относительным лучевым скоростям до 25 км/сек,

и наблюдаемые изменения отношения интенсивностей $I_{\lambda 3729}/I_{\lambda 3726}$ в местах раздвоения линий показывают, что в туманности Ориона имеют место ударные волны и существенны эффекты сжимаемости.

Во-вторых, согласно фиг. 1, корреляция $v \propto r^{1/2}$ наблюдается от больших r вплоть до «турбулентных вихрей» размером $0,01$ пс. Поскольку переход от корреляции $v \propto r^{1/2}$ к корреляции $v \propto r^{3/2}$ происходит вблизи $r = R$, то отмеченный факт в рамках теории турбулентности означает, что глубина проникновения луча зрения в центральной части туманности Ориона порядка $0,01$ пс. Чтобы на такой толщине набралась наблюдаемая яркость $ME \approx 6 \cdot 10^6$ [7], необходима плотность вещества $n_e > 2 \cdot 10^4$ см⁻³. Плотность $n_e \gtrsim 10^4$ см⁻³, согласно [8], действительно существует в самой центральной части NGC 1976 размером $\sim 1'$, которая сравнима по величине с областью туманности, исследованной в [5] (см. фиг. 2 в [5]). Казалось бы, привлечение гипотезы об аномально высокой плотности поглощающего вещества дает разумное объяснение наблюдений. Но эта гипотеза встречает две серьезные трудности. Первая трудность: поглощающее вещество должно иметь аномально низкое альbedo, так как обычные межзвездные частицы, уменьшающие яркость звезд благодаря рассеянию света, не эффективны для ослабления яркости протяженного объекта, в котором пыль и газ перемешаны [9]. Вторая трудность: если оптическое излучение проходит лишь с глубины $0,01$ пс, а размер всего плотного облака в $50-100$ раз больше, то и ME в радиодиапазоне должна в $50-100$ раз превышать $ME_{\text{опт}}^*$; в действительности же $ME_{\text{радио}} = 5 \cdot 10^6$ [10] и $ME_{\text{радио}} \approx ME_{\text{опт}}^*$. Поэтому для спасения модели «наблюдаемого тонкого слоя» необходимо допустить существование в туманности совершенно необычных межзвездных частиц, имеющих ничтожно малое альbedo, одинаковое для оптического и радиодиапазона длин волн.

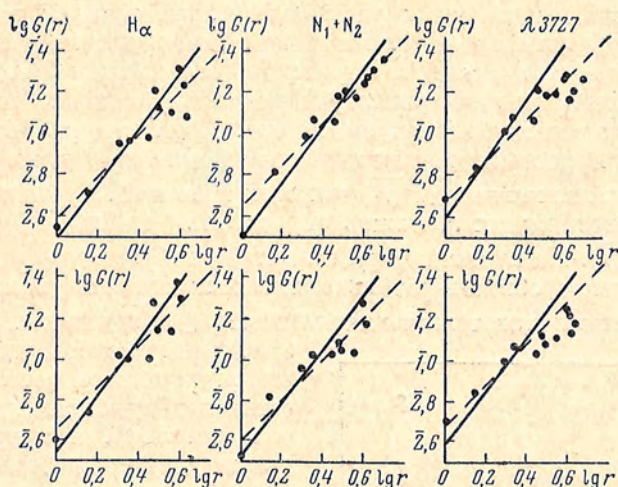
В-третьих, если наблюдаемую корреляцию $v = Cr^{1/2}$ интерпретировать в рамках теории турбулентности, то фиг. 1 дает возможность оценить и численный коэффициент C , который, согласно теории [6], определяет турбулентную компоненту ширины линии. Вычисленная таким образом турбулентная компонента в три раза меньше минимальной наблюдаемой величины турбулентной ширины линии.

Все эти соображения показывают, что наблюдаемую в туманности Ориона корреляцию $v(r)$ нельзя интерпретировать на основе теории локально-изотропной турбулентности.

II

Вскоре после работы Хёрнера Пикельнер предложил другой статистический метод исследования характера внутренних движений межзвездного газа — по флуктуациям яркости [12]. Согласно [12], теоретическая корреляционная функция для флуктуаций яркости в несжимаемой среде, охваченной локально-изотропными турбулентными движениями, имеет вид $G(r) \propto r^{1/2}$ при $r > R$, где R по-прежнему глубина проникновения луча зрения в туманность; при $r < R$ $G(r) \propto r^{1/2} \varphi\left(\frac{r}{R}\right)$, где функция $\varphi\left(\frac{r}{R}\right)$ дана в [12]. Этот метод также был применен к туманности Ориона [13]. На фиг. 2, взятой из [13], дано сравнение наблюдаемой корреляционной функции с теорией. Согласие на первый взгляд удовлетворительное, и оно рассматривалось как независимое доказательство существования в туманности Ориона локально-изотропной турбулентности. Позднее такая же корреляционная функция была найдена при изучении флуктуаций яркости

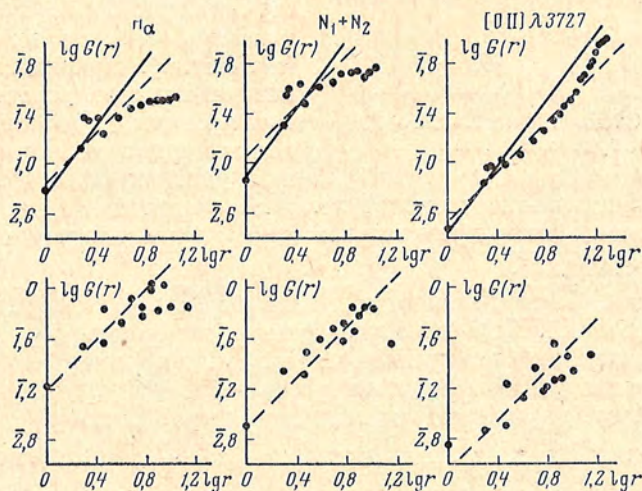
* В [11] обнаружено хорошее согласие $ME_{\text{опт}}^*$ и $ME_{\text{радио}}^1$ в области туманности Ориона, охватывающей до 430 квадратных минут. Противоположный результат в [10] объясняется, по-видимому, неправильной оценкой влияния межзвездного поглощения на поток оптического излучения от диффузной туманности.



Фиг. 2. Значения функций $\lg G(\lg r)$, полученных из измерений фотографий туманности NGC 1976 в свете различных линий

Верхний ряд относится к основной и дополнительной частям туманности, нижний — только к основной

в двух других диффузных туманностях — NGC 6618 [14] (фиг. 3) и NGC 2237 [15]. Но, чтобы считать эти факты действительным доказательством существования в диффузных туманностях дозвуковой турбулентности, необходимо убедиться, что при другом характере внутренних движений



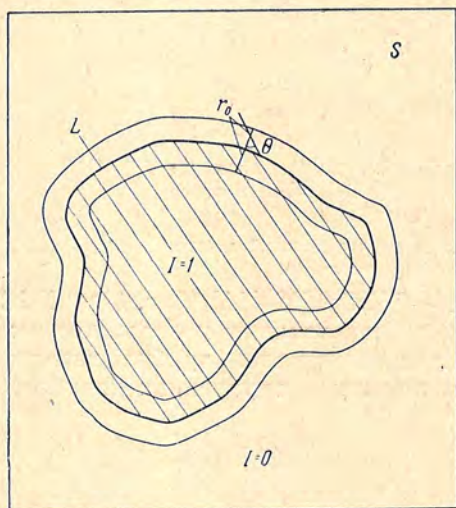
Фиг. 3. Значения функций $\lg G(\lg r)$, полученных из измерений фотографий туманности NGC 6618 в свете различных линий

Верхний ряд относится к центральной части туманности, нижний — к восточной области с волокнистой структурой

вид $G(r)$ будет существенно иным, т. е. наблюдаемая зависимость $G(r)$ соответствует только турбулентной корреляции. Оказывается, такого «доказательства от противного» получить не удастся.

Действительно, наблюдаемая корреляция $G(r) = \frac{\Delta I^2(r)}{I^2}$ получается вычислением среднего квадрата разности яркостей во всевозможных парах

точек туманности, разделенных расстоянием r (постоянный множитель $\overline{I^2}$ не влияет на ход функции $G(r)$). В принципе, имея достаточно подробную фотометрическую карту, следует определять $G(r)$ таким образом. Возьмем иглу некоторой длины r_0 и произведем возможно большее число независимых бросаний иглы на исследуемое поле. При каждом бросании будем брать разности яркостей в точках падения концов иглы и вычислять средний квадрат этой величины $\overline{\Delta I^2(r_0)}$ для всех бросаний. Проведя такую операцию для всевозможных r , можно определить наблюдаемую корреляцию $G(r) \propto \overline{\Delta I^2(r)}$. На практике при вычислении $G(r)$ в диффузных туманностях исследуемая область разбивается в шахматном порядке на небольшие участки, и последовательно вычисляются $\overline{\Delta I^2(r)}$ для всех дискретных значений r , которые доступны при выбранном шаге фотометрической сетки и общем размере изучаемой области. Ясно, что при усреднении по достаточно большому числу точек (и при отсутствии какого-либо преимущественного направления изофот) оба метода дадут совпадающие результаты.



Фиг. 4. Схема произвольного фотометрического поля

Применим процедуру «бросания иглы» к некоторому полю с заведомо случайным распределением яркости и посмотрим, какова будет в этом случае функция $G(r)$. Рассмотрим сперва простейший случай черно-белого поля: в одних точках $I = 1$, в других $I = 0$ (см. фиг. 4). При попадании обоих концов иглы на участки одинаковой яркости $\Delta I^2 = 0$, при попадании концов иглы на разноцветные участки поля $\Delta I^2 = 1$. Оче-

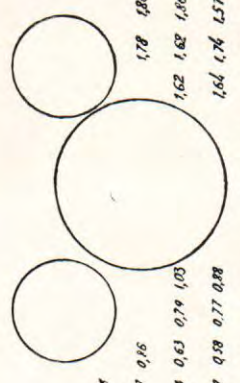
видно, отношение числа падений иглы с пересечением границы между разноцветными полями (при которых $\Delta I^2 = 1$) к общему числу бросаний иглы и есть $\overline{\Delta I^2}$.

Зависимость $\overline{\Delta I^2(r)}$ можно получить из фиг. 4 непосредственно, не производя бросаний. Для этого проведем по обе стороны границы между разноцветными полями две кривые, параллельные границе и удаленные от нее на расстояние $r_0/2$. Чтобы игла пересекала границу, центр иглы должен попасть в полосу, ограниченную этими двумя кривыми, и расстояние центра иглы до границы не должно превосходить $\frac{r_0}{2} \cos \theta$, где θ — угол между осью иглы и нормалью, опущенной из центра иглы на границу. Вероятность первого события равна отношению площади указанной полосы к площади всего исследуемого поля: $\frac{r_0 L}{S}$, где L — длина границы; вероятность второго события равна, как известно [16], $2/\pi$. Следовательно, $\overline{\Delta I^2(r_0)} = \frac{2L}{\pi S} r_0$ и $\overline{\Delta I(r)} \propto r$.

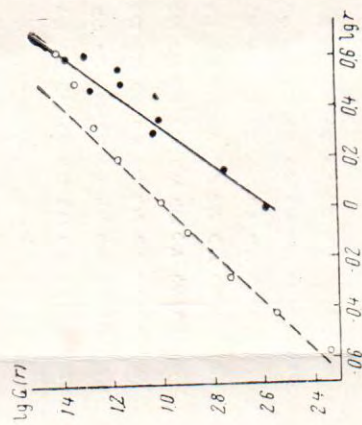
Полученный результат можно распространить и на «многоцветные» поля. Если такое поле разбито n «изофотами» на области, в каждой из которых яркости постоянны, и i -я изофота разделяет области, различающиеся на ΔI_i , то

$$\overline{\Delta I^2(r)} = \sum \overline{\Delta I_i^2(r)} = \sum \frac{2L_i}{\pi S} \Delta I_i^2 r \propto r.$$

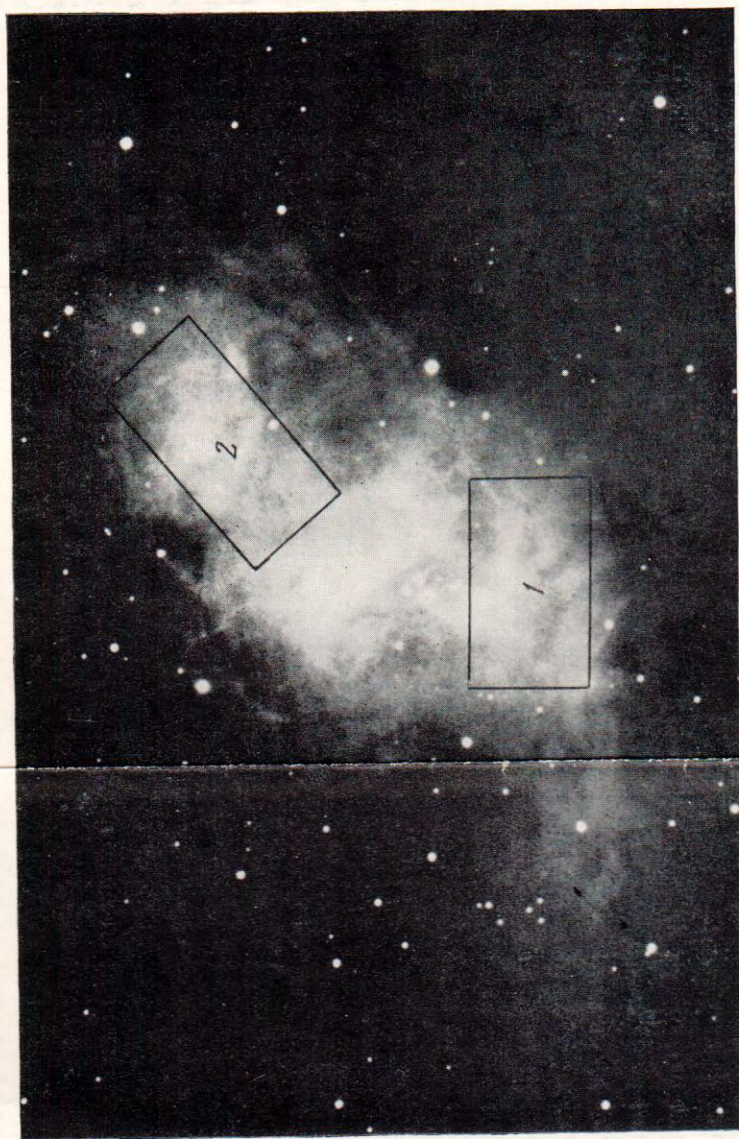
1.31 comp-104



0.29	0.30	0.31	0.32	0.33	0.34	0.35	0.36	0.37	0.38	0.39	0.40	0.41	0.42	0.43	0.44	0.45	0.46	0.47	0.48	0.49	0.50	0.51	0.52	0.53	0.54	0.55	0.56	0.57	0.58	0.59	0.60	0.61	0.62	0.63	0.64	0.65	0.66	0.67	0.68	0.69	0.70	0.71	0.72	0.73	0.74	0.75	0.76	0.77	0.78	0.79	0.80	0.81	0.82	0.83	0.84	0.85	0.86	0.87	0.88	0.89	0.90	0.91	0.92	0.93	0.94	0.95	0.96	0.97	0.98	0.99	1.00	1.01	1.02	1.03	1.04	1.05	1.06	1.07	1.08	1.09	1.10	1.11	1.12	1.13	1.14	1.15	1.16	1.17	1.18	1.19	1.20	1.21	1.22	1.23	1.24	1.25	1.26	1.27	1.28	1.29	1.30	1.31	1.32	1.33	1.34	1.35	1.36	1.37	1.38	1.39	1.40	1.41	1.42	1.43	1.44	1.45	1.46	1.47	1.48	1.49	1.50	1.51	1.52	1.53	1.54	1.55	1.56	1.57	1.58	1.59	1.60	1.61	1.62	1.63	1.64	1.65	1.66	1.67	1.68	1.69	1.70	1.71	1.72	1.73	1.74	1.75	1.76	1.77	1.78	1.79	1.80	1.81	1.82	1.83	1.84	1.85	1.86	1.87	1.88	1.89	1.90	1.91	1.92	1.93	1.94	1.95	1.96	1.97	1.98	1.99	2.00	2.01	2.02	2.03	2.04	2.05	2.06	2.07	2.08	2.09	2.10	2.11	2.12	2.13	2.14	2.15	2.16	2.17	2.18	2.19	2.20	2.21	2.22	2.23	2.24	2.25	2.26	2.27	2.28	2.29	2.30	2.31	2.32	2.33	2.34	2.35	2.36	2.37	2.38	2.39	2.40	2.41	2.42	2.43	2.44	2.45	2.46	2.47	2.48	2.49	2.50	2.51	2.52	2.53	2.54	2.55	2.56	2.57	2.58	2.59	2.60	2.61	2.62	2.63	2.64	2.65	2.66	2.67	2.68	2.69	2.70	2.71	2.72	2.73	2.74	2.75	2.76	2.77	2.78	2.79	2.80	2.81	2.82	2.83	2.84	2.85	2.86	2.87	2.88	2.89	2.90	2.91	2.92	2.93	2.94	2.95	2.96	2.97	2.98	2.99	3.00	3.01	3.02	3.03	3.04	3.05	3.06	3.07	3.08	3.09	3.10	3.11	3.12	3.13	3.14	3.15	3.16	3.17	3.18	3.19	3.20	3.21	3.22	3.23	3.24	3.25	3.26	3.27	3.28	3.29	3.30	3.31	3.32	3.33	3.34	3.35	3.36	3.37	3.38	3.39	3.40	3.41	3.42	3.43	3.44	3.45	3.46	3.47	3.48	3.49	3.50	3.51	3.52	3.53	3.54	3.55	3.56	3.57	3.58	3.59	3.60	3.61	3.62	3.63	3.64	3.65	3.66	3.67	3.68	3.69	3.70	3.71	3.72	3.73	3.74	3.75	3.76	3.77	3.78	3.79	3.80	3.81	3.82	3.83	3.84	3.85	3.86	3.87	3.88	3.89	3.90	3.91	3.92	3.93	3.94	3.95	3.96	3.97	3.98	3.99	4.00	4.01	4.02	4.03	4.04	4.05	4.06	4.07	4.08	4.09	4.10	4.11	4.12	4.13	4.14	4.15	4.16	4.17	4.18	4.19	4.20	4.21	4.22	4.23	4.24	4.25	4.26	4.27	4.28	4.29	4.30	4.31	4.32	4.33	4.34	4.35	4.36	4.37	4.38	4.39	4.40	4.41	4.42	4.43	4.44	4.45	4.46	4.47	4.48	4.49	4.50	4.51	4.52	4.53	4.54	4.55	4.56	4.57	4.58	4.59	4.60	4.61	4.62	4.63	4.64	4.65	4.66	4.67	4.68	4.69	4.70	4.71	4.72	4.73	4.74	4.75	4.76	4.77	4.78	4.79	4.80	4.81	4.82	4.83	4.84	4.85	4.86	4.87	4.88	4.89	4.90	4.91	4.92	4.93	4.94	4.95	4.96	4.97	4.98	4.99	5.00	5.01	5.02	5.03	5.04	5.05	5.06	5.07	5.08	5.09	5.10	5.11	5.12	5.13	5.14	5.15	5.16	5.17	5.18	5.19	5.20	5.21	5.22	5.23	5.24	5.25	5.26	5.27	5.28	5.29	5.30	5.31	5.32	5.33	5.34	5.35	5.36	5.37	5.38	5.39	5.40	5.41	5.42	5.43	5.44	5.45	5.46	5.47	5.48	5.49	5.50	5.51	5.52	5.53	5.54	5.55	5.56	5.57	5.58	5.59	5.60	5.61	5.62	5.63	5.64	5.65	5.66	5.67	5.68	5.69	5.70	5.71	5.72	5.73	5.74	5.75	5.76	5.77	5.78	5.79	5.80	5.81	5.82	5.83	5.84	5.85	5.86	5.87	5.88	5.89	5.90	5.91	5.92	5.93	5.94	5.95	5.96	5.97	5.98	5.99	6.00	6.01	6.02	6.03	6.04	6.05	6.06	6.07	6.08	6.09	6.10	6.11	6.12	6.13	6.14	6.15	6.16	6.17	6.18	6.19	6.20	6.21	6.22	6.23	6.24	6.25	6.26	6.27	6.28	6.29	6.30	6.31	6.32	6.33	6.34	6.35	6.36	6.37	6.38	6.39	6.40	6.41	6.42	6.43	6.44	6.45	6.46	6.47	6.48	6.49	6.50	6.51	6.52	6.53	6.54	6.55	6.56	6.57	6.58	6.59	6.60	6.61	6.62	6.63	6.64	6.65	6.66	6.67	6.68	6.69	6.70	6.71	6.72	6.73	6.74	6.75	6.76	6.77	6.78	6.79	6.80	6.81	6.82	6.83	6.84	6.85	6.86	6.87	6.88	6.89	6.90	6.91	6.92	6.93	6.94	6.95	6.96	6.97	6.98	6.99	7.00	7.01	7.02	7.03	7.04	7.05	7.06	7.07	7.08	7.09	7.10	7.11	7.12	7.13	7.14	7.15	7.16	7.17	7.18	7.19	7.20	7.21	7.22	7.23	7.24	7.25	7.26	7.27	7.28	7.29	7.30	7.31	7.32	7.33	7.34	7.35	7.36	7.37	7.38	7.39	7.40	7.41	7.42	7.43	7.44	7.45	7.46	7.47	7.48	7.49	7.50	7.51	7.52	7.53	7.54	7.55	7.56	7.57	7.58	7.59	7.60	7.61	7.62	7.63	7.64	7.65	7.66	7.67	7.68	7.69	7.70	7.71	7.72	7.73	7.74	7.75	7.76	7.77	7.78	7.79	7.80	7.81	7.82	7.83	7.84	7.85	7.86	7.87	7.88	7.89	7.90	7.91	7.92	7.93	7.94	7.95	7.96	7.97	7.98	7.99	8.00	8.01	8.02	8.03	8.04	8.05	8.06	8.07	8.08	8.09	8.10	8.11	8.12	8.13	8.14	8.15	8.16	8.17	8.18	8.19	8.20	8.21	8.22	8.23	8.24	8.25	8.26	8.27	8.28	8.29	8.30	8.31	8.32	8.33	8.34	8.35	8.36	8.37	8.38	8.39	8.40	8.41	8.42	8.43	8.44	8.45	8.46	8.47	8.48	8.49	8.50	8.51	8.52	8.53	8.54	8.55	8.56	8.57	8.58	8.59	8.60	8.61	8.62	8.63	8.64	8.65	8.66	8.67	8.68	8.69	8.70	8.71	8.72	8.73	8.74	8.75	8.76	8.77	8.78	8.79	8.80	8.81	8.82	8.83	8.84	8.85	8.86	8.87	8.88	8.89	8.90	8.91	8.92	8.93	8.94	8.95	8.96	8.97	8.98	8.99	9.00	9.01	9.02	9.03	9.04	9.05	9.06	9.07	9.08	9.09	9.10	9.11	9.12	9.13	9.14	9.15	9.16	9.17	9.18	9.19	9.20	9.21	9.22	9.23	9.24	9.25	9.26	9.27	9.28	9.29	9.30	9.31	9.32	9.33	9.34	9.35	9.36	9.37	9.38	9.39	9.40	9.41	9.42	9.43	9.44	9.45	9.46	9.47	9.48	9.49	9.50	9.51	9.52	9.53	9.54	9.55	9.56	9.57	9.58	9.59	9.60	9.61	9.62	9.63	9.64	9.65	9.66	9.67	9.68	9.69	9.70	9.71	9.72	9.73	9.74	9.75	9.76	9.77	9.78	9.79	9.80	9.81	9.82	9.83	9.84	9.85	9.86	9.87	9.88	9.89	9.90	9.91	9.92	9.93	9.94	9.95	9.96	9.97	9.98	9.99	10.00	10.01	10.02	10.03	10.04	10.05	10.06	10.07	10.08	10.09	10.10	10.11	10.12	10.13	10.14	10.15	10.16	10.17	10.18	10.19	10.20	10.21	10.22	10.23	10.24	10.25	10.26	10.27	10.28	10.29	10.30	10.31	10.32	10.33	10.34	10.35	10.36	10.37	10.38	10.39	10.40	10.41	10.42	10.43	10.44	10.45	10.46	10.47	10.48	10.49	10.50	10.51	10.52	10.53	10.54	10.55	10.56	10.57	10.58	10.59	10.60	10.61	10.62	10.63	10.64	10.65	10.66	10.67	10.68	10.69	10.70	10.71	10.72	10.73	10.74	10.75	10.76	10.77	10.78	10.79	10.80	10.81	10.82	10.83	10.84	10.85	10.86	10.87	10.88	10.89	10.90	10.91	10.92	10.93	10.94	10.95	10.96	10.97	10.98	10.99	11.00	11.01	11.02	11.03	11.04	11.05	11.06	11.07	11.08	11.09	11.10	11.11	11.12	11.13	11.14	11.15	11.16	11.17	11.18	11.19	11.20	11.21	11.22	11.23	11.24	11.25	11.26	11.27	11.28	11.29	11.30	11.31	11.32	11.33	11.34	11.35	11.36	11.37	11.38	11.39	11.40	11.41	11.42	11.43	11.44	11.45	11.46	11.47	11.48	11.49	11.50	11.51	11.52	11.53	11.54	11.55	11.56	11.57	11.58	11.59	11.60	11.61	11.62	11.63	11.64	11.65	11.66	11.67	11.68	11.69	11.70	11.71	11.72	11.73	11.74	11.75	11.76	11.77	11.78	11.79	11.80	11.81	11.82	11.83	11.84	11.85	11.86	11.87	11.88	11.89	11.90	11.91	11.92	11.93	11.94	11.95	11.96	11.97	11.98	11.99	12.00	12.01	12.02	12.03	12.04	12.05	12.06	12.07	12.08	12.09	12.10	12.11	12.12	12.13	12.14	12.15	12.16	12.17	12.18	12.19	12.20	12.21	12.22	12.23	12.24	12.25	12.26	12.27	12.28	12.29	12.30	12.31	12.32	12.33	12.34	12.35	12.36	12.37	12.38	12.39	12.40	12.41	12.42	12.43	12.44	12.45	12.46	12.47	12.48	12.49	12.50	12.51	12.52	12.53	12.54	12.55	12.56	12.57	12.58	12.59	12.60	12.61	12.62	12.63	12.64	12.65	12.66	12.67	12.68	12.69	12.70	12.71	12.72	12.73	12.74	12.75	12.76	12.77	12.78	12.79	12.80	12.81	12.82	12.83	12.84	12.85	12.86	12.87	12.88	12.89	12.90	12.91	12.92	12.93	12.94	12.95	12.96	12.97	12.98	12.99	13.00	13.01	13.02	13.03	13.04	13.05	13.06	13.07	13.08	13.09	13.10	13.11	13.12	13.13	13.14	13.15	13.16	13.17	13.18	13.19	13.20	13.21	13.22	13.23	13.24	13.25	13.26	13.27	13.28	13.29	13.30	13.31	13.32	13.33	13.34	13.35	13.36	13.37	13.38	13.39	13.40	13.41	13.42	13.43	13.44	13.45	13.46	13.47	13.48	13.49	13.50	13.51	13
------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	-------	----



Фиг. 6. Значения функций $\lg G$ ($\lg r$), полученных из измерений фотографий туманности NGC 1976 с разными масштабами: светлые кружки — $20''/\text{мм}$, черные кружки — $4''/\text{мм}$



Фиг. 7. Расположение двух областей в Крабоидной туманности, где исследовались флуктуации яркости

Приведенные рассуждения справедливы лишь для достаточно малых r : r должно быть меньше наименьшего расстояния между соседними изофотами и наименьшего диаметра области, ограниченной L_i . Снимок любого астрономического объекта, полученный с достаточно большим разрешением, всегда может обеспечить такой начальный интервал r , где условие малости r выполняется. Но при столь малых r турбулентность искать еще нет смысла, так как она может проявляться лишь там, где r пересекает флуктуации разных масштабов и где, следовательно, доказательство $G(r) \propto r$ не имеет силы. Весь вопрос состоит в том, что сильнее скажется на $G(r)$ в области больших r : проявления реальной корреляции физических величин или «остатки» чисто статистического эффекта.

Теперь снова обратимся к наблюдениям. На фиг. 2 и 3 приведены наблюдаемые корреляции по [13, 14]. Сплошная прямая имеет тангенс угла наклона $4/3$, пунктирная 1. Из фигур следует, что наблюдения не дают решительного предпочтения зависимости $G(r) \propto r^{4/3}$ по сравнению с зависимостью $G(r) \propto r$. Это утверждение можно даже усилить. Поскольку было показано, что от гипотезы тонкого светящегося слоя в туманности Ориона приходится отказаться, то глубина проникновения луча зрения в туманность не может быть существенно меньше видимого размера туманности; в таком случае теоретическая корреляция имеет вид $G(r) \propto r^{4/3} \left(\frac{r}{R} \right)$ и турбулентный спектр должен быть еще круче, примерно $5/3$ (см. фиг. 2 в [12]).

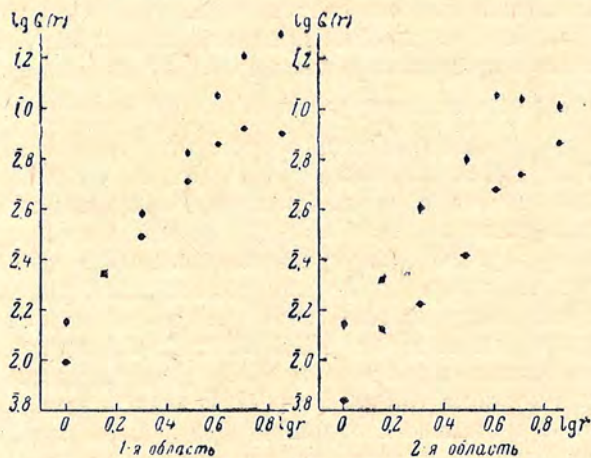
Но такой крутой зависимости наблюдаемые $G(r)$ явно не дают. Поэтому создается впечатление, что наблюдаемые корреляции яркости возникают в результате чисто статистических эффектов и не несут в себе никакой информации о характере внутренних движений в туманности. Хорошим подтверждением этого вывода является нижний ряд корреляций на фиг. 3. Эти графики построены по фотометрическим измерениям в восточной части диффузной туманности NGC 6618. По-видимому, свечение этой части туманности связано с расширением оболочки сверхновой, происходящим со скоростью порядка 100 км/сек [17]. В этих условиях, естественно, нельзя говорить о локально-изотропной дозвуковой турбулентности, и тем не менее $G(r)$ неплохо представляется линейной зависимостью.

Несколько более крутой ход $G(r)$ в центральных частях NGC 1976 и NGC 6618 можно объяснить тем обстоятельством, что там фотометрическое поле имеет сравнительно мелкую структуру и «сгущение изофот» приводит к систематическому нарушению условия малости r . Для проверки последнего предположения в марте 1963 г. в прямом фокусе 2,6-м рефлектора Крымской обсерватории (ЗТШ) было получено несколько крупномасштабных фотографий центральной части туманности Ориона. Снимки были получены на пластинках Rot rapid через красный фильтр. На микрофотометре МФ-6 был профотометрирован негатив, полученный с экспозицией 7 мин. Наблюдения производились при довольно посредственных атмосферных условиях, и реальное разрешение на снимках не лучше $2'',5 - 3'',0$. Поэтому фотометрирование производилось в шахматном порядке с шагом $0,2 \text{ мм}$, что соответствует на небе $4'',1$; использовалась круглая диафрагма с диаметром, соответствующим $3'',5$. На фиг. 5 приведена полученная фотометрическая карта центральной части туманности Ориона. Кружками отмечены звезды разной яркости. Ломаный замкнутый контур ограничивает область, подвергнутую статистической обработке в [13]. Результаты вычисления $G(r)$ в той же области, выполненные по крупномасштабной карте (фиг. 5), представлены на фиг. 6 светлыми кружками. Каждая точка получена усреднением от 500 до 1400 значений ΔI^2 . Черные кружки и сплошная прямая перенесены на фиг. 6 с соответствующего графика в [13]. Пунктирная прямая соответствует теоретической зависимости $G(r) \propto r$ для корреляции «случайных яркостей». Наблюдаемая зависимость достаточно хорошо представляется этой прямой. (С помощью абсолютных фото-

электрических измерений [7], наблюдаемых отношений $I_{H\alpha} + I_{[N II]} / I_{H\beta} = 4,23$, $I_{H\delta} / I_{H\beta} = 0,25$ [28], теоретических соотношений $\lg I_{\lambda} / I_{H\delta} = -2,8$ [29] и $4\pi I_{H\delta} = 2,4 \cdot 10^{-8} ME$ [30] фотометрическая карта была стандартизована в абсолютных единицах: единица интенсивности на фиг. 5 соответствует $0,12 \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$, или $ME = 1,0 \cdot 10^7$; точность стандартизации $\pm 30\%$.)

III

В связи с полученным соотношением $G(r) \propto r$ для корреляции яркостей в произвольном поле интересно рассмотреть характер флуктуаций яркости в непрерывном спектре Крабовидной туманности. Для этой цели были использованы результаты детальной фотометрии туманности в интервале $5200\text{--}6400 \text{ \AA}$ [18], где доля свечения эмиссионных газовых волокон мала по сравнению с синхротронным излучением релятивистских электронов.

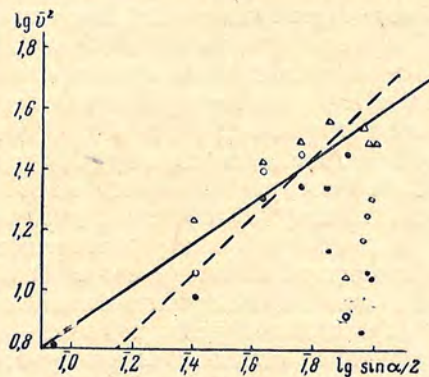


Фиг. 8. Значения функций $\lg G (\lg r)$ в Крабовидной туманности

На фиг. 7 обозначены две области Крабовидной туманности, в которых производились вычисления $G(r)$, а на фиг. 8 приведены результаты этих вычислений. $G(r)$ определялись отдельно для пар точек с различным взаимным расположением на небесной сфере: вертикальная черта отмечает значения $G(r)$, полученные по парам точек, расположенных вдоль меридианов; горизонтальная черта отмечает $G(r)$, полученные по парам точек, ориентированным по параллелям; косая черта отмечает $G(r)$, полученные по парам точек, соединенных дугами с промежуточным азимутом. Каждая точка на фиг. 8 получена усреднением от 20 до 148 значений ΔI^2 . Из фиг. 8 следует, что для каждой области туманности в широком диапазоне r имеется совершенно четкая и практически линейная зависимость $\lg G \propto \frac{4}{3} \lg r$. (Отличие $G_{A=0^\circ}(r)$ от $G_{A=90^\circ}(r)$ объясняется просто тем, что «аморфная масса» Крабовидной туманности имеет волокнистую структуру и в каждой области существует преимущественное направление изофот.) Малый разброс точек на фиг. 8 при сравнительно небольшом (для статистики) объеме исходных данных наводит на мысль, что обнаруженная корреляция яркостей может отражать какие-то физические соотношения в Крабовидной туманности, хотя возможно, что и в этом случае имеет место корреляция «случайных яркостей», искаженная эффектом «сгущения изофот».

Как известно, попытки обнаружить турбулентный характер движений в сравнительно больших областях ионизированного межзвездного газа не дали положительных результатов [19, 20]. Выводы о существовании локально-изотропной турбулентности в облаках Н I [21—23] также нельзя считать окончательными, поскольку в этих работах сравниваются теоретические и наблюдаемые корреляции лучевых скоростей межзвездных облаков, но не проводится сопоставление с корреляцией случайных величин.

Проведем такое сопоставление для метода исследования характера внутренних движений в облаках Н I, описанного в [23]; по мнению авторов этого метода, он имеет определенные преимущества по сравнению с двумя другими методами [21, 22]. С этой целью отобразим небесную сферу на плоскость таким образом, чтобы точки на сфере, удаленные друг от друга на угловое расстояние α , соответствовали точкам на плоскости, разделенным расстоянием $\sin \frac{\alpha}{2}$. Совокупность лучевых скоростей облаков Н I, нанесенная на такое отображение небесной сферы, дает формально тот же математический образ, что и фотометрическая карта яркостей. Следовательно, при случайном распределении скоростей между любой статистической функцией разности скоростей в двух точках и расстоянием между этими точками может существовать линейная зависимость $f(v) \propto \sin \frac{\alpha}{2}$.



Фиг. 9. Корреляция между средним квадратичным значением разности лучевых скоростей межзвездных облаков Н I и угловым расстоянием между ними

На фиг. 9 нанесены результаты вычислений $\bar{v}^2 \left(\sin \frac{\alpha}{2} \right)$, взятые из [23]; черные кружки соответствуют скоростям, найденным по звездам, расстояния до которых составляют 100—150 пс, светлые кружки — 150—200 пс и треугольники — 200—250 пс. Если через первые четыре группы точек провести наиболее вероятную прямую, то тангенс угла наклона ее, согласно [23], равен 0,71 (сплошная прямая на фиг. 9). Но исходных точек мало, да и абсцисса первой группы точек (средний $\lg \sin \frac{\alpha}{2}$ в интервале от 0° до 10°) определяется неуверенно, так что нельзя утверждать, что зависимость $\bar{v}^2 \propto \left(\sin \frac{\alpha}{2} \right)^{0,71}$ гораздо лучше представляет наблюдения, чем зависимость $\bar{v}^2 \propto \sin \frac{\alpha}{2}$ (пунктир на фиг. 9). Это и означает, что вывод о существовании локально-изотропной турбулентности в облаках Н I нельзя считать беспорным.

ВЫВОДЫ

1. Наблюдаемая в туманности Ориона корреляция лучевых скоростей $v \propto r^{1/2}$ противоречит гипотезе о существовании локально-изотропной турбулентности в этой туманности. Вместе с тем соотношение $v \propto r^{1/2}$ существенно отличается от корреляции случайных величин, которая должна быть близка к $v \propto r$.

2. Наблюдаемые в эмиссионных туманностях флуктуации поверхностной яркости не дают определенных свидетельств в пользу существования в этих объектах дозвуковой локально-изотропной турбулентности*.

3. Наблюдаемые корреляции лучевых скоростей областей Н I не позволяют с полной уверенностью утверждать, что в межзвездных облаках Н I имеет место локально-изотропная турбулентность.

4. Оставляя открытым вопрос о характере внутренних движений в газовых туманностях, следует отметить, что до сих пор остается неизвестным и источник энергии этих движений. Излучение горячих звезд достаточно интенсивно для поддержания наблюдаемых движений, но области Н II прозрачны для этой радиации, и излучение эффективно взаимодействует с веществом лишь на границах Н II — Н I. Мюнч [6] считает, что возмущения, возникающие в областях ярких ободков на границах диффузных туманностей, вызывают волны сжатия, распространяющиеся по всем направлениям через туманность. Но, как показывают расчеты и наблюдения [25, 26], в результате взаимодействия излучения с веществом на границе Н II — Н I в области Н II возникают движения лишь со звуковыми скоростями. Поскольку плотность вещества в туманности Ориона к центру увеличивается примерно в 100 раз [8], то возникшие на периферии возмущения по мере приближения к центру будут ослабляться и едва ли могут объяснить наблюдаемые расщепления спектральных линий и большие перепады плотностей. Блау [27] полагает, что движения газа в туманности Ориона можно рассматривать как результат возмущений, возникших 2—5 млн. лет тому назад при вспышке сверхновой. Эта гипотеза объясняет и сверхзвуковые движения в туманности, и то обстоятельство, что такими движениями охвачены центральные, самые плотные области туманности. Для проверки такой гипотезы следует рассчитать теоретическую корреляцию скоростей в среде, возмущенной сильной ударной волной и предоставленной затем самой себе, и сравнить эту корреляцию с наблюдаемым соотношением $v \propto r^{1/3}$. Заметим, что корреляция, близкая к $v \propto r^{1/3}$, наблюдается не только в центральной части туманности Ориона, но и в более периферийных областях этого большого газово-пылевого комплекса — около λ Ori и в IC 434 [31].

Выражаю глубокую благодарность С. Б. Пикельнеру и А. А. Степаняну за полезное обсуждение работы, А. А. Боярчуку за помощь в наблюдениях на ЗТШ, Э. А. Дибая за предоставленную возможность воспользоваться микрофотометром МФ-6 Южной станции ГАИШ, Г. Н. Шараповой, Е. И. Иоско и А. Е. Балковому за помощь в вычислениях и изготовлении иллюстраций.

Апрель 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. S. v. Hoerner. Z. Astrophys., 30, 17, 1951.
2. W. Baade, F. Goos, P. P. Koch, R. Minkowski. Z. Astrophys., 6, 355, 1933.
3. M. Minnaert. Bull. Astron. Netherl., 10, N 394, 405, 1948.
4. W. W. Campbell, J. H. Moore. Publ. Lick Obs., 13, 77, 1918.
5. O. C. Wilson, G. Münch, E. M. Flather, M. F. Coffeen. Astrophys. J. Suppl., 4, N 40, 1959.

* Этот вывод в полной мере относится и к результатам исследования флуктуаций яркости в спокойных солнечных протуберанцах [24]. В протуберанцах можно, по-видимому, определить физический смысл наблюдаемых корреляций яркости, если построить эти корреляции по спектрограммам, снятым в разных частях эмиссионного контура: в центре линии оптическая толща протуберанца велика, и множителем $\Phi\left(\frac{r}{R}\right)$ можно пренебречь, тогда как в крыле линии протуберанец прозрачен, и наблюдаемые $G(r)$ еще при достаточно больших r должны иметь более крутую зависимость, чем $r^{4/3}$.

6. Г. Мюнч. Сб. «Космическая газодинамика». ИЛ, 1960, стр. 208.
 7. Н. А. Размадзе. Бюлл. Абастуманской астрофиз. obs., **23**, 91, 1958.
 8. D. Osterbrock, E. Flather. *Astrophys. J.*, **129**, 26, 1959.
 9. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963, стр. 242.
 10. Ю. Н. Парийский. *Астрон. ж.*, **38**, 798, 1961.
 11. Т. К. Менон. *Astrophys. J.*, **136**, 95, 1962.
 12. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., **11**, 34, 1954.
 13. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., **11**, 22, 1954.
 14. Б. П. Артамонов, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., **28**, 156, 1962.
 15. Б. П. Артамонов. Наст. том, стр. 110.
 16. Б. В. Гнеденко. Курс теории вероятностей. ГТТИ, 1950, стр. 35.
 17. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., **30**, 90, 1963.
 18. L. Woltjer. *Bull. Astron. Netherland*, **13**, N 478, 301, 1957.
 19. J. W. Chamberlain. *Astron. J.*, **56**, 123, 1951.
 20. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., **10**, 97, 1953.
 21. С. А. Каплан. Циркуляр Львовской астрон. obs., № 23, 1952.
 22. С. А. Каплан, В. И. Проник. Циркуляр Львовской астрон. obs., № 24, 1952.
 23. С. А. Каплан, В. И. Проник. Докл. АН СССР, **89**, 643, 1953.
 24. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., **15**, 121, 1955.
 25. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., **25**, 76, 1961.
 26. G. Courtès, P. Cruvellier, S. R. Pottasch. *Ann. Astrophys.*, **25**, 214, 1962.
 27. A. Blaauw. *Bull. Astron. Netherland*, **15**, N 505, 265, 1961.
 28. L. H. Aller, W. Liller. *Astrophys. J.*, **130**, 45, 1959.
 29. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., **29**, 291, 1963.
 30. С. А. Каплан. Межзвездная газодинамика. Физматгиз, 1958, стр. 43.
 31. G. Courtès. *Ann. d'Astrophys.*, **23**, 115, 1960.
-

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЯРКОСТИ
В ДИФFUЗНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 2237—9

Б. П. Артамонов

Изучены флуктуации яркости в диффузной туманности NGC 2237—9. Обнаружена корреляция флуктуаций яркости с расстоянием не только для небольших расстояний, но и для расстояний, сравнимых с размером всей туманности.

A STUDY OF BRIGHTNESS FLUCTUATIONS IN THE DIFFUSE NEBULA NGC 2237—9, by B. P. Artamonov.— The brightness fluctuations in the diffuse nebula 2237—9 have been studied. A correlation of brightness fluctuations with distance is detected not only for small distances but also for distances comparable with the dimensions of the whole nebula.

Метод исследования турбулентности в диффузных туманностях по флуктуациям яркости, предложенный С. Б. Пикельнером [1], был применен в [2, 3]. В [3] метод применялся к участкам туманности, имеющим неоднородную структуру (например, волокна). В этих работах исследовалась корреляция между разностью яркостей в двух точках и расстояниями между последними, причем значительно меньшими, чем размеры туманности.

Представляет интерес выяснить, имеется ли корреляция флуктуаций яркости для точек, разделенных расстояниями, сравнимыми с размером всей туманности.

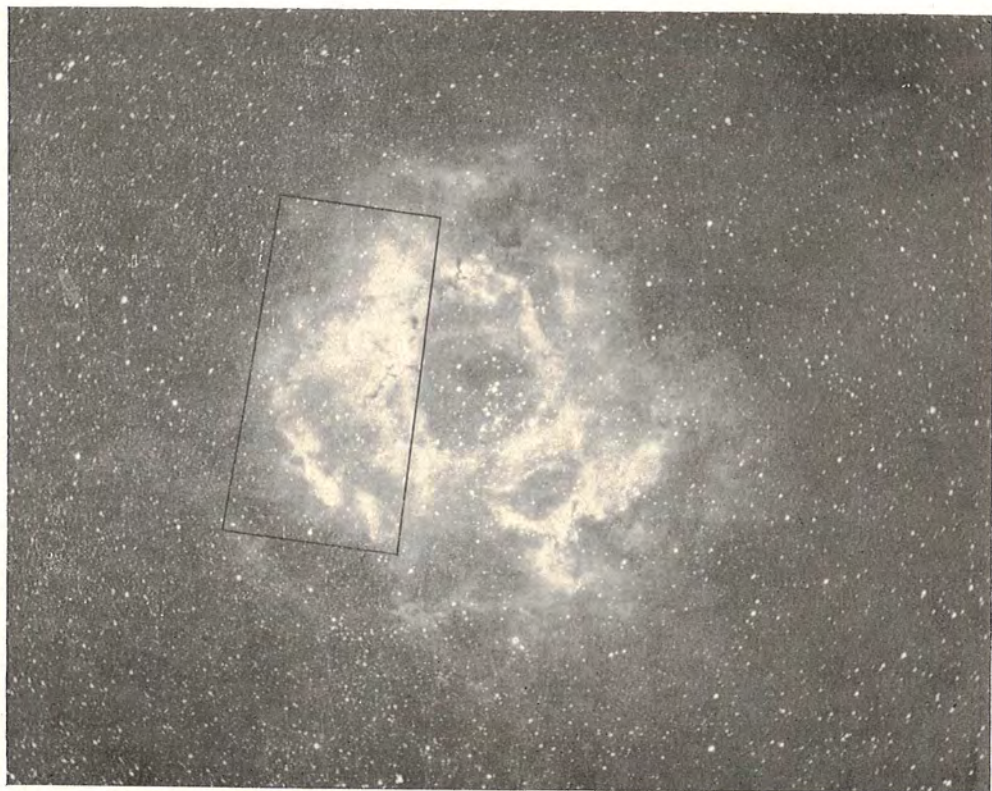
С этой целью была выбрана диффузная туманность NGC 2237—9 в Единороге, имеющая волокна и включения темной материи в виде глобул и каналов. Необходимый материал наблюдений был взят из стеклянной библиотеки Г. А. Шайна. Для изучения фотометрической структуры избранной области туманности (фиг. 1) было сделано по 71 фотометрическому разрезу негативов, полученных как в области H_α , так и в ультрафиолетовой области спектра. Измерения производились на микрофотометре МФ-4 с размером диафрагмы в масштабе, соответствующем на небе $10'', 4 \times 15'', 6$. На основании этих измерений были построены карты поверхностной яркости в относительных единицах.

Корреляционная функция

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

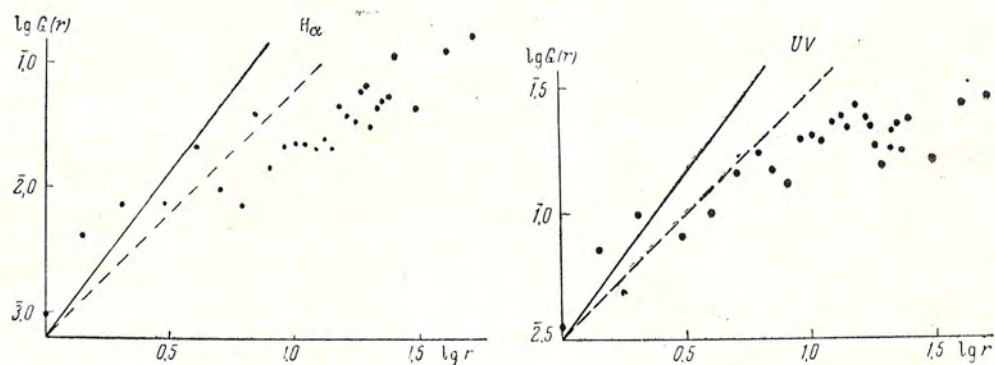
вычислялась, как и в [2], с использованием этих карт. Бралось по 100 пар точек для различных r . Единица масштаба соответствует 0,08 пс при расстоянии до туманности 1200 пс.

Полученные графики представлены на фиг. 2. На них по начальным точкам проведены прямые с тангенсом угла наклона $4/3$. При сравнении полученных графиков с аналогичными из [2, 3] обнаружено сходство для небольших r . Выводы [3] о наличии корреляции флуктуаций яркости с расстоянием в среде, не имеющей внешних признаков изотропии флуктуаций яркости, очевидно, справедливы и для диффузной туманности NGC 2237 — 9.



Фиг. 1. Фотография диффузной туманности NGC 2237—9

Черный прямоугольник в исследуемой области туманности — десятикратный размер диафрагмы



Фиг. 2. Функции $\lg G (\lg r)$, определенные по измерениям негативов, полученных в свете разных областей спектра

При больших r на фиг. 2 заметно отклонение от прямой с тангенсом наклона $4/3$ (сплошная линия). Но корреляция между $\lg G(r)$ и $\lg r$ сохраняется, что невозможно объяснить исходя из теории локально-изотропной турбулентности. Неясно, является ли наблюдаемая корреляция между $\lg G(r)$ и $\lg r$ для больших r следствием внутренних движений в туманности. Возможны две интерпретации этого факта. Во-первых, корреляция между $\lg G(r)$ и $\lg r$ для больших r может быть следствием внутренних движений газа в видимой части туманности, окруженной холодной материей и составляющей с последней единую гидродинамическую среду. Во-вторых, сохранение корреляции между $\lg G(r)$ и $\lg r$ для больших r может быть проявлением эффекта статистического подсчета и не зависит от характера внутренних движений газа, как показано в [4]. Тогда ожидаемый ход зависимости будет прямой с тангенсом угла наклона, равным единице (пунктир).

Автор благодарен Р. Е. Гершбергу за предложенную тему и обсуждение результата.

Гос. Астрономический ин-т им. П. К. Штернберга
Апрель 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., **11**, 34, 1954.
 2. С. Б. Пикельнер, Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. obs., **11**, 22, 1954.
 3. Б. П. Артамонов, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., **28**, 156, 1962.
 4. Р. Е. Гершберг. Наст. том, стр. 100.
-

АБСОЛЮТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ
НЕКОТОРЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ В ОБЛАСТИ H_{α}

Л. П. Метик, Р. Е. Гершберг

На светосильной камере 640 мм ($F/1,4$) получены снимки 33 планетарных туманностей в области линии H_{α} . В результате фотометрической обработки негативов определены в абсолютных единицах поверхностные яркости туманностей, на основе которых оценены средние электронные плотности вещества и расстояния до этих объектов. Полученные результаты — средние поверхностные яркости $I_{кр}$ в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$, телесные углы σ в квадратных секундах, освещенности $F_{кр}$ в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$, расстояния в парсеках и средние электронные плотности в см^{-3} — приведены в табл. 2. Кратко обсуждается вопрос о средних массах планетарных туманностей.[†]

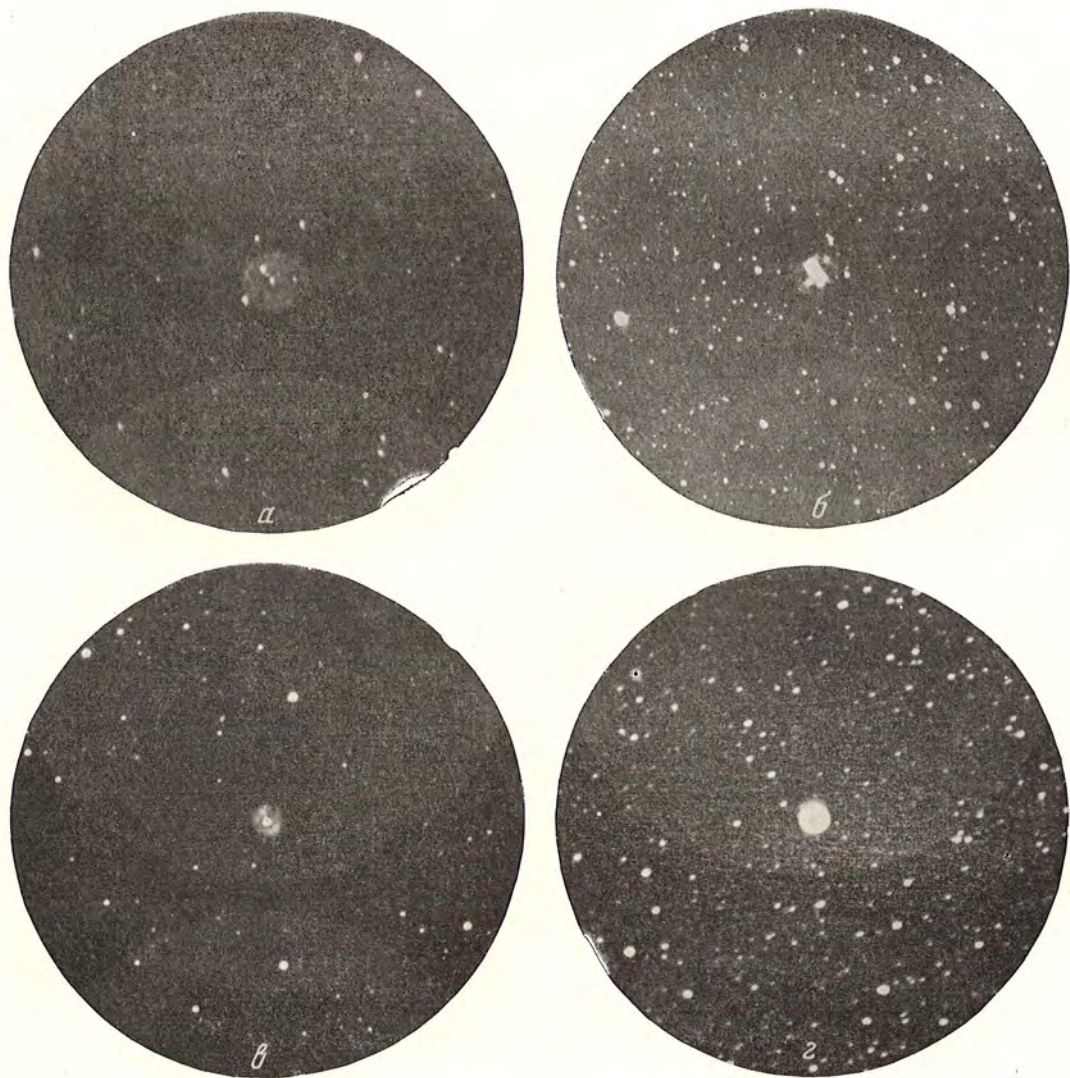
ABSOLUTE PHOTOMETRY OF 33 PLANETARY NEBULAE IN THE H_{α} REGION, by L. P. Metik and R. E. Gershberg. — Photographs of 33 planetary nebulae in the H_{α} region have been obtained with a 640 mm ($F/1,4$) fast-speed camera. The surface brightnesses of the nebulae are derived in absolute units. These are used for estimating the mean electron densities and the distances to the nebulae. The derived mean surface brightnesses I_{red} ($\text{erg/cm}^2 \text{ sec steradian}$), solid angles σ (in square seconds of arc), luminosities F_{red} ($\text{erg/cm}^2 \text{ sec}$), distances (parsecs) and electron densities (cm^{-3}) are given in table 2. The problem on the average mass of planetary nebulae is discussed briefly.

Абсолютные яркости планетарных туманностей необходимы для определения различных физических параметров этих объектов. В настоящее время существует два довольно обширных фотометрических обзора планетарных туманностей [1, 2], каждый из которых охватывает около полусотни объектов. Однако в эти обзоры не вошли туманности с низкой поверхностной яркостью и сравнительно большими угловыми размерами. Для восполнения этого пробела мы предприняли фотометрическое исследование таких планетарных туманностей на светосильной камере Крымской астрофизической обсерватории ($D = 640$ мм, $F/1,4$).

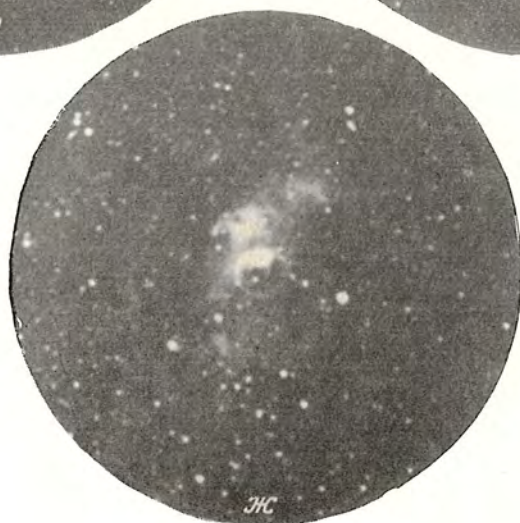
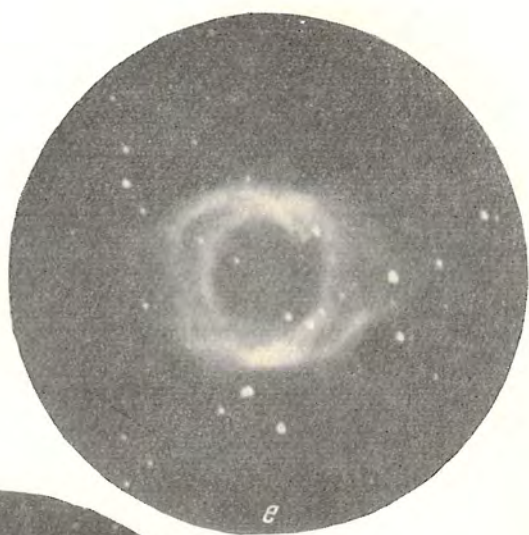
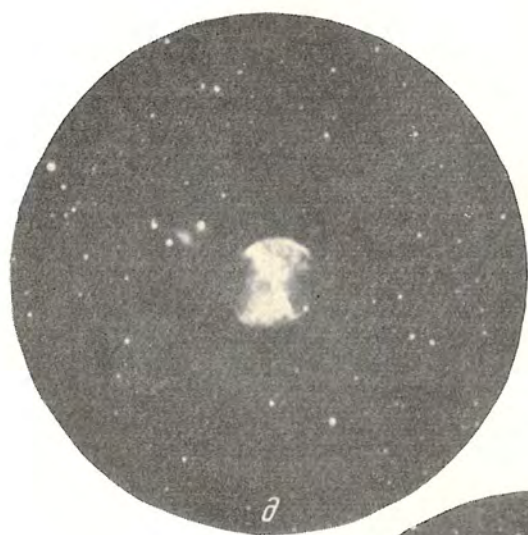
В течение 1961—1962 гг. получены снимки 33 планетарных туманностей. Наиболее интересные из них приведены на фиг. 1.

Фотографирование производилось на пластинках Eastman Kodak 103aE и 0aE через стеклянный фильтр КС-14. Из 250 полученных негативов было отобрано для фотометрирования 115 снимков планетарных туманностей и 37 внефокальных снимков звездных скоплений М 39 и NGC 129, которые служили стандартами. На остальных наших снимках заметных следов туманностей не обнаружено. В основном это слабые объекты Эйбелла, приведенные в [3].

Негативы калибровались трубочным фотометром. Экспозиции туманностей и шкалок отличались не более чем в два раза. Шкалки печатались одновременно с фотографированием туманностей и стандартных звезд. Скопления М 39, NGC 129 и планетарные туманности по возможности снимались на одинаковых зенитных расстояниях, чтобы избежать больших поправок за экстинкцию. Каждый внефокальный снимок звезд служил



Фиг. 1. Снимки планетарных туманностей в области H_{α}
 а — NGC 246; б — NGC 650—4; в — NGC 1514; г — NGC 6781
 (Продолжение на обороте)



Продолжение фиг. 1
д — NGC 6853; *е* — NGC 7293; *жс* — NGC 7635

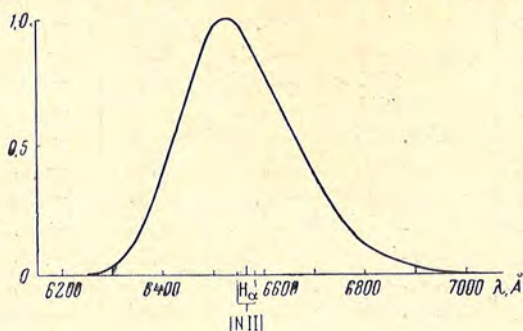
привязкой для 1—4 планетарных туманностей. Четыре снимка туманностей, соответствующие им четыре шкалки и один внефокальный снимок звезд получались на кусочках одной и той же пластинки и проявлялись одновременно.

Данные о звездных величинах (UBV) и спектральных классах (МК) стандартных звезд М 39 и NGC 129 взяты из [4] и [5]. Вывод формулы стандартизации дан в [6].

В нашем случае эта формула принимает вид

$$I_{кр} = \frac{8,00 \cdot 10^5}{S} I_T \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\pi_i}{I_*},$$

где $I_{кр}$ — поверхностная яркость туманности в области линии H_α ; I_T — яркость туманности и I_* — яркость звезды в некоторых произвольных единицах соответствующей характеристической кривой; π_i — освещенность от i -й стандартной звезды в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$; S — площадь внефокального изображения стандартных звезд в мм^2 . Контур полосы пропускания $\phi(\lambda)$, ограниченной стеклян- ным фильтром КС-14 и чувствительностью эмульсии 103аЕ, приведен на фиг. 2. Как показали вычисления, в эту полосу от звезды А0, $m_v = 6^m 0$ на 1 см^2 приходит поток $2,35 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/сек}$.



Фиг. 2. Контур полосы пропускания, ограниченной стеклян- ным фильтром КС-14 и спектральной чувствительностью эмульсии 103аЕ

Таблица 1

Звезда	Sp	$\Pi \cdot 10^9$, $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$	Звезда	Sp	$\Pi \cdot 10^9$, $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$
10 Lac	O9 V	2,35	η UMa	B3 V	2,14
ϵ Ori	B0 Ia	2,14	α Lyr	A0 V	2,35
α Vir	B1 V	2,14	51 Peg	G4	4,28

В табл. 1 приведены значения $\Pi = \int \pi(\lambda) \phi(\lambda) d\lambda$ для звезд разных спектральных классов и $m_v = 6^m 00$, которые позволяют получить потоки энергий от звезд — стандартов скоплений М 39 и NGC 129. При вычислениях Π величины стандартных звезд были исправлены за межзвездное поглощение по формуле $m_{\phi} = m_v - 0,17 A_v$ согласно [7]. Поглощение до каждой стандартной звезды определялось по наблюдаемым избыткам цвета согласно [4] и [5].

Измерения яркостей планетарных туманностей I_T производились на микрофотометре МФ-2 с круглыми диафрагмами, диаметр которых соответствовал 0,090 и 0,067 мм на пластинке и 20",8 и 15",6 на небе. Для больших по размеру туманностей, имеющих неравномерную поверхностную яркость по всей площади или некоторые структурные особенности, яркости измерялись в нескольких точках и вычислялась средняя $\bar{I}_{кр}$. По измеренным яркостям $\bar{I}_{кр}$ и угловым размерам σ определена наблюдаемая освещенность $F_{кр} = \bar{I}_{кр} \cdot \sigma$ в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$.

В табл. 2 собраны все полученные результаты: в столбце 1 — номер по порядку; в столбце 2 — номер туманности по каталогам NGC, IC или по

Таблица 2

№ п/п	NGC, IC или № по [3]	$\lg I_{\text{кр}}$	$10^{-4} \sigma$	$\lg F_{\text{кр}}$	$\Delta \lg F_{\text{кр}}$	N	R	n_e
1	40	-2,18	0,34	-9,27	0,07	3	820	920
2	246	-4,68	4,62	-10,64	0,09	2	680	30
3	650-1	-2,23	2,32	-8,50	0,11	2	310	840
4	1501	-3,26	0,23	-10,52	—	1	1600	210
5	1514	-3,44	0,89	-10,12	0,12	2	860	160
6	B.-B. 425	-3,58	0,34	-10,68	0,08	3	1500	130
7	IC 1295	-2,88	0,92	-9,54	0,06	4	670	350
8	6720	-2,08	0,37	-9,15	0,11	3	730	1000
9	B.-B. 472	-3,48	0,17	-10,88	0,05	4	2000	130
10	B.-B. 473	-3,28	0,78	-10,02	0,07	4	850	200
11	B.-B. 478	-3,52	0,13	-11,04	0,12	5	2400	140
12	B.-B. 480	-3,54	0,21	-10,84	0,07	4	1900	140
13	B.-B. 481	-2,86	1,14	-9,43	0,18	4	600	370
14	6772	-3,22	0,28	-10,40	0,11	5	1400	220
15	6781	-3,00	1,20	-9,55	0,07	4	600	290
16	6804	-1,98	0,11	-9,56	—	1	1300	1200
17	B.-B. 513	-3,41	0,11	-10,00	0,28	4	1600	170
18	6853	-2,61	9,05	-8,28	0,13	3	190	500
19	B.-B. 533	-1,32	0,50	-8,25	0,11	3	440	3000
20	B.-B. 537	-4,30	1,86	-10,66	0,12	5	900	50
21	7008	-2,92	0,24	-10,17	0,08	4	1300	340
22	B.-B. 544	-3,58	0,16	-11,01	0,29	3	2200	130
23	7048	-2,92	0,32	-10,04	0,08	4	1200	340
24	B.-B. 551	-3,38	0,11	-10,96	0,03	4	2400	180
25	7139	-3,39	0,37	-10,45	0,20	4	1300	170
26	B.-B. 559	-3,05	0,21	-10,36	0,06	4	1500	270
27	B.-B. 562	-3,52	0,23	-10,79	0,16	4	1800	140
28	7293	-3,47	47,8	-8,42	0,06	4	120	150
29	B.-B. 565	-3,80	0,94	-10,44	0,09	4	1000	100
30	IC 1470	-2,10	0,37	-9,16	0,05	3	730	1000
31	7635	-2,93	20,7	-8,25	0,04	4	140	310
32	B.-B. 579	-4,30	0,41	-11,32	0,09	4	1900	50
33	B.-B. 581	-4,30	0,71	-11,08	0,09	3	1500	50

списку [3]; в столбце 3 — логарифм поверхностной яркости в единицах $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{стер}$; в столбце 4 — угловой размер туманности в кв.сек ; в столбце 5 — логарифмы наблюдаемой освещенности в абсолютных единицах; в столбце 6 — среднее квадратичное отклонение логарифма $F_{\text{кр}}$ по различным негативам; в столбце 7 — число измеренных негативов N .

Как видно из фиг. 2, измеренная $I_{\text{кр}}$ складывается из трех компонент:

$$I_{\text{кр}} = I_{\text{H}\alpha} \Phi_{\text{H}\alpha} + I_{[\text{N II}]} \Phi_{[\text{N II}]} + I_{\lambda} \Delta \lambda, \quad (2)$$

где Φ — ордината нормированного контура полосы пропускания; I_{λ} — поверхностная яркость в небулярном континууме на $1 \text{ \AA}$; $\Delta \lambda$ — эффективная ширина спектральной области. Оценки, сделанные на основе [8], показывают, что $I_{\lambda} \Delta \lambda$ составляет около 3 % от $I_{\text{H}\alpha}$ (учитывая, что эквивалентная ширина исследуемого спектрального интервала $250 \text{ \AA}$, температура планетарных туманностей составляет $10\,000 - 20\,000^\circ \text{K}$ и плотность $n_e \approx 30 \div 3000 \text{ см}^{-3}$). Далее, $\Phi_{\text{H}\alpha} \approx \Phi_{[\text{N II}]} \approx 0,95$. Отноше-

ние $I_{H\alpha}: I_{[N II]}$ в разных туманностях различно, но в среднем оно близко к 2—4, так что $I_{кр} = (0,7 \div 0,8) I_{H\alpha}$. На фиг. 3 приведено сравнение $\lg F_{H\beta}$, измеренных фотоэлектрически [1, 9], и наших $\lg F_{кр}$. Прямая линия соответствует соотношению этих величин, которое должно было бы наблюдаться при отсутствии межзвездного поглощения, при декременте $\frac{F_{H\alpha}}{F_{H\beta}} = 2,75$ и при условии, что $F_{H\alpha} = 0,75 F_{кр}$.

Полученные абсолютные освещенности позволяют найти некоторые характеристики планетарных туманностей.

Согласно [10], для оптически тонких в L_c планетарных туманностей имеет место соотношение

$$R \propto \frac{M^{2/5}}{\phi I^{1/5}}, \quad (3)$$

где R — расстояние до туманности, M — масса туманности, ϕ — ее угловой диаметр. Поскольку $\sigma \propto \phi^2$, а $F = \sigma I$, то

$$R \propto \frac{M^{2/5}}{\sigma^{3/10} F^{1/5}}. \quad (4)$$

Полагая $M = \text{const}$, получаем

$$R = C \cdot \sigma^{-0,3} \cdot F^{-0,2}. \quad (5)$$

В табл. 2 есть три туманности, расстояния до которых определены в [11]. Пользуясь этими известными расстояниями, σ и F , можно определить постоянную, входящую в (5): $C = 127 \pm 21$. (Использование расстояний до 16 туманностей, приведенных в шкале [10], дает практически то же значение этой постоянной: $C = 120 \pm 28$.) Затем по формуле (5) были вычислены R для всех измеренных нами туманностей. Результаты вычислений приведены в столбце 8 табл. 2.

Далее, согласно [10],

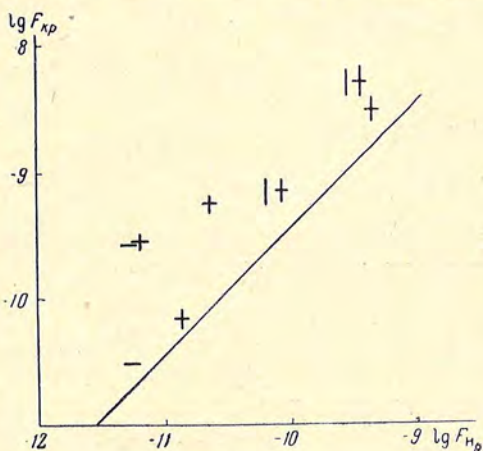
$$n_e \propto I^{3/5} M^{-1/5}. \quad (6)$$

Если, как и прежде, считать, что $M = \text{const}$, то

$$n_e = C' I^{3/5}. \quad (7)$$

Коэффициент C' можно определить по пяти туманностям, средняя электронная плотность которых найдена по отношению интенсивностей компонент ультрафиолетового дублета $\lambda 3729$ и $\lambda 3726$ [O II] в [12]. Эта величина оказалась равной $C' = (1,84 \pm 0,92) \cdot 10^4$, и в столбце 9 табл. 2 приведены вычисленные по формуле (7) средние плотности планетарных туманностей.

Полученные расстояния и плотности вещества в отдельных планетарных туманностях зависят от точности наблюдений и от правильности процедуры статистического определения нуль-пунктов шкал R и n_e . Величины R и n_e , приведенные в табл. 2, могут отличаться от соответствующих истинных величин за счет ошибок стандартных R и n_e , случайных ошибок в F и σ , различия межзвездного поглощения, дисперсии масс около $\bar{M}$ и за счет разной скважности вещества в различных туманностях. Систематические же ошибки в F и σ не сказываются на точности R и n_e , так как они выпада-



Фиг. 3. Сравнение полученных нами наблюдаемых освещенностей $F_{кр}$ с $F_{H\beta}$ из [1,9]

ют при использовании нуль-пунктов, найденных описанным выше способом. Формально к таким систематическим ошибкам относятся ошибки в $\bar{M}$, в среднем межзвездном поглощении и средней скважности вещества планетарных туманностей.

Как показано в [13], численное значение константы C' позволяет определить $\bar{M}$. Действительно, для излучения в линии H_β (см. [13]) имеем:

$$4\pi I_{H_\beta} = 9,4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{\bar{M}}{m_H} \right)^{1/3} n_e^{5/3}. \quad (8)$$

Следовательно,

$$4\pi I_{кр} = \frac{2,75}{0,75} \cdot 9,4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{\bar{M}}{m_H} \right)^{1/3} n_e^{5/3}. \quad (9)$$

Откуда

$$\bar{M} = m_H \left[3,64 \cdot 10^{25} \left(\frac{I_{кр}^{3/5}}{n_e} \right)^{5/3} \right]^3 = m_H [3,64 \cdot 10^{25} \cdot C'^{-5/3}]^3 = 2 \cdot 10^{-2} M_\odot. \quad (10)$$

Численное значение C также позволяет найти $\bar{M}$. Если вместо формулы (3) записать полное равенство

$$R = \frac{\left(\frac{\bar{M}}{m_H} \right)^{1/3}}{(3,64 \cdot 10^{25})^{1/3} \sigma^{0,3} F^{0,2}}, \quad (11)$$

то очевидно, что

$$\begin{aligned} \bar{M} &= m_H (3,64 \cdot 10^{25})^{1/2} (R \sigma^{0,3} F^{0,2})^{5/2} = \\ &= m_H (3,64 \cdot 10^{25})^{1/2} \left[\frac{3 \cdot 10^{18}}{(4,25 \cdot 10^{10})^{0,3}} C \right]^{5/2} = 0,15 M_\odot. \end{aligned} \quad (12)$$

$\bar{M}(C')$ и $\bar{M}(C)$ по-разному зависят от исходных данных и в разной степени чувствительны к систематическим ошибкам в этих данных:

$$M(C') \propto \varepsilon^{-3} I^3 \cdot n_e^{-5}, \quad M(C) \propto \varepsilon^{-1/2} R^{5/2} \sigma^{5/4} I^{1/2} \quad (13)$$

(ε — абсолютная светимость 1 см³ вещества туманности при единичной плотности). Судя по формулам (13), достаточно было бы допустить, что $I_{кр}$ ослаблена межзвездным поглощением в среднем на $0^m,7$ или что n_e завышено из-за скважности среды в среднем в полтора раза, и тогда $\bar{M}(C')$ и $\bar{M}(C)$ были бы одинаковы. Несмотря на вполне приемлемое среднее значение межзвездного поглощения $0^m,7$, более вероятно, что причина расхождения между $M(C') \equiv M(n_e, I)$ и $M(C) \equiv M(R, \sigma, I)$ кроется в неоднородной плотности планетарных туманностей. В пользу этого утверждения свидетельству-

Т а б л и ц а 3

Туманность	$M(R, \sigma, I)$			$M(n_e, I)$	
	[9]	[14]	[15]	радионаблюдения [13]	оптические данные
NGC 6543	0,051	0,075	0,056	0,013	
NGC 6572	0,120	0,094	0,049	0,005 ÷ 0,024	
NGC 6826	0,048	0,038	0,045		
NGC 7662	0,038	0,029	0,041		
NGC 3587					0,020[12]
Среднее по 24 туманностям		0,05			
Среднее по 17 туманностям					0,005[13]
Среднее по 6 туманностям				0,002	

ет тот факт, что средние и индивидуальные $M(R, \sigma, I)$ систематически больше соответствующих $M(n_e, I)$, в чем нетрудно убедиться, сравнивая данные [9, 14, 15] с результатами [12, 13]. Такое сравнение дано в табл. 3. Массы туманностей даны в долях массы Солнца, результаты [9, 15] пересчитаны на шкалу расстояний [10].

Выражаем глубокую благодарность проф. Б. А. Воронцову-Вельяминову, предложившему тему настоящей работы, В. И. Пронику за многочисленные обсуждения при выполнении работы, В. Б. Никонову за полезные замечания и В. В. Гаврилову за большую помощь в измерениях негативов и вычислениях.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. R. O' Dell. *Astrophys. J.*, **135**, 371, 1962.
 2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Е. Б. Костякова, О. Д. Докучаева, В. П. Архипова. *Астрон. ж.* (в печати).
 3. Б. А. Воронцов-Вельяминов. *Сообщения ГАИШ*, № 118, 3, 1962.
 4. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, **117**, 353, 1953.
 5. H. Ayr, A. Sandage, C. Stephens. *Astrophys. J.*, **130**, 80, 1959.
 6. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **21**, 245, 1959.
 7. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **26**, 303, 1961.
 8. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **29**, 291, 1963.
 9. Н. А. Размадзе. *Бюлл. Абастуманской астрофиз. обс.*, **23**, 91, 1958.
 10. И. С. Шкловский. *Астрон. ж.*, **33**, 222, 1956.
 11. Л. П. Метик, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **30**, 113, 1963.
 12. D. E. Osterbrock. *Astrophys. J.*, **131**, 541, 1960.
 13. Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, **28**, 159, 1962.
 14. Г. С. Хромов. *Астрон. ж.*, **39**, 468, 1962.
 15. Э. В. Турчанинова. *Астрон. ж.*, **39**, 862, 1962.
-

НАБЛЮДЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННЫХ ЗВЕЗД

Н. С. Полосухина

Приведены предварительные результаты поляриметрических наблюдений магнитно-переменных звезд: HD 153882, HD 125248, HD 133029, HD 224801, HD 215441.

Измерения поляризации магнитно-переменных звезд показали, что для « α -переменных» HD 153882 и HD 125248, видимо, характерны периодические изменения поляризации P с тем же периодом, что для блеска и магнитного поля.

Особо выделяется звезда HD 215441, которая, по-видимому, периодически меняет свою поляризацию, но на эти периодические изменения накладываются довольно быстрые и довольно значительные флуктуации поляризации (фиг. 3 и 4).

HD 133029 и HD 224801, возможно, меняют поляризацию, но о характере этих изменений пока трудно судить.

POLARIZATION OBSERVATIONS OF SOME MAGNETIC VARIABLE STARS, by *N. S. Polosukhina*. — Preliminary results are given of polarimetric observations of the magnetic variable stars: HD 153882, HD 125248, HD 133029, HD 224801 and HD 215441.

The polarization measurements show that periodic variations of polarization (P , %) with the same period as that of the variations of brightness and the magnetic field are apparently characteristic of the « α -variables» HD 153882 and HD 125248.

The star HD 215441 is outstanding. The polarization of this star apparently shows periodic variations, which are superposed by quite rapid and appreciable polarization fluctuations (figs. 3 and 4).

Possibly the polarization of HD 133029 and HD 224801 varies. However at present it is difficult to come to any conclusions on the character of these variations.

Наблюдаемая поляризация света звезд объясняется либо влиянием межзвездной среды, либо самой природой излучения звезд.

Многочисленные наблюдения ([1—4] и др.) показали, что поляризация, обусловленная межзвездной средой, также как межзвездное поглощение, постоянна во времени. Переменность поляризации свидетельствует об ином механизме образования поляризованной составляющей излучения звезд. С этой точки зрения особо интересны нестационарные звезды, в том числе и магнитно-переменные. Систематических наблюдений поляризации излучения этого типа звезд не проводилось. Этим, по-видимому, объясняется, что данные, которые имеются в литературе [4—6], весьма противоречивы.

Мы попытались обнаружить собственную поляризацию у магнитно-переменных звезд на основании достаточно непрерывного ряда наблюдений.

Таблица содержит выбранные нами звезды. Все эти звезды, кроме HD 133029, обладают периодическими изменениями либо блеска, либо магнитного поля; поэтому наши измерения поляризации могли быть отнесены к соответствующей фазе.

Наблюдения охватывали период с июня по декабрь 1961 г. и проводились совместно с Н. М. Шаховским на электрополяриметре, установленном на одной из камер двойного 400 мм астрографа.

Звезда HD	<i>m</i>	Sp	Класси- фикация по Бабко- ку [7]	Магнитное поле, гс	Период изменений		Число из- мерений
					поле	блеск	
153882	6 ^m ,2	A4p	α	$-1200 \div +1400$	6 ^d ,09	6 ^d ,09	66
125248	5,7	A0p	α	$+2100 \div -1900$	9,295	9,295	17
71866	6,7	A0p	α	$-1700 \div +2000$	6,8	6,8	5
224801	6,2	A0	β	$-\dots +2300$	Неправильные	3,74	53
215441	8,5	A0p	γ	$+12000 \div +34000$	»	9,49	170
133029	6,2	A0p	γ	$+1150 \div 3270$	»	Нет измерений	71

Подробное описание аппаратуры, а также методики обработки наблюдений дано в [8]. Спектральная область, в которой производились измерения поляризации (от 4200 до 6200 Å), ограничивалась пропусканием стеклянной оптики астрографа и спектральной чувствительностью сурьмяно-цезиевого умножителя (EMI-9502).

Наблюдения поляризации излучения звезд привязывались к стандартному источнику — эталону поляризации, который измерялся 2—3 раза в ночь. По проведенным весной 1961 г. наблюдениям 13 калибровочных звезд с постоянной поляризацией, взятых из каталогов Хилтнера [1], Бера [3] и Холла [2], были установлены следующие параметры поляризации эталона: $P = 2,08\% \pm 0,03$, $\theta^\circ = 89^\circ \pm 0,8$ [8].

Постоянство найденных параметров было проверено серией наблюдений 20 калибровочных звезд зимой 1961 г. [9]. Значения параметров для этого сезона получились: $P = 1,98\%$ и $\theta^\circ = 91^\circ$.

Это указывает на достаточную стабильность работы аппаратуры за все время наблюдений.

Каждое наблюдение давало освобожденные от фона неба значения параметров: $P_x = P \cos \theta$ и $P_y = P \sin \theta$, где P — степень поляризации, а θ° — позиционный угол плоскости поляризации в экваториальной системе, отсчитываемый от точки севера. По этим параметрам P_x и P_y вычислялись значения P и θ .

Несколько слов о точности наблюдений. В [8] показано, что точность определения P и θ° с нашей аппаратурой, найденная по наблюдениям калибровочных звезд ярче 9^m,0, лежит в пределах: для P — $\pm 0,10\% \div \pm 0,16\%$ и для θ° — $\pm 2^\circ$.

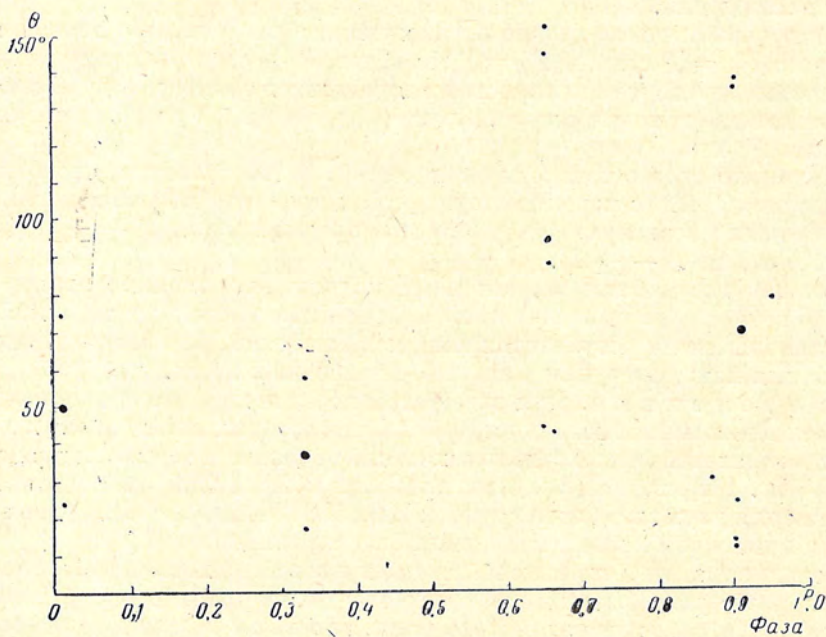
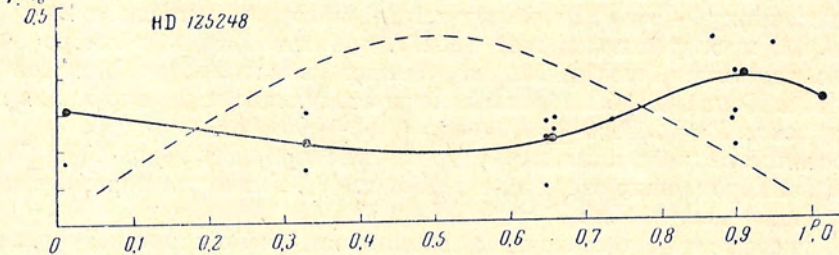
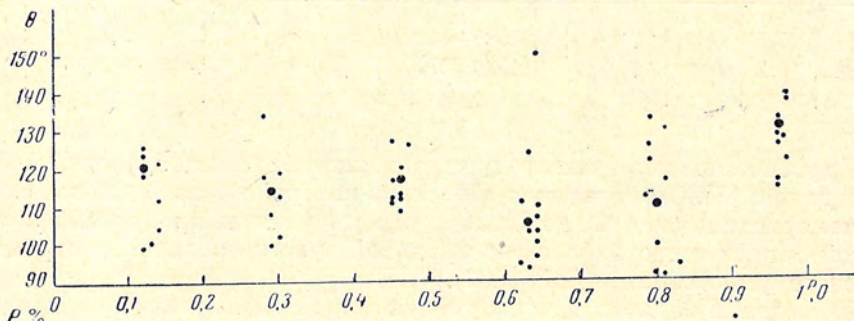
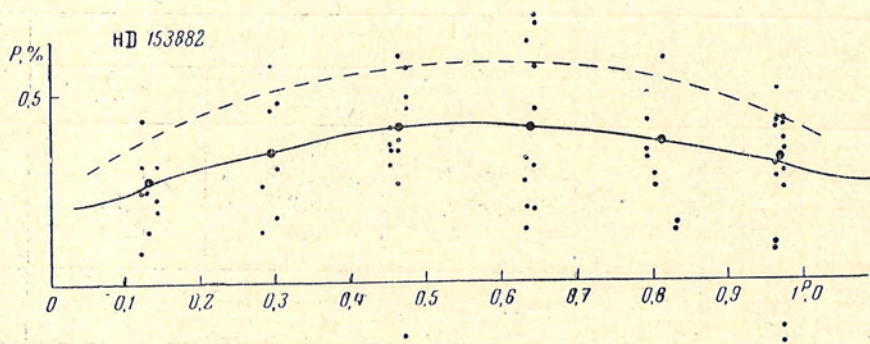
Так как все наблюдавшиеся нами магнитно-переменные звезды ярче 9^m,0, то точность наблюдений этих звезд не ниже указанных значений.

Остановимся на результатах наших наблюдений, рассматривая их раздельно для каждой группы магнитно-переменных звезд.

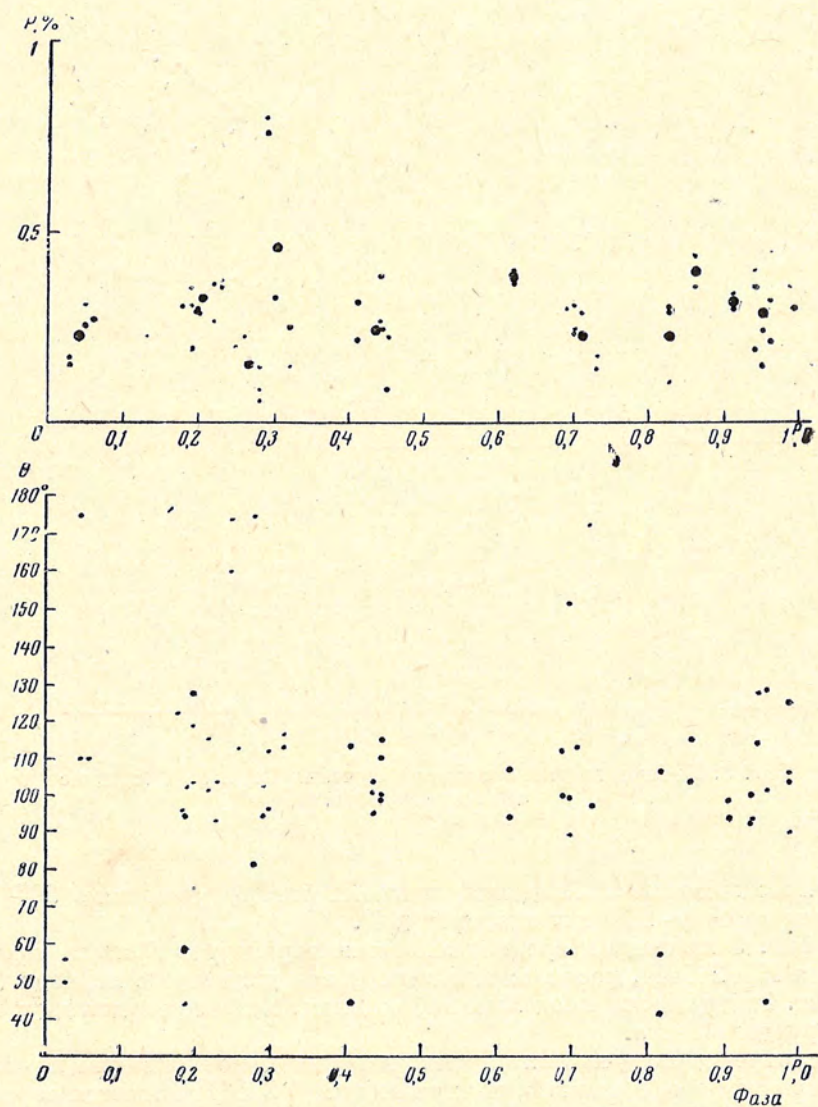
α -п е р е м е н н ы е. Для звезд этой группы характерны периодические изменения магнитного поля, блеска и некоторых спектральных характеристик (интенсивности отдельных линий) с одним и тем же периодом.

На фиг. 1 приведены результаты наших наблюдений поляризации излучения для двух звезд этой группы: HD 153882 и HD 125248. Здесь же нанесены пунктиром кривые изменения блеска, взятые из [10].

Можно заметить, что изменения поляризации P хоть и небольшие, но происходят периодически и как будто следуют периодическим изменениям блеска, а тем самым и магнитного поля, так как блеск и магнитное поле у этих звезд меняются синхронно. Звезда HD 71866 наблюдалась очень мало, и об изменениях параметров поляризации судить трудно. Можно



Фиг. 1. Наблюдения поляризации излучения звезд HD 153882 и HD 125248
 Сплошная линия — степень поляризации P ; штриховая — кривые блеска; жирные точки — сред-
 ние значения P и θ для каждой фазы

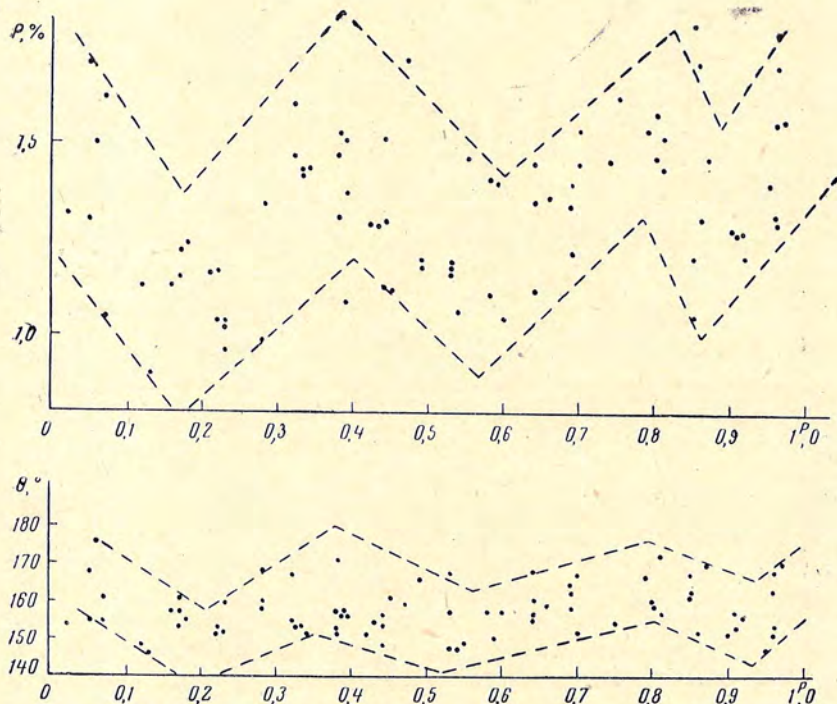


Фиг 2. Наблюдения поляризации излучения HD 224 801

только указать, что среднее значение поляризации излучения HD 71866 $P \approx 0,3\%$.

β-переменные. Звезды этой группы меняют величину и полярность магнитного поля неправильным образом. В нашу программу входила единственная звезда этой группы HD 224801. По наблюдениям Провина [10] и Яжембовского [11], у этой звезды был найден период $3^d,74$, и мы относили свои измерения к соответствующей фазе этого периода. На фиг. 2 представлены поляризационные наблюдения HD 224801. Никакой закономерности в изменениях параметров поляризации у этой звезды не обнаружено.

γ-переменные показывают сильные неправильные изменения магнитного поля, сохраняя при этом его полярность. Среди этих звезд следует особо отметить звезду HD 215441 [12]. Она обладает аномально сильным полем порядка 34 000 гс и значительными изменениями его. Блеск этой звезды меняется строго с периодом в $9^d,49$ [13].



Фиг. 3. Наблюдения поляризации излучения HD 215441 (средние значения за ночь)

Поляризационные наблюдения показали быстрые (в течение 20—30^m) и значительные ($\sim 1\%$) изменения P [14].

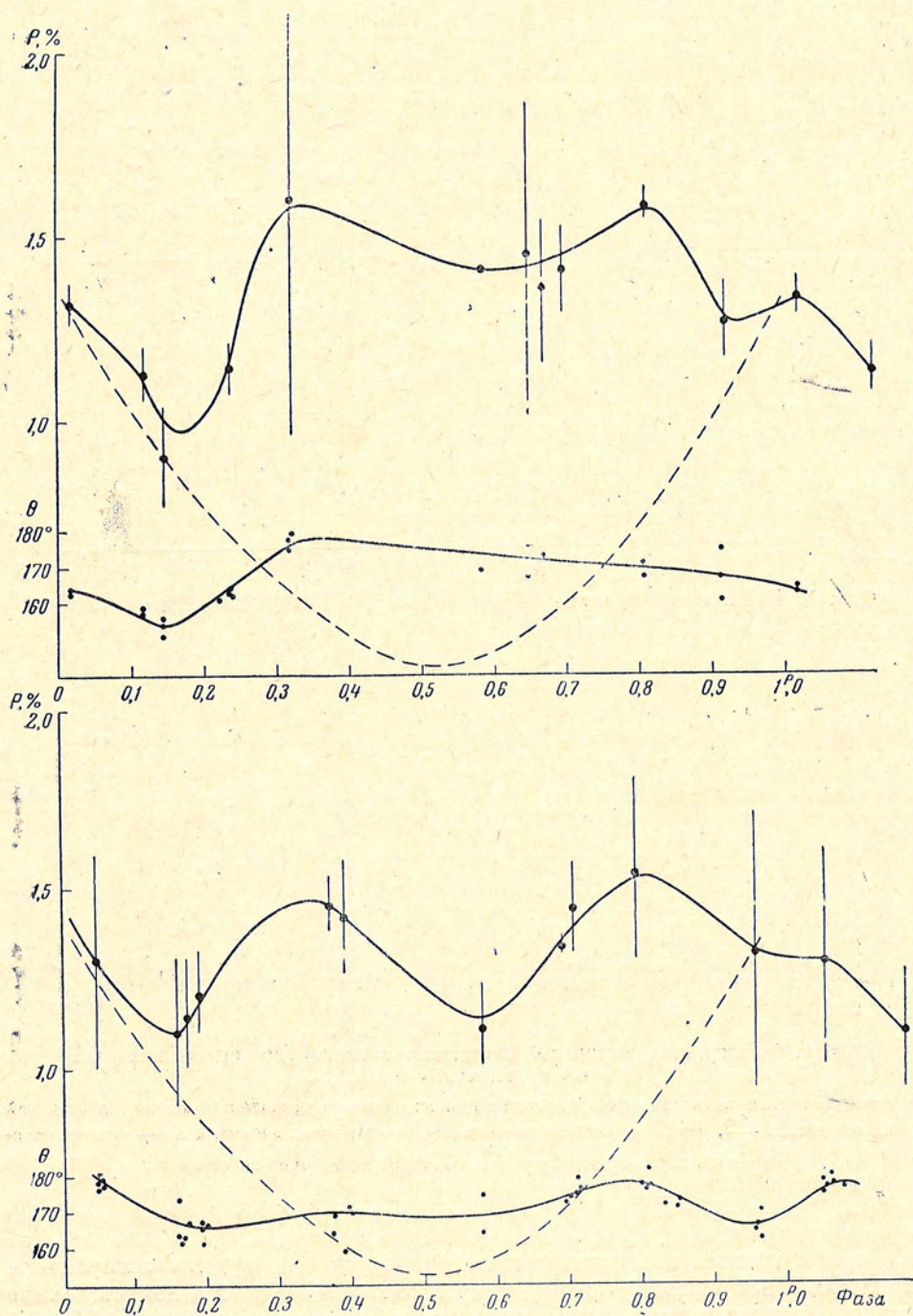
На фиг. 3 приведены средние значения параметров P и θ за каждую ночь для HD 215441, расположенные по фазам указанного периода [13]. А на фиг. 4 представлены отдельно наблюдения поляризации для двух полных периодов блеска.

Рассмотрение полученных кривых изменения поляризации приводит к заключению, что, возможно, поляризация HD 215441 меняется периодически, но период этих изменений отличен от периода изменения блеска; возможно, на периодические изменения накладываются быстрые и довольно значительные ($\sim 1\%$) беспорядочные изменения поляризации.

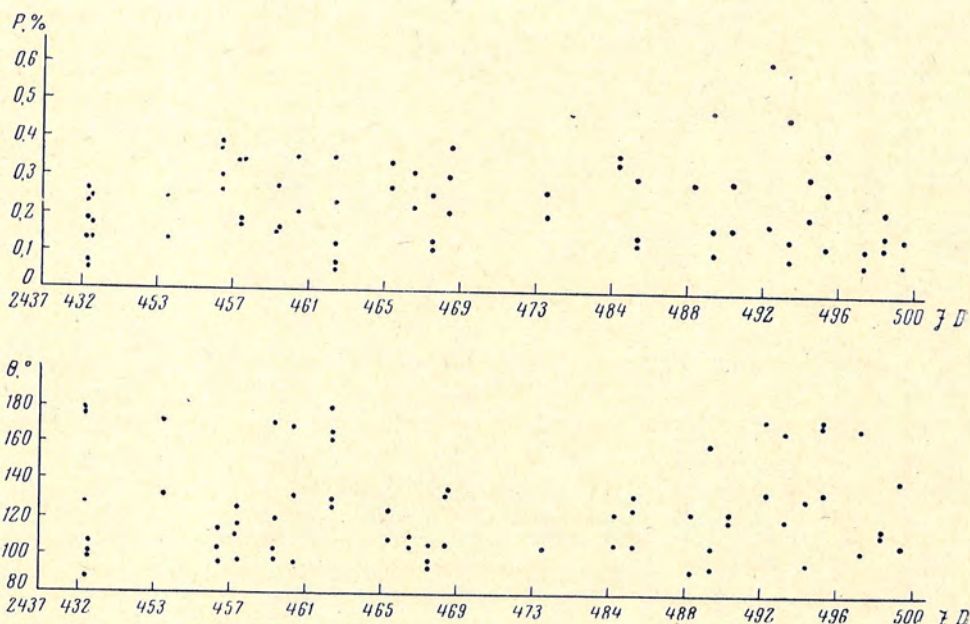
Нами получено 70 измерений параметров поляризации для другой звезды этой же группы HD 133029. На фиг. 5 приведены результаты наблюдений каждой ночи. Чтобы судить о реальности полученных изменений поляризации у исследованных нами магнитно-переменных звезд, были построены гистограммы (фиг. 6), где представлены все наши наблюдения и для сравнения приведены наблюдения поляризации света стандартной звезды δ Del с известной и постоянной поляризацией.

Из фиг. 6 мы видим, что у стандартной звезды дисперсия значений P , характеризующая точность наших наблюдений, значительно меньше, чем у магнитно-переменных звезд. Она находится в полном согласии с приведенными выше оценками точности [8]. Это наглядно свидетельствует о реальности изменений поляризации у изучаемых нами звезд.

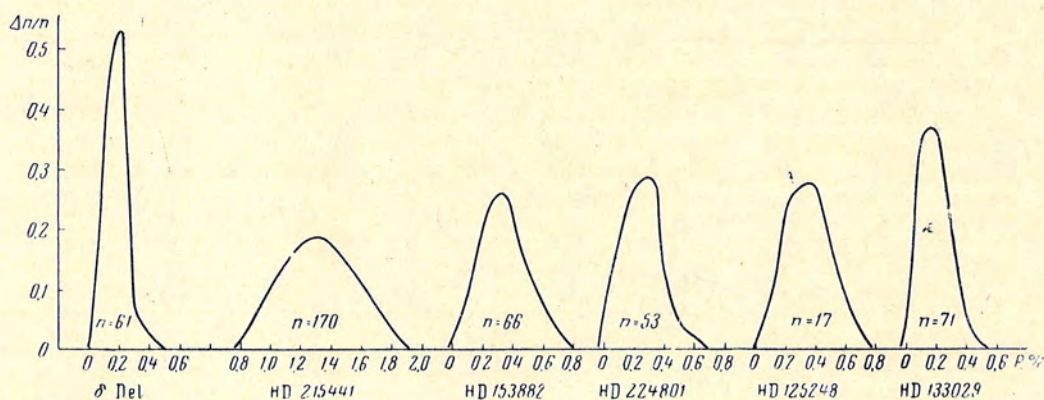
Таким образом, проведенные предварительные наблюдения поляризации некоторых магнитно-переменных звезд показали, что для α -переменных, видимо, характерны также периодические изменения поляризации с тем же периодом, что для блеска и магнитного поля.



Фиг. 4. Наблюдения поляризации излучения HD 215441 для двух отдельных периодов (длина каждой линии представляет величину отклонения степени поляризации P от среднего значения для соответствующей фазы)



Фиг. 5. Наблюдения поляризации излучения HD 133029 (для каждой ночи)



Фиг. 6. Гистограммы измерений поляризации магнитно-переменных звезд по сравнению с δ Del

По осям отложены: значение степени поляризации P ; частота встречаемости отдельных значений P или отношение $\frac{\Delta n}{n}$, где n — полное число наблюдений каждой звезды, а Δn — число наблюдений, для которых P имеет некоторое дискретное значение

По полученным наблюдательным данным трудно судить о характере изменений поляризации у β - и γ -переменных (наблюдалось недостаточное число звезд этих групп). Однако следует особо выделить звезду HD 215441, для которой характерны изменения P , возможно периодические, на которые накладываются быстрые и довольно значительные флуктуации поляризации (фиг. 3 и 4).

В дальнейшем было бы очень интересно вести параллельные наблюдения магнитного поля и поляризации магнитно-переменных звезд, чтобы установить надежную корреляцию поляризации излучения и магнитного поля этих звезд.

В заключение автор выражает благодарность лаборантам Т. Смирновой и А. Брунс за помощь в обработке наблюдений, а также В. Б. Николу и А. А. Боярчуку за советы и замечания при обсуждении статьи.

Апрель 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. A. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, N 24, 1956.
 2. J. S. Hall. *Publ. U. S. Naval Obs.*, 17, 6, 1958.
 3. A. Behr. *Nachr. Acad. Wiss. Göttingen II math-phys.*, N 7, 1959.
 4. В. А. Домбровский. Докт. дисс., 1960.
 5. Варданян. Сообщения Бюраканской обс., № 28, 1960.
 6. G. Thiessen. *Astron. Abhandlungen Hamburger Sternwarte*, 5, N 9,
 7. H. Babcock. *Astrophys. J. Suppl.*, N 30, 1958.
 8. Н. М. Шаховской и Н. А. Димов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 27, 291, 1962.
 9. Н. М. Шаховской (в печати).
 10. J. J. Provin. *Astrophys. J.*, 118, N 3, 1953.
 11. T. Jarzeowski. *Acta Astronomica*, 10, N 1, 1960
 12. H. Babcock. *Astrophys. J.*, 132, N 3, 1960.
 13. T. Jarzeowski. *Acta Astronomica*, 10, N 2, 1960.
 14. Н. С. Полосухина. *Астрон. ж.*, 40, 1963.
-

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И НЕМАГНИТНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА СОЛНЦЕ

А. Б. Северный

Солнечный магнитограф позволяет измерять положение плоскости поляризации и величину вектора преимущественных колебаний излучения в различных точках диска Солнца, в частности [1] измерять поперечные магнитные поля (§ 1). Измерения поляризации в магнитно-чувствительной линии $\lambda 5250$ показывают большую неоднородность направлений плоскости поляризации по диску (с характерным масштабом до $5''$) и эффект вращения плоскости поляризации с расстоянием от центра линии. Вращение плоскости поляризации бывает сильно выражено в области сильных полей, вблизи ядер пятен, достигая здесь иногда 90° , что свидетельствует о сильном изменении ориентации поля с глубиной. Вдали от сильных полей (пятен) эффекты вращения, как правило, невелики, и измеренные направления плоскости поляризации можно отождествлять с направлением поперечного магнитного поля (§ 2).

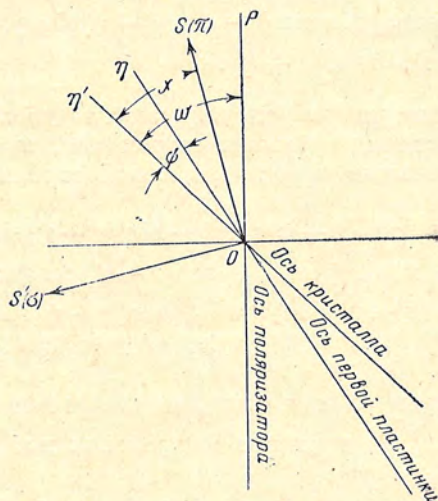
С помощью магнитографа обнаружено явление поляризации в области непрерывного спектра, возникающее на диске Солнца везде, где имеются заметные поперечные изменения интенсивности (в картинной плоскости). Этот эффект «немагнитной поляризации» сильно выражен у краев диска, качественно и количественно эффект аналогичен явлению поляризации края Солнца, найденному Дольфусом. В нашем случае эффект связан с поляризацией света, рассеянного в оптике модулятора и на оправах зеркал. Эффект немагнитной поляризации вместе с эффектом (немагнитной) поляризации резонансных линий и эффектом вращения плоскости поляризации делает несостоятельными измерения поперечных полей детектором поляризации в широком интервале спектра (Леруа).

AN EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF ROTATION OF THE POLARIZATION PLANE AND NONMAGNETIC POLARIZATION ON THE SUN, by A. B. Severny.— The solar magnetograph permits measurements of the position of the polarization plane and the vector of predominant radiation oscillations at different points of the solar disk, in particular [1] measurements of the transversal magnetic field (§ 1). Polarization measurements in the magnetic-sensitive line $\lambda 5250$ show a large diversity in the directions of the polarization plane across the disk (with a characteristic scale of $5''$) and the effect of rotation of the polarization plane with distance from the center of the line. The rotation of the polarization plane is pronounced in the region of strong fields near spot umbrae, attaining at times 90° , this being evidence of a strong variation of field orientation with depth. At large distances from strong fields (spots) the rotational effects as a rule are small and the measured directions of the polarization plane can be identified with the direction of the transversal magnetic field (§ 2).

Polarization phenomenon in the region of the continuous spectrum, which appears on the solar disk at all points with appreciable transversal intensity variations (in the picture plane), has been detected by means of the solar magnetograph. This «nonmagnetic polarization» effect is sharply defined at the limb. Qualitatively and quantitatively this effect is similar to the polarization phenomenon of the solar limb found by Dollfus. In our case the effect is connected with polarization of light scattered by the optics of a modulator and on mirror castings. The nonmagnetic polarization effect together with the polarization of resonance lines effect and the effect of rotation of the plane of polarization lead to the inconsistency of measurements of transversal fields by a polarization detector in a wide spectral region (Leroy).

§ 1. Метод измерения азимута поляризации, связанной с магнитным полем

Рассмотрим прохождение плоскополяризованного вдоль OS колебания и ему ортогонального OS' через двупреломляющую оптику, состоящую последовательно из двух пластинок с разностями хода δ и δ' и поляризатора P (см., например, [2]). Пусть $O\eta$ и $O\eta'$ — направления необыкновенных осей в этих пластинках соответственно (фиг. 1),



Фиг. 1. Расположение осей

OP — ось поляризатора, χ — угол OS с направлением $O\eta'$, которое будем считать фиксированным и составляющим угол ω с направлением OP , ψ — угол между OP и направлением $O\eta'$, которое меняется по произволу. В первой пластинке луч разделится на две составляющие — колебания вдоль необыкновенной S_η и обыкновенной оси S_ξ :

$$\begin{aligned} S_\eta &= a \cos \omega t \cos (\chi - \psi), \\ S_\xi &= a \cos \omega t \sin (\chi - \psi). \end{aligned}$$

Эти колебания выйдут из первой пластинки с разностью хода δ :

$$\left. \begin{aligned} S_\eta &= a \cos \omega t \cos (\chi - \psi), \\ S_\xi &= a \cos (\omega t + \delta) \sin (\chi - \psi). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Во второй пластинке каждое из этих колебаний в свою очередь разделится на два:

$$\begin{aligned} \text{вдоль оси } \eta' & \left\{ \begin{aligned} S_\eta \cos \psi, \\ -S_\xi \sin \psi, \end{aligned} \right. \\ \text{вдоль } \xi' & \left\{ \begin{aligned} S_\eta \sin \psi, \\ S_\xi \cos \psi, \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

и из пластинки выйдут колебания

$$\left. \begin{aligned} a \cos \omega t \cos (\chi - \psi) \cos \psi \\ - a \cos (\omega t + \delta) \sin (\chi - \psi) \sin \psi \end{aligned} \right\} \text{ вдоль } \eta', \quad (b)$$

$$\left. \begin{aligned} a \cos (\omega t + \delta') \cos (\chi - \psi) \sin \psi \\ a \cos (\omega t + \delta + \delta') \sin (\chi - \psi) \cos \psi \end{aligned} \right\} \text{ вдоль } \xi'. \quad (b')$$

Результирующее колебание, прошедшее через поляризатор OP , получим, умножив (b) и (b') на $\cos w$ и $\sin w$ соответственно. Его можно представить в виде

$$A \cos \omega t + B \sin \omega t,$$

где

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{a} A &= \cos(\chi - \psi) \cos \psi \cos w - \sin(\chi - \psi) \sin \psi \cos w \cos \delta + \\ &+ \cos(\chi - \psi) \sin \psi \sin w \cos \delta' + \sin(\chi - \psi) \cos \psi \sin w \cos(\delta + \delta'), \\ \frac{1}{a} B &= \sin(\chi - \psi) \sin \psi \cos w \sin \delta - \cos(\chi - \psi) \sin \psi \sin w \sin \delta' - \\ &- \sin(\chi - \psi) \cos \psi \sin w \sin(\delta + \delta'). \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

Ограничимся рассмотрением случая, когда угол между осью On' фиксированной пластинки и поляризатором OP , $w = -\pi/4$ (считая угол от оси On' положительным против часовой стрелки), тогда (1.1) будет

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{a} \sqrt{2} A &= \cos(\chi - \psi) \cos \psi - \sin(\chi - \psi) \sin \psi \cos \delta - \\ &- \cos(\chi - \psi) \sin \psi \cos \delta' - \sin(\chi - \psi) \cos \psi \cos(\delta + \delta'), \\ \frac{1}{a} \sqrt{2} B &= \sin(\chi - \psi) \sin \psi \sin \delta + \cos(\chi - \psi) \sin \psi \sin \delta' + \\ &+ \sin(\chi - \psi) \cos \psi \sin(\delta + \delta'). \end{aligned} \right\} \quad (1.1')$$

Сначала рассмотрим случай, когда первая пластинка имеет разность хода $\frac{1}{4}\lambda$, т. е. $\delta = \pi/2$, а величина ψ произвольна, тогда (1.1') будет

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sqrt{2}}{a} A &= \cos \varphi \cos \psi - \cos \varphi \sin \psi \cos \delta' + \sin \varphi \cos \psi \sin \delta', \\ \frac{\sqrt{2}}{a} B &= \sin \varphi \sin \psi + \cos \varphi \sin \psi \sin \delta' + \sin \varphi \cos \psi \cos \delta', \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

где

$$\varphi = \chi - \psi. \quad (1.3)$$

Из (1.2) для амплитуды колебаний получим

$$\frac{2}{a^2}(A^2 + B^2) = 1 - \cos \delta' \sin 2\psi \cos 2\varphi + \sin \delta' \sin 2\varphi. \quad (1.4)$$

Рассмотрим два фиксированных положения первой $\frac{1}{4}\lambda$ -пластинки $\psi_1 = -\alpha_1$ (ось ее повернута по часовой стрелке на угол α_1) и $\psi_2 = +\alpha_2$ (против часовой стрелки на угол α_2). Тогда согласно (1.3) в первом случае амплитуда будет

$$\frac{2}{a^2}(A^2 + B^2)_\pi = 1 + \cos \delta' \sin 2\alpha_1 \cos 2(\chi + \alpha_1) + \sin \delta' \sin 2(\chi + \alpha_1) \quad (c)$$

и во втором

$$\frac{2}{a^2}(A^2 + B^2)_\pi = 1 - \cos \delta' \sin 2\alpha_2 \cos 2(\chi - \alpha_2) + \sin \delta' \sin 2(\chi - \alpha_2); \quad (d)$$

значок π относится к колебанию вдоль OS .

Для колебания, ортогонального к OS (припишем ему значок σ), аналогичные выражения получим, если заменим χ на $\chi + \pi/2$; например, в первом случае ($\psi_1 = -\alpha_1$) имеем

$$\frac{2}{b^2}(A^2 + B^2)_\sigma = 1 - \cos \delta' \sin 2\alpha_1 \cos 2(\chi + \alpha_1) - \sin \delta' \sin 2(\chi + \alpha_1) \quad (c')$$

и во втором

$$\frac{2}{b^2}(A^2 + B^2)_\sigma = 1 + \cos \delta' \sin 2\alpha_2 \cos 2(\chi - \alpha_2) - \sin \delta' \sin 2(\chi - \alpha_2). \quad (d')$$

Таким образом, в случае поперечного магнитного поля полную интенсивность в сфере линии получим, сложив (с) и (с') для первого положения $1/4\lambda$ -пластинки и (d) и (d') для второго. Так, в первом случае ($\psi_1 = -\alpha_1$) имеем

$$I = \frac{1}{2}[a^2 + b^2 + (a^2 - b^2) \sin(\chi + \alpha_1) \sin \delta' + (a^2 - b^2) \cos 2(\chi + \alpha_1) \sin 2\alpha_1 \cos \delta'].$$

Сигнал магнитографа при измерениях поляризации образуется путем модуляции фазы во второй пластинке — кристалле ADP — от $\delta' = \pi/2$ до $\delta' = -\pi/2$, и величина его

$$\delta_{\perp 1} = 2[I(\pi/2) - I(-\pi/2)] = 2(a^2 - b^2) \sin 2(\chi + \alpha_1). \quad (1.5)$$

Аналогичным образом при $\psi = +\alpha_2$ сигнал

$$\delta_{\perp 2} = 2(a^2 - b^2) \sin 2(\chi - \alpha_2). \quad (1.6)$$

Таким образом, отношение сигналов

$$\delta = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} = \frac{\sin 2(\chi + \alpha_1)}{\sin 2(\chi - \alpha_2)}. \quad (1.7)$$

В частном случае, если ось пластинки $1/4\lambda$ сперва совпадает с осью кристалла ADP ($O\eta'$), а затем повернута на $\pi/4$ против часовой стрелки (как это обычно делается при измерениях), то $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = \pi/4$ и

$$\delta = \operatorname{tg} 2\chi. \quad (1.8)$$

Формула (1.7) [в частности, (1.8)] является основной для определения азимута χ поперечного поля.

Следует заметить, что соотношение (1.7) [или (1.8)] справедливо только в том случае, если первая пластинка с разностью хода $1/4\lambda$ поворачивается, а модулятор $\pm 1/4\lambda$ и поляризатор занимают фиксированное положение. Если вместе с пластинкой $1/4\lambda$ поворачивать и модулятор (на угол φ), оставляя направление OP неизменным (как это иногда делалось при ранних наблюдениях в 1959 г.), то нетрудно убедиться, что вместо (1.7) отношение сигналов будет

$$\delta = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} = \frac{\sin 2\chi_0}{\sin 2(\chi_0 + \varphi)} \cdot \frac{\sin 2w_0}{\sin 2(w_0 + \varphi)}, \quad (1.9)$$

где χ_0 , w_0 — начальные углы χ и w (при $\alpha_1 = 0$). В частности, при повороте φ на 45° будет

$$\delta = \operatorname{tg} 2\chi \cdot \operatorname{tg} 2w_0,$$

и углы, определяемые в этом случае по формуле (1.8), будут ошибочны из-за множителя $\operatorname{tg} 2w_0$.

Рассмотрим теперь случай, когда первая пластинка имеет разность хода $\lambda/2$ ($\delta = \pi$), а вторая имеет разность фаз $\delta' = \delta'' + \pi/2$ (скажем, комбинация $1/4\lambda$ -пластинки и ADP с разностью хода $\delta'' = \pm \pi/2$, причем оси η обеих пластинок совпадают). В этом случае согласно (1.1), (1.3):

$$\left. \begin{aligned} \frac{\sqrt{2}}{a} A &= \cos \varphi \cos \psi + \sin \varphi \sin \psi - \cos \varphi \sin \psi \sin \delta'' + \sin \varphi \cos \psi \sin \delta'', \\ \frac{\sqrt{2}}{a} B &= -\cos \varphi \sin \psi \cos \delta'' + \sin \varphi \cos \psi \cos \delta''. \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

После небольших вычислений вместо (1.4) в этом случае находим

$$\frac{2}{a^2} (A^2 + B^2) \pi = 1 + \frac{1}{2} \sin \delta'' \sin 2(\varphi - \psi), \quad (1.11)$$

и для полной интенсивности магнитно-расщепленной линии аналогичным образом получим

$$I = (A^2 + B^2)_\pi + (A^2 + B^2)_0 = \frac{1}{2} [(a^2 + b^2) - (a^2 - b^2) \sin \delta'' \sin (2\chi - 4\psi)],$$

так что сигнал поперечного поля будет

$$\delta_\perp = -(a^2 - b^2) \sin (2\chi - 4\psi). \quad (1.12)$$

Наибольший сигнал будет при $2\chi - 4\psi = \pm \pi/2$. Вводя угол α между поляризатором и осью η пластинки $\lambda/2$,

$$\alpha = w - \psi = \frac{\pi}{4} - \psi,$$

получим условие максимального сигнала, $\chi = 2\psi \pm \pi/4$, в виде

$$\chi = \frac{\pi}{2} - 2\alpha \pm \frac{\pi}{4}, \text{ или } \left\{ \begin{array}{l} \chi_1 = -2\alpha + \pi/4 \\ \chi_2 = -2\alpha + \frac{3}{4}\pi \end{array} \right\}, \quad (1.13)$$

т. е. угол, образованный осью η' кристалла ADP с поперечным полем, равен двойному углу между поляризатором и осью пластинки $\lambda/2$ плюс угол $\pi/4$ (или $3/4\pi$), тогда как в [3] к углу -2α ошибочно прибавляется $\pi/2$. Это приводит к ошибке в 45° в определениях направления поля в [3].

В 1961—1962 гг. измерения велись так, что записывался сигнал в двух положениях пластинки $\lambda/4$, установленной перед кристаллом ADP. Это давало согласно формуле (1.7) или (1.8) азимут плоскости поляризации χ (с точностью до π). Вместо вращения только одной $\lambda/4$ -пластинки можно в принципе вращать всю поляризационную оптику как целое и записывать сигнал в двух ее положениях, отличающихся на угол α , равный 45° .

В 1960 г. записи сигналов поперечного поля производились при двух положениях, когда вся насадка с поляризационной оптикой ($\lambda/4$ -пластинка + ADP + поляроид) поворачивалась на $\pm 22,5^\circ$ относительно щели спектрографа при некотором произвольном исходном положении оси затухания поляризатора (николи) относительно щели. Из-за сильной поляризации решетки спектрограф сам представляет собой поляризатор с осью затухания, перпендикулярной щели. Поэтому подобные повороты не дают возможности определять азимут поляризации по простой формуле (1.8), так как при повороте изменяется наклон эффективной плоскости поляризации (поляризатор плюс решетка) к оси насадки (кристалла), т. е. меняется угол w [пример крайнего случая, когда эффективная плоскость поляризации не меняет своего положения — формула (1.9)]. Карты направлений, воспроизведенные в [1], содержат некоторые ошибки, связанные с применением формулы (1.8) в этом случае. Для устранения искажающего измерения влияния спектрографа в конце 1960 г. ось затухания поляризатора OP была установлена строго перпендикулярно щели, и записи в 1961 г. производились путем поворота одной только $\lambda/4$ -пластинки на угол 45° . Практически только начиная с 1961 г. записи азимута поляризации свободны от таких искажений.

Углы χ (положительные при отсчете от оси кристалла ADP против часовой стрелки), которые определяются по формуле (1.7) или (1.8) из записей сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$, позволяют определить угол α , который образует плоскость поляризации с уточной параллелью, и тем самым составить карту направлений поляризации. Пусть SS' — направление щели спектрографа (фиг. 2), образующей угол φ с перпендикуляром OA к уточной параллели BB . Так как ось поляризатора OP совмещена с SS' (угол $w = -45^\circ$), то угол α , который образует плоскость поляризации

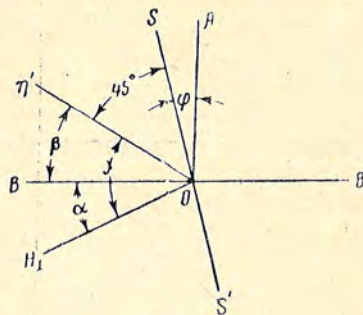
$OH_{\perp}$ с суточной параллелью BB , будет

$$\alpha = \chi - \beta, \quad (1.14)$$

где β — угол между осью кристалла и суточной параллелью:

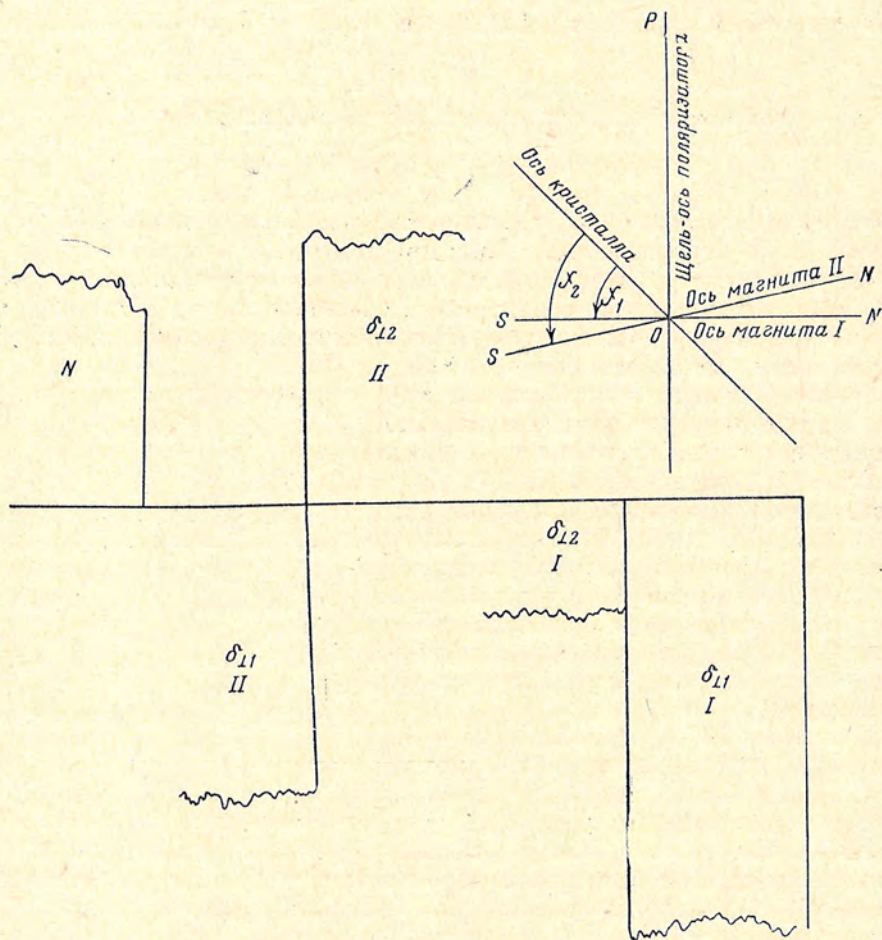
$$\beta = 90^{\circ} - (45^{\circ} + \varphi) = 45^{\circ} - \varphi. \quad (1.15)$$

Карта поля строится путем последовательного сканирования выбранного участка 20-см изображения Солнца; при этом используется 70-см изображение, которое строит гид башенного солнечного телескопа на экране. Для этого на экран прикрепляется миллиметровка, горизонтальные линии которой заранее ориентированы вдоль суточной параллели. Если солнечное пятно поставить сперва внизу и затем наверху щели спектрографа и отметить соответствующие положения на миллиметровке, то тем самым на эскизе определяется положение щели SS' , и угол φ определяется как наклон к вертикальным линиям OA щели SS' . В соответствии с принятым правилом знаков углов: если северный конец щели S с п р а в а от вертикали OA , то угол $\varphi < 0$, а если слева, то $\varphi > 0$. Величина φ меняется ото дня ко дню, и обычно абсолютная величина φ не превосходит 10° .



Фиг. 2. К определению угла β

В конце 1961 г. магнитограф был несколько перестроен с целью автоматической компенсации отсчетов за колебания яркости по диску Солнца и из-за изменений прозрачности (см. описание метода в этом томе стр. 209). Эта перестройка, а главным образом необходимость связать знак сигналов $\delta_{\perp}$ с сигналом лучевой скорости на краю с целью устранения возможной неопределенности, заставила провести записи сигналов поляризации $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ от эмиссионной линии ртутной лампы, помещенной между полюсами лабораторного магнита при различной ориентации оси NS -магнита относительно оси кристалла. На фиг. 3 приведена оригинальная запись отклонений в двух положениях $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ при первом и втором положениях оси магнита (обозначены цифрами I и II); там же приведено отклонение сигнала продольного поля $\delta_{\parallel}$ при наклонении северного конца магнита к щели. Так как сигналы $\delta_{\perp 1} \sim \sin 2\chi$, $\delta_{\perp 2} \sim \cos 2\chi$, то 2χ заключено в пределах от 0 до 90° , а χ — от 0 до 45° , если оба сигнала $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ положительны. Из фиг. 3 следует, что в положении I угол χ (отсчитанный против часовой стрелки) был $< 45^{\circ}$, поэтому сигналы книзу ленты должны считаться положительными; однако так как отклонение вверх или вниз может быть связано с настройкой фазы магнитографа, то знак сигналов $\delta_{\perp}$ следует определять из сравнения с отклонением, скажем, сигнала $\delta_{\parallel}$ на N -полярность или отклонением калибровочного сигнала лучевой скорости на краю. Из той же фиг. 3 видно, что положительны те сигналы, которые показывают отклонение, противоположное N -полярности. Так как отклонение $\delta_{\parallel}$ от N -полярности такое же (в ту же сторону от нуля), что и сигнал скорости на W -крае Солнца, то положительные сигналы $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ те, которые показывают отклонение от нуля в ту же сторону, что и сигнал скорости на E -крае Солнца. Это правило справедливо несмотря на то, что в лаборатории мы измеряем сигнал от линии излучения, так как при переходе к линии поглощения оба знака, как сигналов $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$, так и $\delta_{\parallel}$ от N -полярности, меняются на обратные.



Фиг. 3. К правилу определения угла χ

§ 2. Вращение плоскости поляризации в солнечных магнитных полях

Определения азимута плоскости поляризации (угла χ) зависят существенно не только от того, каким образом и какая поляризационная оптика использована. Возникает вопрос: какое отношение имеют измерения угла χ к ориентации магнитного поля? В частности, возникает вопрос, насколько могут отличаться друг от друга измерения угла χ в различных участках спектральной линии. Если даже отвлечься от возможного эффекта аномальной дисперсии и магнитного вращения плоскости поляризации, на вероятное существование которых было указано в [4], то возникает следующее соображение. Чем больше поле, тем больше расщепление, но при фиксированном расстоянии щелей фотометра магнитографа от центра линии, с ростом абсолютной напряженности поля в щели будут попадать участки линии, относящиеся к все более и более поверхностным слоям атмосферы (ввиду роста коэффициента поглощения к ядру линии).

Как видно из схемы модуляции при измерениях поляризации на фиг. 4, при слабом поле (случай А на фиг. 4) в щель попадают участки линии, относящиеся примерно к одной и той же (скажем, средней) глубине в атмосфере независимо от состояния поляризации. В то же время при

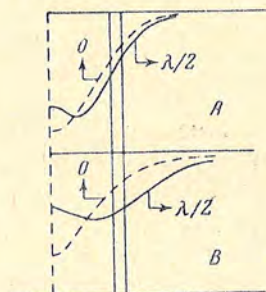
сильном поле (случай *B* на фиг. 4) излучение одной поляризации $\uparrow$ (пропускаемое при фазе $\lambda/2$) исходит примерно из тех же средних слоев, тогда как излучение поляризации $\leftrightarrow$ (пропускаемое при фазе 0) исходит из самых периферийных слоев. При достаточно малом расстоянии щели фотометра $\Delta\lambda_a$ от центра линии сильное поле, возникающее на большой глубине, может вовсе ускользнуть от наблюдения. Более того, при малом $\Delta\lambda_a$ фаза сигнала $\delta_{\perp 1}$ скачком меняется на 180° и измерения χ могут быть ошибочны на 90° (см. ниже). Чем больше абсолютная напряженность поля во всей толще атмосферы, тем больше относительный привнос в величину сигнала периферийных слоев.

Поскольку величина и ориентация поля на разных уровнях атмосферы Солнца могут быть различными, величины азимута поляризации χ (а также наклона поля к лучу зрения γ) будут в нашем методе зависеть от средней величины абсолютной напряженности поля *H*: при больших *H* получаемая информация о поле будет относиться больше к периферии, а при малых *H* — к более глубоким слоям. Переходя из области большого *H* к области малого *H*, мы получаем, строго говоря, информацию о поле на различных глубинах — от поля на периферии к полю на большей глубине. Это особенно относится к случаю сильных линий (типа H_α , H_β , H и K), хотя и для обычных линий железа ($\lambda 5250$) этот эффект, как мы увидим, имеет серьезное значение. Если, кроме того, имеется изменение ориентации поля с глубиной (например, поле в основном поперечное на глубине сменяется полем продольным главным образом на периферии), то в атмосфере Солнца возникает эффект вращения плоскости поляризации, который приводит к тому, что положение плоскости поляризации выходящего излучения может сильно отличаться от ориентации поля на той глубине, где образуется в основном излучение. Но даже в однородной (в смысле распределения поля с глубиной) атмосфере Солнца, как отмечено в [4, 5], различие показателей преломления для двух взаимно-ортогональных колебаний (скажем, π и σ для чисто поперечного поля) приводит к перераспределению поглощения внутри линии и к отклонению положения плоскости поляризации от направления поля, различному на разных расстояниях от центра линий. Согласно [5] это отличие может достигать 30° . (В [1] этот эффект сильно недооценен.)

Однако наилучшим способом проверки справедливости сказанного явилось бы экспериментальное исследование вращения плоскости поляризации. С этой целью летом 1962 г. были произведены серии записей на магнитографе (в схеме сложения) [1] некоторых групп солнечных пятен. Это позволило найти величину χ методом § 1 [формула (1.8)]: записи сигналов магнитографа $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ делались при $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = -\pi/4$ (отсчеты на лимбе $1/4 \lambda$ -пластинки были 235 и 280). Кроме этой величины представляет интерес величина

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2},$$

— длина вектора поперечного колебания, а также величина сигнала продольного поля $\delta_{\parallel}$, которая получается, если устранить пластинку $1/4\lambda$ и работать с модулятором круговой поляризации — кристаллом ADP в схеме вычитания. Величины сигналов $\delta_{\perp}$ и $\delta_{\parallel}$ автоматически компенсировались за изменения яркости как по диску Солнца, так и из-за колебаний прозрачности по схеме, сконструированной Н. С. Никулиным и описанной



Фиг. 4. К зависимости глубины образования линии и величины абсолютной напряженности поля

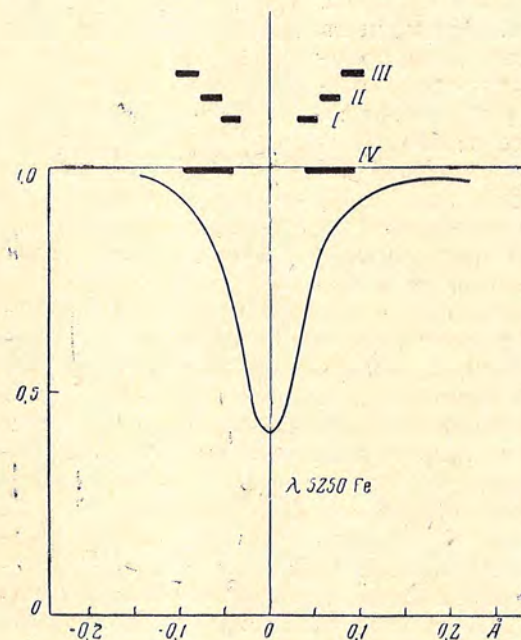
A — случай слабого поля,
B — случай сильного поля

им в настоящем томе, стр. 209. Во всех случаях записывался также калибровочный сигнал от сдвига линии на краях диска Солнца в схеме модулятора яркости, когда перед кристаллом АДР ставится еще насадка из поляроида и пластинка в $1/4 \lambda$. Для одного и того же участка Солнца производилось по три серии записей сигналов $\delta_{\perp}$, каждой из которых соответствует свое расстояние щели фотометра от центра линии согласно следующей схеме [$\Delta \lambda$ указывает границы щели (в $\text{\AA}$, считая от центра линии)]:

Номер серии	$\Delta \lambda, \text{\AA}$	$\overline{\Delta \lambda}, \text{\AA}$	$\overline{\Delta \lambda}, \text{мм}$	$v = \frac{\overline{\Delta \lambda}}{\Delta \lambda_D}$
I	0,03—0,055	0,042	0,27—0,50	1,1
II	0,055—0,079	0,067	0,50—0,72	1,75
III	0,079—0,103	0,091	0,72—0,94	2,40

Заметим, что дисперсия у нас $1 \text{\AA} = 9,64 \text{ мм}$. Величина v — параметр, полезный для сравнения с теорией ($\Delta \lambda_D = 0,0375 \text{\AA}$ — полная полуширина).

Расположение этих щелей относительно контура нерасщепленной линии $\lambda 5250$ показано на фиг. 5. Их ширина в два раза меньше обычно используемой ширины ($0,05 \text{\AA}$), а расстояния перекрывают (с запасом) тот участок линии, который обычно используется при записях сигналов $\delta_{\parallel}$ и $\delta_{\perp}$.

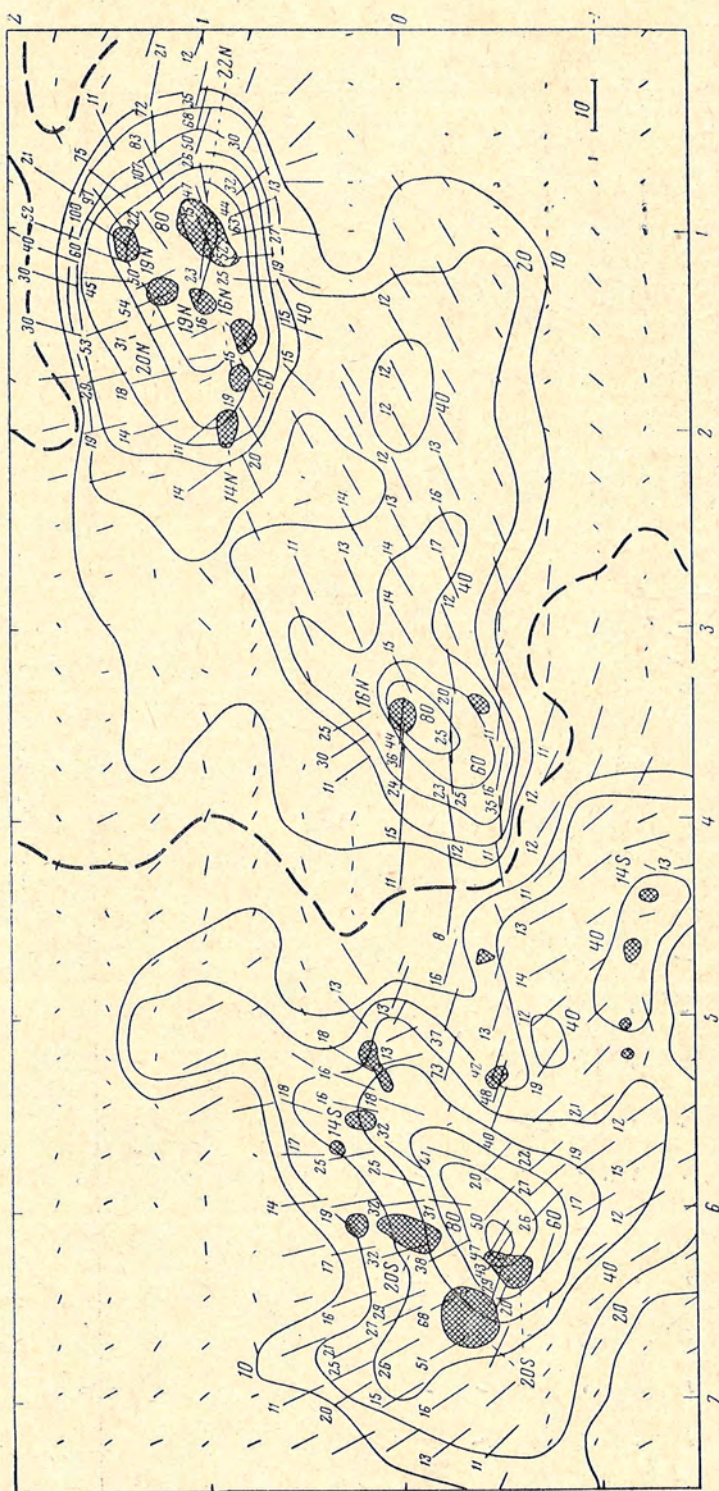


Фиг. 5. Схема расположения щелей относительно контура линии $\lambda 5250$

Наиболее полная последовательность записей получена нами для группы 77, где по три серии записей получены 17, 18 и 19.IX 1962 г. Каждая серия включала в себя три записи сигналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ на самописец ЭПП-09, что занимало около часа времени. 17.IX 1962 г. помимо трех серий записей была сделана запись поля с обычной, более широкой щелью (IV на фиг. 5). Обработка записи, сделанной с обычной щелью и со щелями I, II, III, показала, что карта со щелью II практически точно совпадает с картой, полученной при обычной, более широкой щели, несмотря

на различие в $\sim 1^h$ во времени получения обеих карт. Поэтому для общего представления о направлениях и длинах вектора поляризации мы приводим на фиг. 6 карты за 17, 18, и 19.IX, полученные для щели II. Все карты получены путем довольно кропотливой обработки записи на лентах самописцев (некоторые обработки, например 17 и 19. IX выполнены в две руки). На картах (гелиографических) не реже чем через каждые $6''$ строятся отрезки прямых, наклон которых к горизонтали определяется углом α (1.13) (α отсчитывается против часовой стрелки, $\alpha = 0$ — на горизонтальной прямой — суточной параллели), а длина отрезка равна $\delta_{\perp}$ (масштаб длины $\delta_{\perp}$ приведен в виде отрезка 10^*). Там же для наглядности

* В тех случаях, когда длина слишком велика у конца отрезка, ставится цифра, указывающая длину.



Фиг. 6. Карты магнитного поля и поляризации в группе 77 (продолжение на стр. 136, 137)
а — 17. IX 1962 г.;

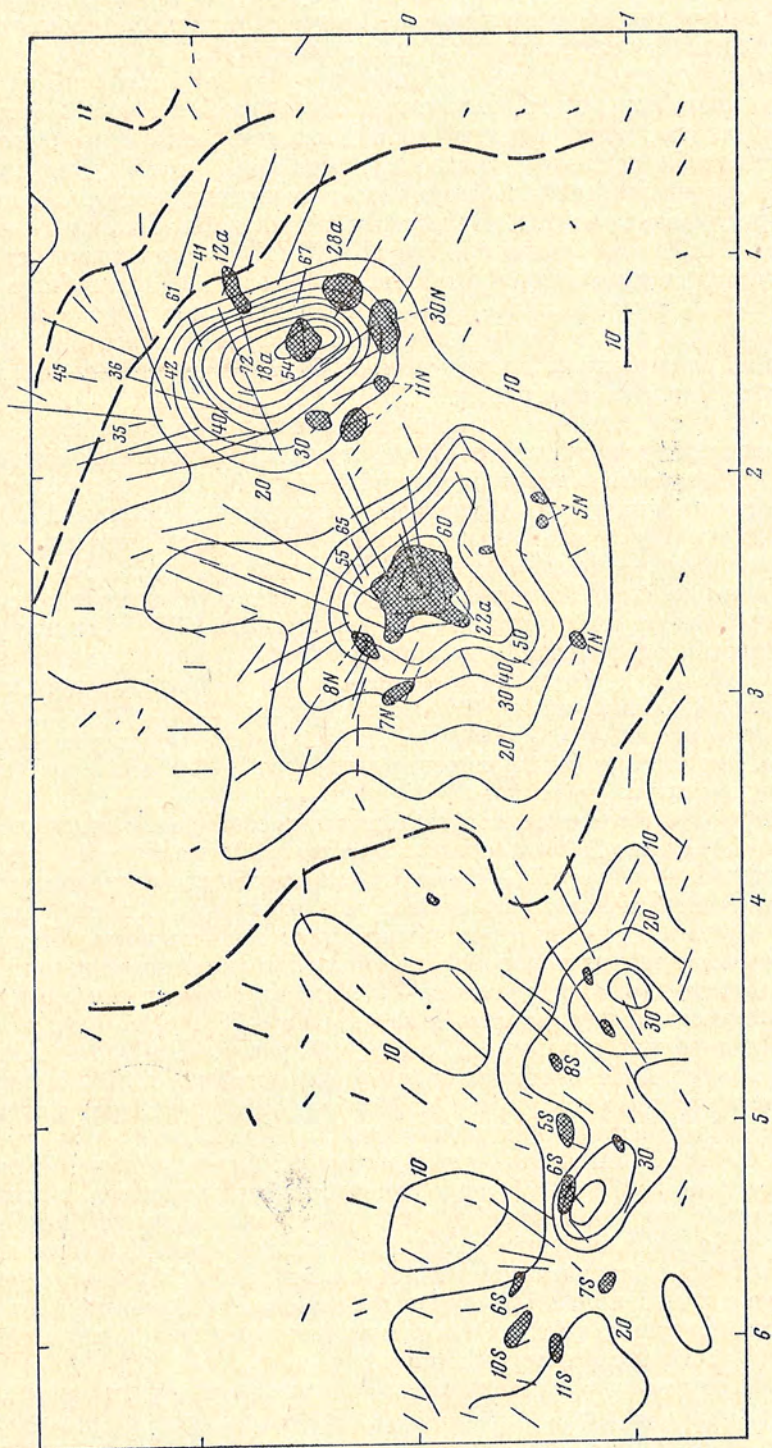


Рис. 6 (окончание)

е — 19. IX 1962 г.

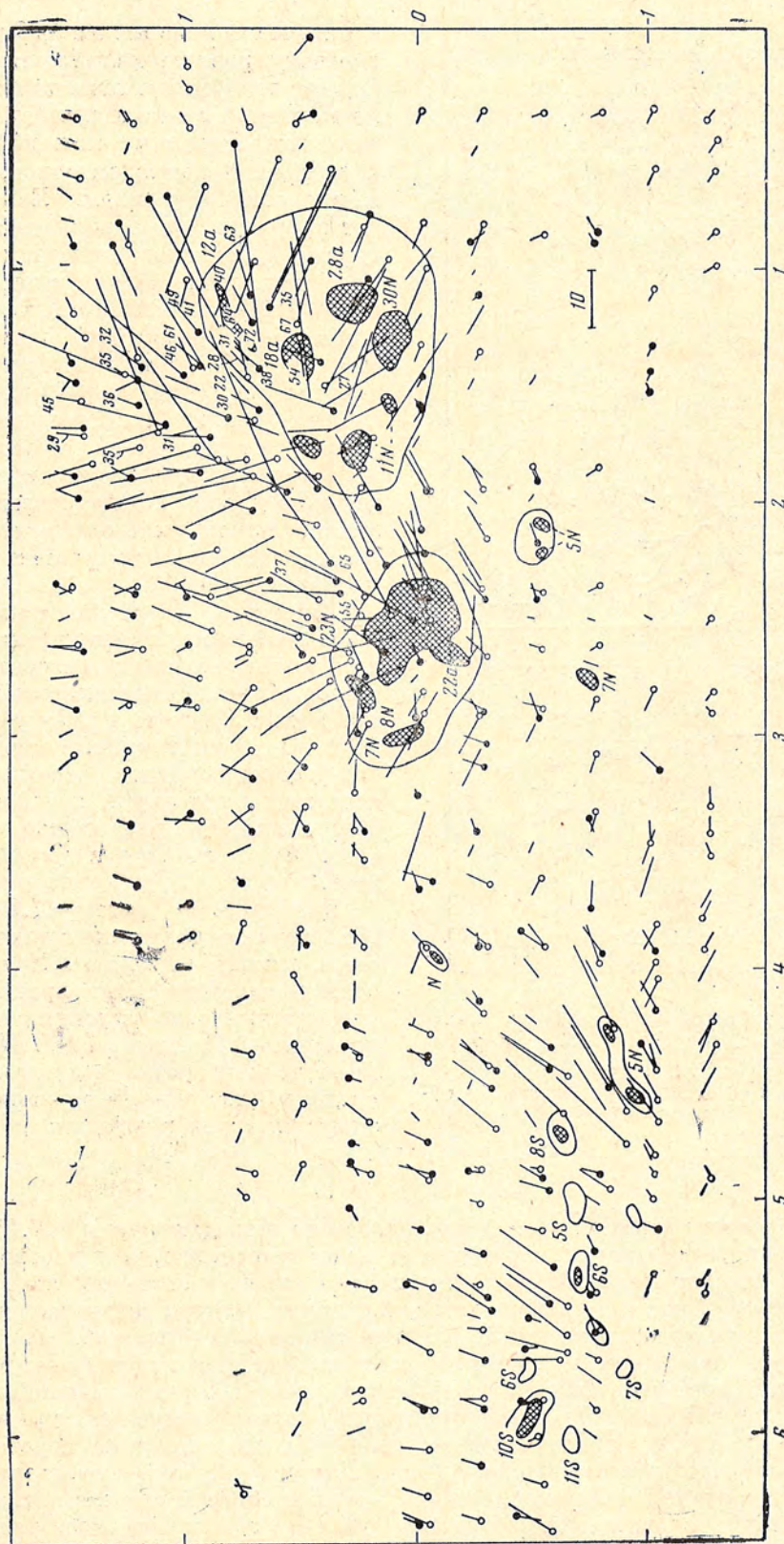
приведены обычные изолинии сигнала $\delta_{\parallel}$ (изогауссы продольного поля) и солнечные пятна (заштрихованные области), спроектированные на карту с помощью эскизов, полученных по программе ежедневных визуальных измерений магнитных полей. Помечены также полярности и напряженности полей, полученные при этих измерениях.

Несмотря на очень сложную картину поляризации, можно все же отметить, что ее общий характер сохраняется одинаковым в течение этих трех дней, в частности у лидера группы (запад всегда справа, север наверху). Обращает на себя внимание то, что плоскость поляризации у лидера и у следующего за ним пятна той же полярности имеет тенденцию располагаться вдоль радиусов, проведенных из середины пятна, что хорошо заметно для лидера 17 и 18.IX и второго пятна 17 и 19.IX, а также для хвостового 17.IX, хотя имеются заметные отклонения от этого расположения (для лидера 19.IX и второго пятна 18.IX). Возможно, что карта за 19.IX 1962 г. несколько искажена за счет эффекта проекции. Хвостовое пятно, состоящее из ряда мелких ядер, довольно быстро распадалось, и мы его поведение не будем рассматривать.

Обращает на себя внимание также факт очень резкого поворота плоскости поляризации при переходе от одной точки поверхности Солнца к другой (мы имеем в виду поворот на угол до 90° , так как поворот на больший угол не может быть обнаружен): например, 17.IX такой поворот наблюдается в лидере на горизонтали $N\ 1,25$ и возле вертикали $1,0$; у хвостового пятна — на горизонтали $S\ 0,35$ возле вертикали $5,5$ и в некоторых других точках; 18.IX резкие повороты плоскости поляризации у лидера встречаются на горизонтали $N\ 0,5$ у вертикали $1,25$; на горизонтали $0,75$ и вертикали $2,0$, затем на вертикалях $0,5$ и $1,0$ между горизонталями $N\ 1,25$ и $N\ 1,0$; у второго пятна за то же число в областях (сперва пишем горизонталь, затем вертикаль) ($N\ 0,25$; $2,75$); (0 ; $2,75$); (0 ; $5,5$); у хвостового — в областях ($S\ 0,5$; $5,5$), ($S\ 0,75$; $5,25$) и др. Очень резкий поворот плоскости поляризации происходит в лидере 19.IX в области ($N\ 0,75$; $1,75$) и в ряде других участков.

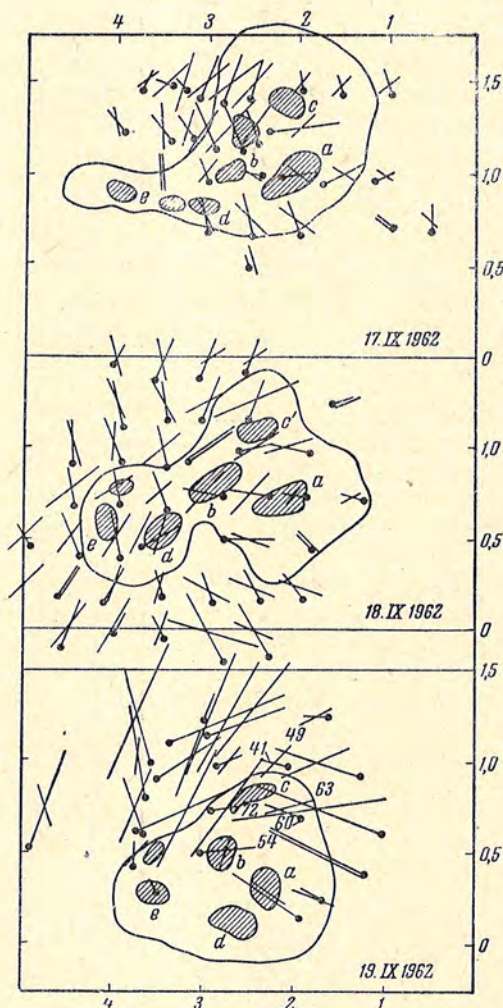
Такие повороты (если плоскость поляризации совпадает с направлением силовых линий) можно было бы связать с расходимостью силовых линий из некоторой точки — ядра пятна, однако места подобных поворотов, как показывает внимательный просмотр, вовсе не обязательно связаны с ядрами пятен или местами, где можно заподозрить расходимость поля. Мы привели выше примеры резких поворотов, которые случаются между двумя точками, отстоящими друг от друга на $\sim 5''$. Это означает, что направление поляризации может быстро меняться на отрезке $\sim 5''$, т. е. поляризация имеет довольно тонкую структуру. Все это заставляет заподозрить, что подобная тонкая структура имеется не только в картинной плоскости, но и в глубине. Поэтому обратимся к рассмотрению карт поляризации, записанных на «разных глубинах», т. е. к сравнению карт серии I, II, III. На фиг. 7 в виде примера приведена такая карта за 19.IX 1962 г., где измерения I серии отмечены обычным отрезком прямой, II — отрезком с кружком на конце, III — отрезком с точкой на конце. Мы видим, что вдали от пятен, где поля слабые, длины и направления стрелок I, II, III практически одинаковы в большинстве случаев; в области же сильных полей в районе пятен возникают серьезные различия не только в длине, но и в направлении стрелок для одной и той же точки поверхности Солнца.

Что касается различия длины, то этот эффект вполне естественный, ибо абсолютные величины сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ должны зависеть от положения щелей фотометра внутри линии. Поэтому если эти сигналы связывать с величиной поперечного магнитного поля, как это сделано в [1], то калибровочная кривая сигнал — поле $H_{\perp}$ сильно зависит от положения и ширины щели, какую бы теорию образования линий поглощения



Фиг. 7. Карта направлений плоскости поляризации и длин вектора преимущественных колебаний на разных расстояниях от центра линии

Простая прямая -- возле ядра линии, прямая с кружком -- середина линии, прямая с точкой -- крыло линии. Заштрихованы ядра пятен



Фиг. 8. Карта поляризации в области лидера группы 77 за 17, 18 и 19. IX 1962 г. на разных расстояниях от центра линии λ 5250

Крыло линии — черточки, середина линии — черточки с точкой

$$\begin{array}{cc} \text{II} - \text{I} & \text{III} - \text{II} \\ \psi - 2^\circ & + 36^\circ, 3 \end{array}$$

для нескольких разрезов в области лидера, то есть для карты 17.IX плоскость поляризации в среднем поворачивается против часовой стрелки примерно на 36° по мере перехода от крыла к середине линии и ее центральной части. Переход от середины линии к ядру практически не сопровождается вращением; нужно, однако, заметить, что ввиду близости I положения щели к центру линии, измерения χ здесь не надежны — при сильном поле возможно изменение знаков сигналов на обратные и ошибка в χ на 90° (см. ниже). Но среди отдельных значений встречаются углы -90° и $+85^\circ$, так что приведенное значение $36^\circ, 3$ является лишь некоторым характерным для большой области. Для другой области (разрез N 0,25) мы получаем, например, среднее $-37^\circ, 5$ в области второго пятна, т. е. имеются сравнительно большие области преимущественно «правого» и «левого» вращения плоскости поляризации.

в магнитном поле мы ни брали в основу расчета калибровки. Однако величина угла не должна зависеть от таких теорий и никаким образом не связана с калибровкой и методом определения величины поля. Если нет эффектов аномальной дисперсии, магнитного вращения плоскости поляризации с глубиной и эффектов связи глубины с абсолютной величиной поля, отмеченных выше, то величина χ обязана быть одинаковой для любого участка спектральной линии (кроме скачка на 90° у самого ее центра), т. е. для определения χ совершенно безразлично, какой участок линии использован при измерениях с магнитографом.

Мы видим, что различие направлений плоскости поляризации, как и ожидалось, встречается в области больших полей, где может вступать в игру эффект различия глубин. Различия χ довольно существенны и достигают в отдельных случаях 90° , например для пятна *b* (фиг. 8) и некоторых других мест.

Для участка карты 17.IX 1962 г. нами сделан статистический анализ вращений. Если считать положительным вращение против часовой стрелки для перехода от II серии к I и от III к II, то получаются следующие средние (по 10—15 случаям) значения углов вращения:

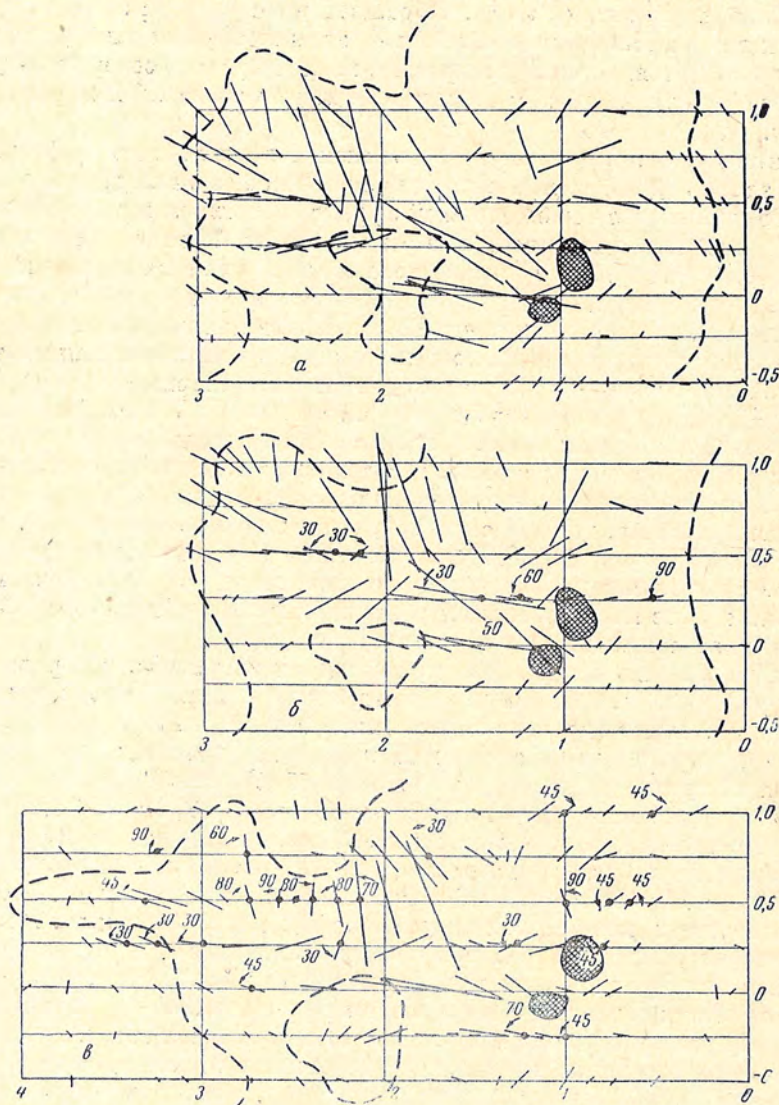
Для более тонкого рассмотрения эффекта вращения мы воспроизводим (лишь для лидера группы 77) карты поляризации последовательно для трех дней наших измерений — 17, 18 и 19.IX (фиг. 8). На этих картах приводятся ради простоты и наглядности только стрелки для серии III (крыло линии, черточки) и серии II (черточки с точкой на конце); стрелка для серии I обычно мало отличаются от серии II, и, кроме того, щель I очень близка к центру линии. Обращает на себя внимание т о н к а я с т р у к т у р а явления вращения — знак вращения иногда может измениться на протяжении 5", например, возле ядра *c* (к северу и югу от него) за все указанные числа; от ядра *d* к ядру *e* за 18.IX и в ряде других случаев.

Возникает, однако, следующее сомнение в реальности эффекта. Поскольку запись одной серии отстоит по времени от записи другой в среднем на 1^h, не является ли наблюдаемый эффект следствием изменения положения плоскости поляризации с о в р е м е н е м? Фактически оно одинаково в любом месте контура линии, но, поскольку запись в разных его точках неодновременная, наблюдаемый эффект может быть связан просто с временными изменениями поля. То, что изменения положения плоскости поляризации со временем возможны, следует из многочисленных записей поляризации, особенно в активных группах пятен. Пример такой группы — группа 46, карты поляризации которой за 22.VI 1962 г. приведены на фиг. 9. Здесь поляризация измерялась с обычной щелью IV; на картах точкой посередине отмечены стрелки для тех точек, где наблюдается заметное вращение по сравнению с предыдущей картой. Мы видим, что в отдельных участках вращение, достигающее 90°, происходит за время ~2^h. Правда, в этом случае во время измерения карты *b* возникла сильная вспышка (балла 2), которая сопровождалась исключительно сильной перестройкой поля. Но тем не менее реальная возможность быстрых изменений угла χ не оставляет сомнений.

Для выяснения вопроса, не являются ли изменения χ с расстоянием от центра линии подобными временными изменениями, рассмотрим вновь более внимательно карты поляризации в области лидера на фиг. 8. Допустим, что при переходе от щели II к щели III действительно с течением времени меняется положение плоскости поляризации χ , и рассмотрим, скажем, ее положение возле пятна *c* за три дня — 17, 18 и 19-е. Мы видим, например, что сразу к северу от *c* 17.IX знак вращения положительный, он оказывается положительным и 18 и 19.IX, причем величина угла между положением II и III за 17 и 18-е практически одна и та же, но 19-го этот угол возрастает, хотя знак вращения остается тем же самым. Крайне невероятно, чтобы каждый раз при наблюдениях в эти три дня изменения со временем шли в одном и том же направлении. Более того, оказывается, что не только к северу от *c*, но и везде в непосредственной близости к пятну *c* за все эти три дня сохраняется примерно одна и та же ситуация с вращением, как это видно из фиг. 10, где область пятна *c* представлена отдельно не только к северу от *c*, но и к югу и юго-востоку от него. В целом, по крайней мере для трех точек, мы имеем свидетельства того, что не только знак, но даже величина вращения плоскости поляризации сохраняется примерно одинаковой в течение трех дней измерений — 17, 18 и 19.IX. Вероятность того, что случайно каждый раз при наблюдениях в эти дни вектор поляризации располагался, а затем поворачивался примерно одинаковым образом практически, равна нулю. Поэтому в данном случае мы имеем несомненное доказательство наличия вращения плоскости поляризации по мере удаления от центра линии.

Однако можно в принципе заподозрить, что такой эффект может быть связан с какой-либо систематической ошибкой в измерениях, зависящей от положения щели. Но если допустить такую возможность, то подобный

эффект левовинтового вращения должен бы наблюдаться для л ю б о й области, а не только для области вокруг пятна *c*. Между тем ничего подобного не наблюдается, и, например, для пятна *a* (смотри ту же фиг. 10), вращение существенным образом изменяет не только свою величину, но и свой знак: например, при переходе от 17-го к 18-му к западу (направо) от



Фиг. 9. Изменения положения плоскости поляризации в активной группе 46, 22.VI 1962 г.

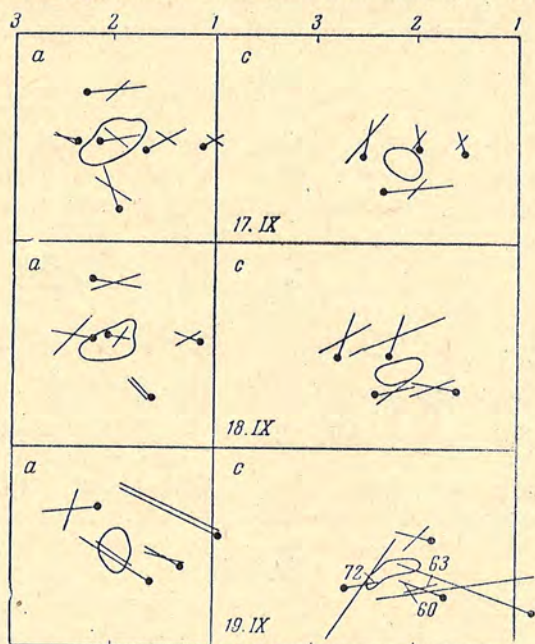
a—10^h 13^m; *б*—12^h 07^m, *в*—14^h 00^m. Время московское. Штриховой линией отмечена нулевая линия продольного поля

пятна знак вращения изменяется на противоположный, к югу вращение исчезает, а внутри самого ядра *a* оно сохраняет знак. Еще более резкие изменения видны при переходе от 18-го к 19-му: вращение 19.IX везде почти отсутствует, кроме района к северо-востоку от *a*, где оно сохраняется почти без изменений на протяжении всех трех дней.

Чтобы окончательно устранить сомнения, связанные с одновременной записью при разных расстояниях от центра линии, мы недавно (12.III 1963 г.) произвели запись сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ для одного разреза

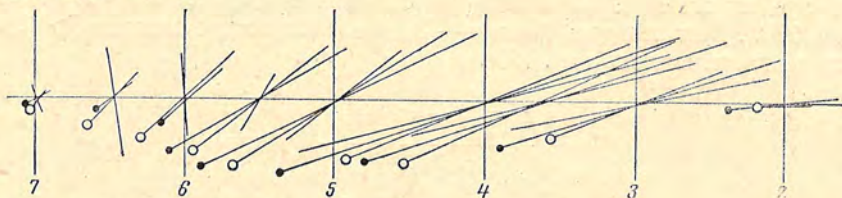
группы 14 по следующей схеме: сперва быстро один за другим записывается сигнал $\delta_{\perp 1}$ при трех положениях щели *I*, *II*, *III* и затем (для контроля) вновь в щели *I*. Затем записывается при тех же положениях щелей сигнал $\delta_{\perp 2}$. Переход от одной щели к другой занимает не более 5^м (разрез для каждой щели записывался от 3 до 5 раз). Повторение первой записи $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ показало хорошую воспроизводимость, что дополнительно устраняло сомнения в возможных изменениях со временем. Что касается перехода от записей серии сигнала $\delta_{\perp 1}$ к $\delta_{\perp 2}$, то здесь интервал времени не играет существенной роли, так как возможное изменение поляризации со временем приведет только к другим численным значениям углов, не повлияв при этом на ход ее с расстоянием от центра линии, если таковой имеется. На фиг. 11 представлено распределение векторов поляризации для *I* (простой отрезок), *II* (отрезок с точкой) и *III* серии (отрезок с кружком) вдоль избранного разреза. Мы видим, что направления поляризации (в за-

падной части разреза, справа) хорошо совпадают, хотя и показывают небольшое отрицательное (переход от *III* к *II* и *I* по часовой стрелке) вращение, но затем между отметками 4 и 5 происходит изменение знака и возрастание вращения между *I* и *II* сериями, хотя вращение между *II* и *III* сохраняется примерно тем же. Угол *I*—*II* далее постепенно возрастает и достигает $\sim 90^\circ$ между точками 6 и 7. Весь этот разрез был сделан через небольшое пятно, которое занимало участок примерно между точками 2 и 5.



Фиг. 10. Вращение плоскости поляризации для области пятен *a* и *c* в группе 77 за 17, 18 и 19. IX 1962 г.

Чертотчка с точкой относится ко *II* серии, без точки — к *III* серии



Фиг. 11. Изменение вращения плоскости поляризации вдоль разреза спокойной группы 12. III 1963 г.

Возле ядра линии — простой отрезок, в середине линии — отрезок с точкой, в крыле линии — отрезок с кружком

Таким образом, мы приходим к выводу о наличии несомненного эффекта вращения плоскости поляризации с расстоянием от центра магнитно-чувствительной линии.

Явление поворота плоскости поляризации при увеличении расстояния от центра линии может быть связано с эффектом аномальной

д и с п е р с и и. Но в однородном (по глубине) магнитном поле вращение не может превосходить 30° , как следует из [5]. Поэтому наблюдаемый нами эффект скорее связан с неоднородностью поля по глубине. Оптическая толщина в частотах непрерывного спектра на данном расстоянии $\Delta\lambda$ от центра магнитно-расщепленной линии есть *

$$\tau(\Delta\lambda) = \frac{\cos \gamma}{\eta(\gamma)} \frac{1 + 2\beta_0 \frac{\cos \gamma}{\eta(\gamma)}}{1 + \beta_0 \frac{\cos \gamma}{\eta(\gamma)}}, \quad (2.1)$$

где γ — угол наклона (однородного) магнитного поля к вертикали, величина

$$\eta(\gamma) = \eta_0 \frac{k_v^+ + k_v^-}{2}, \quad (2.2)$$

где $\eta_0 = \frac{k_v}{k_0} = \text{const}$ (для модели Милна — Эддингтона), а величина β_0 — постоянная закона потемнения (см. [6], где β_0 табулировано, табл. 25).

(2.1) справедливо для $v_H = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = 1$, где $\Delta\lambda_H$ — расщепление в магнитном поле. При $\Delta\lambda_D = 0,0375 \text{ \AA}$ это условие означает, что поле $\sim 10^3 \text{ гс}$ (для $\lambda 5250 \Delta\lambda_H = 3,68 \cdot 10^{-5} H$). Для двух величин $\eta_0 = 3; 20$ в нижеследующей табличке приведены значения $\tau(v)$, где

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} = 1,1; 1,75; 2,40 \quad (2.3)$$

для наших измерений *I*, *II* и *III* серий соответственно:

v	$\eta_0 = 3$			$\eta_0 = 20$		
	$\gamma=20^\circ$	40°	60°	20°	40°	60°
0,0	1,2	0,74	0,36	0,13	0,08	0,05
0,6	0,97	0,71	0,40	0,13	0,08	0,05
1,2	1,0	0,87	0,60	0,13	0,10	0,08
1,8	2,1	2,0	1,40	0,23	0,23	0,17
2,4	8,3	7,1	6,13	0,98	0,94	0,57

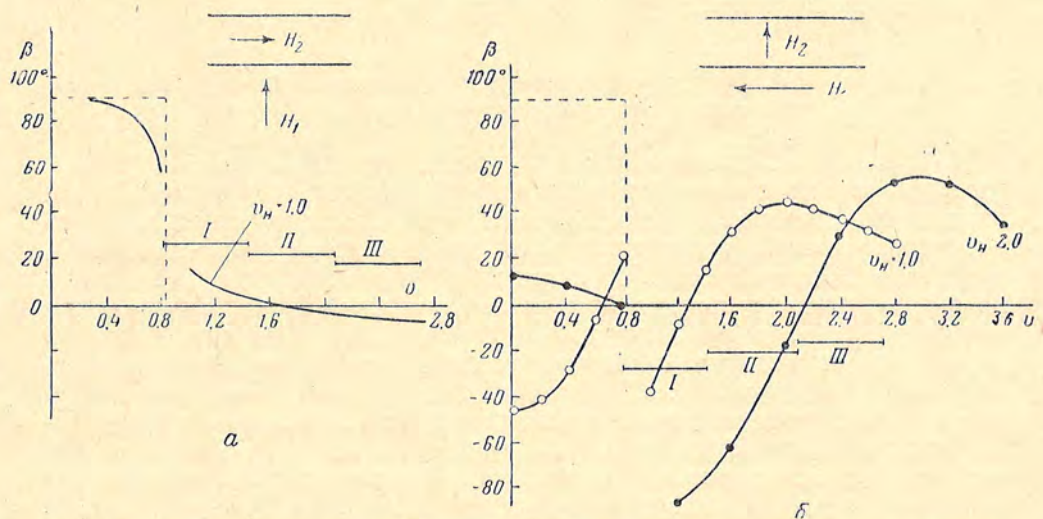
Для слабых линий величина η_0 порядка 1, для сильных ~ 50 ; оценим η_0 для $\lambda 5250$. Для модели Милна — Эддингтона в ядре линии $\eta_0 > 1$, и остаточная интенсивность (см. [6]).

$$r_0 \approx \frac{\frac{2}{\sqrt{3}} \left(1 + \frac{3}{2} \cos \theta\right)}{1 + \beta_0 \cos \theta} \sqrt{\frac{1}{\eta_0}},$$

при $\cos \theta = 1$ в центре диска, где $r_c \approx 0,40$, для $\lambda 5250$ получим ($\beta_0 = 2,15$) $\eta_0 = 5,4$. Вероятно, величина η_0 лежит между 3 и 20; это означает, что оптическая толщина при переходе от щели *I* ко *II* и *III* изменяется в 8—9 раз. По модели солнечной атмосферы этому изменению соответствует изменение линейной глубины порядка 100 км, т. е. порядка толщины обращаемого слоя. Однако для пятна такое возрастание τ может соответствовать существенно большему изменению глубины; например, согласно модели

* Автор обязан Д. Н. Рачковскому, который предоставил нам в распоряжение свои вычисления величины τ .

[7] шкала глубин в ~ 10 раз больше, т. е. будет ~ 1000 км, что более вероятно. Это означает, что наблюдаемый эффект вращения связан с неоднородностями поля (в смысле величины и направления) на характерной длине $\sim 10^3$ км (а может быть, и большей). Таким образом, переходу вдоль контура от I к III участку соответствует вполне ощутимое изменение не только оптической толщи, но и линейной глубины.



Фиг. 12. Теоретический эффект вращения плоскости поляризации для двух моделей скрещения полей

Интересно оценить возможный эффект вращения, возникающий в результате резкого изменения ориентации поля с глубиной, скажем, от двух слоев с однородным (по величине и направлению) полем ρ а з л и ч н о й ориентации и напряженности. Подобная оценка сделана по нашей просьбе Д. Н. Рачковским с помощью разработанной им теории [5]. Фиг. 12 воспроизводит из [8] угол поворота β между плоскостью поляризации (преимущественных колебаний), измеренный магнитографом относительно направления ρ о п е р е ч н о г о поля в зависимости от величины $v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}$

при $v_H = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D} = 1$, что соответствует полю $\sim 10^3$ гс и $v_H = 2$, поле 2000 гс

(случай б). Вычисления сделаны, считая для верхнего слоя $\eta_0\tau_1 = 8$. В первом случае (фиг. 12, а) на полубесконечный слой внизу с продольным полем H_1 накладывается снаружи слой конечной толщи с поперечным полем H_2 ; во втором на полубесконечный слой внизу с поперечным полем H_1 накладывается снаружи конечный слой с продольным полем H_2 (фиг. 12, б). Пунктирная линия — угол плоскости поляризации, измеренный магнитографом в пренебрежении эффектом вращения, сплошная — с учетом вращения. Горизонтальные черточки показывают участки контура (в единицах v), захваченные щелями I, II и III. Мы видим, что выбранные нами щели лежат практически в н е с к а ч к а поворота плоскости поляризации из-за перехода от поляризации σ к ортогональной поляризации π , вблизи центра линии (разность интенсивностей $I_\sigma - I_\pi$, определяющая сигнал $\delta_\perp$, меняет знак при $v = 0,8$). Эти графики показывают, что изменения направления поля с глубиной могут вызвать очень сильный эффект вращения плоскости поляризации вдоль контура, доходящий до 90° , что фактически и наблюдается в ряде случаев в области

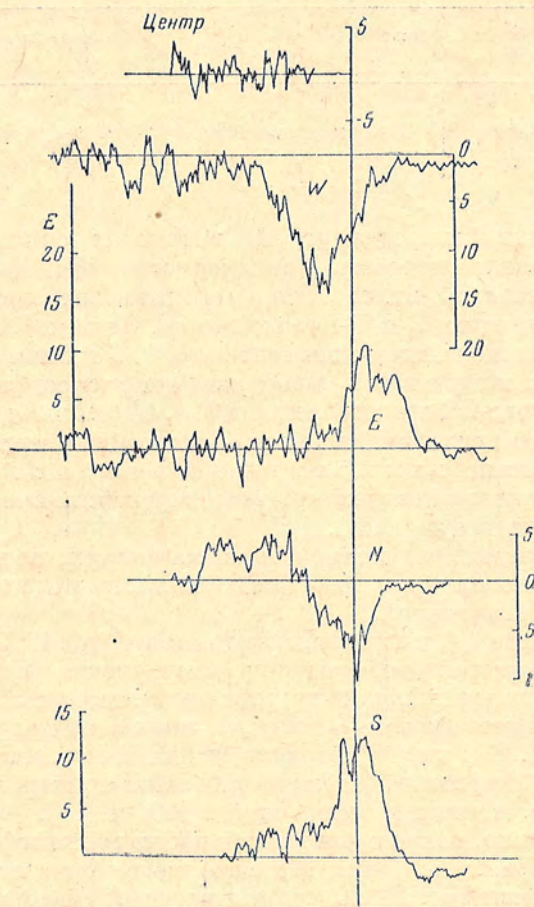
сильных полей. Одновременно это означает, что интерпретация угла χ и длины вектора $\sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$, как азимута и меры величины поперечного магнитного поля (как это делается в работах [1, 3, 9]), вообще говоря, не-правильна и может привести к серьезным ошибкам в выводах о характере магнитных полей на Солнце. В области слабых полей, вдали от пятен, подобная интерпретация более или менее оправдана, поскольку, как правило, там не наблюдается эффекта вращения.

§ 3. Эффекты «немагнитной» поляризации, возникающие при измерениях магнитных полей

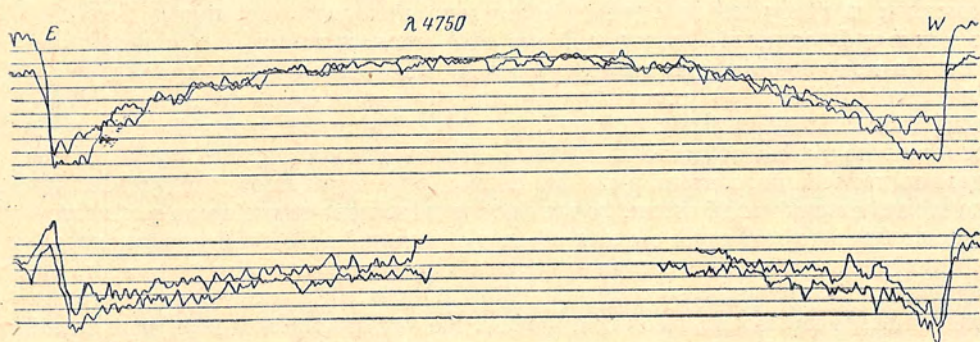
Измерения поляризации в магнитно-чувствительной линии требуют довольно точной и надежной компенсации инструментальной поляризации, что достигается путем наклона плоскопараллельной пластинки, установленной перед поляризационной оптикой ($\frac{1}{4}\lambda$ -пластинки, кристалл ADP и поляроид). Эта компенсация производится либо в магнитно-чувствительной линии, но в том месте Солнца, где заведомо нет магнитных полей, либо, что лучше, путем установки на щели магнитографа участка непрерывного спектра и поворота пластинки до тех пор, пока не получается нулевой сигнал $\delta_{\perp}$. При одной из таких процедур нами было замечено, что если скомпенсировать в области непрерывного спектра инструментальную поляризацию до нуля у центра диска, то у края все же остается сигнал, отличный от нуля, и наоборот: при хорошей компенсации поляризации у края в центре возникает сигнал, отличный от нуля. Первое, что приходит в голову для объяснения такого эффекта, — это зависимость инструментальной поляризации от угла отражения, которая безусловно существует. Однако перемещение от центра к краю означает изменение наклона лучей всего на четверть градуса, и соответствующая (по формулам Френеля) степень поляризации столь мала, что едва ли может быть обнаружена (она составляла бы менее $2 \cdot 10^{-5}$). Более того, если бы этот эффект был не просто проявлением хода поляризации при отражении с изменением угла, то мы наблюдали бы всегда картину непрерывного изменения величины и знака поляризации от одного края к другому, т. е., скажем, положительный отброс у *E*-края прошел бы через ноль в центре (где инструментальная поляризация компенсирована) и стал бы отрицательным у *W*-края. В то же время картина поляризации у краев может быть самой разнообразной. Например, на фиг. 13 показана одна из записей сигналов $\delta_{\perp}$ в участке непрерывного спектра около λ 4750, сделанных 8.VIII 1962 г. Как показывает табличка, взятая из каталога Роуланда, в участке λ 4750,5 нет линий в спектре диска.

λ	Элемент	Диск	Пятно
4749,666	Fe	1	0
4749,954	Fe	0	—1
4751,096	Fe	0	—1

Для усиления сигнала поляризации на фоне шумов входная щель была взята в два раза шире и выше обычной (ширина 0,5, высота 1,0 мм). Наверху показан сигнал и шум в центре диска, а под ним — сигналы на краях. Ход похож на ход поляризации с углом: сигналы на диаметрально противоположных краях имеют разный знак. Однако повторение той же записи 9.IX 1962 г. дало следующую картину отклонений самописца на краях при том же положении целостата (на краю *W*).



Фиг. 13. Эффект поляризации у края Солнца



Фиг. 14. Распределение поляризации по диску Солнца 4. VIII 1962 г.
Нижняя запись—при тонком движении целостата, верхняя— при остановленном часовом механизме (λ 4750)

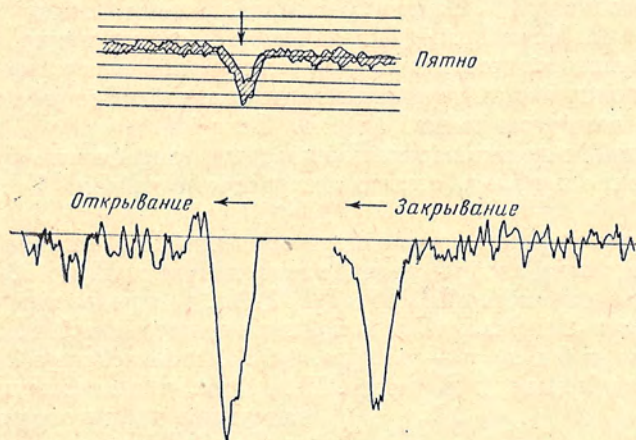
Край	Целостат на <i>W</i>	Целостат на <i>E</i>	Край	Целостат на <i>W</i>	Целостат на <i>E</i>
<i>N</i>	Вниз	Вверх	<i>E</i>	Вниз	Вниз
<i>S</i>	Вверх	Вниз	<i>W</i>	Вверх	Вверх

Затем целостат был сдвинут на восток и опять произведены записи. Перестановка целостата с западного края башни на восток привела к изменению знака *N* и *S*-сигналов на противоположные, но не изменила знаки на *E*- и *W*-краях Солнца. Однако 4.VIII 1962 г. при той же щели и обычном положении целостата на *E* сигналы $\delta_{\perp 1}$ на *E*- и *W*-краях имели о д и н а к о в ы й знак; картина распределения поляризации по диску за этот день представлена на фиг. 14 (верхняя получена путем остановки часового механизма, нижняя — поворотом зеркала). Здесь поляризация совершенно с и м м е т р и ч н о возрастает к краям, не меняя знака (сигнал в центре был компенсирован, но с течением времени компенсация слегка нарушалась).

Картина распределения поляризации на краях, представленная на фиг. 13 и особенно на фиг. 14, очень близка к найденной Дольфюсом [10] с помощью поляриметра.

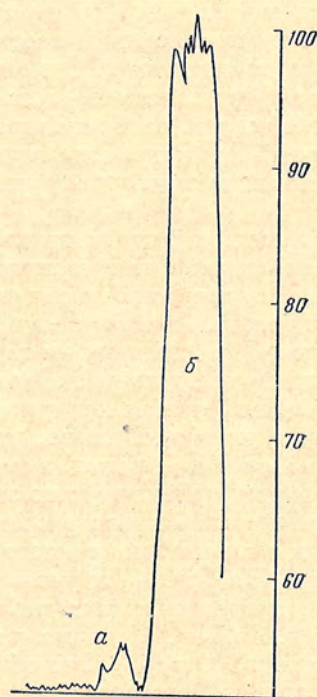
Величина отброса $\delta_{\perp 1}$ на краях, как видно из фиг. 13, $\sim 8-9$ делений. При скомпенсированной поляризации инструмента (в центре отброс нуль) поворот вспомогательной второй плоскопараллельной пластинки на 10° от нормали дает сигнал 50 делений, так что отброс на краю равен 2° поворота. Так как 1° поворота стекла К-8 эквивалентен степени поляризации $5 \cdot 10^{-3}$ процента, наблюдаемая нами степень поляризации на краях $\sim 10^{-4}$, т. е. близка к измеренной в [10] и [11].

Возникает, однако, вопрос: чем вызван наблюдаемый эффект поляризации на краях изображения Солнца? Прежде всего обращает на себя внимание при рассмотрении фиг. 13, то, что сигнал не обрывается резко у края, напротив, он имеет нередко м а к с и м у м за краем диска и существенно отличен от нуля иногда довольно далеко, до $5-10'$ за краем. Объяснение эффекта пришло довольно неожиданным путем 4.VIII 1962 г., когда нам пришлось при наблюдениях поправить положение купола. На фиг. 15 показан «эффект купола». При скомпенсированной на центре инструментальной поляризации открывание и закрывание купола вызывает очень большой сигнал $\delta_{\perp}$ в непрерывном спектре $\lambda 4750$: перед полным закрытием и сразу после открытия зеркала целостата возникал большой л о ж н ы й сигнал. Оказалось, что этот сигнал возникает всякий раз, когда в поле зрения попадает м е т а л л и ч е с к и й борт купола: целостат стоял 4.VIII 1962 г. на *E*, и Солнце, будучи к востоку от меридиана, освещало западный борт створки купола. Р а с с е я н н ы й свет от створки падал на зеркало целостата. Далее оказалось, что если внести лезвие перочинного ножа в пучок света, строящий изображение Солнца на щели, не закрывая щели, то при некоторых поворотах ножа также возникает большой ложный сигнал $\delta_{\perp}$ при скомпенсированной предварительно инструментальной поляризации. Эти опыты убедительно показали, что эффект в значительной степени связан с п о л я р и з а ц и е й света, рассеянного на металлических оправах, люках, и возможно, внутри самой поляризационной оптики (указание на поляризацию света, рассеянного самой поляризационной оптикой поляриметра, имеется в [12]). Чтобы убедиться в возможности существования эффекта поляризации света, рассеянного самой оптикой поляризационной насадки, мы записывали (при нормальной рабочей щели, в $\lambda 4750,5$) сигнал $\delta_{\perp 1}$ на краю обычным образом и закрывая изображение Солнца диском из черной бумаги, край

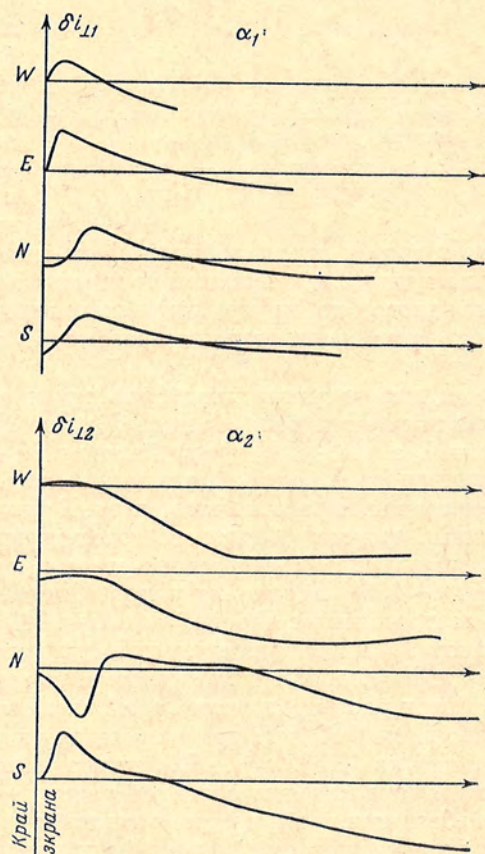


Фиг. 15. Эффект поляризации от купола и эффект на пятне

Наблюдения 4. IX 1962 г., λ 4750, $\kappa = 235^\circ$



Фиг. 16. Поляризация с «искусственной Луной» (а) и без нее (б) (25. VIII 1962 г., λ 4750)

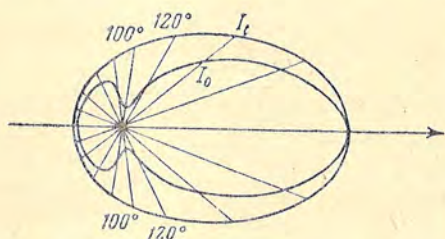


Фиг. 17. Поляризация за краем диска при наличии «искусственной Луны» (25. VIII 1962 г.)

$\alpha_1 = 0, \alpha_2 = -45^\circ$

которой выдавался на 1 мм (при 20-см изображении Солнца) за изображение. Эти записи воспроизведены на фиг. 16, откуда видно, что отброс за краем увеличивается почти в 12 раз, если убрать «искусственную Луну», т. е. эффект поляризации на краях в очень сильной степени связан с рассеянием света в поляризационной оптике. (Если бы он был связан с оптикой, расположенной до поляризационной насадки, то введение экрана — Луны непосредственно перед щелью спектрографа не дало бы заметного результата.)

Далее возник вопрос, с чем связан остающийся эффект поляризации за краем диска, когда изображение Солнца закрыто «Луной». На фиг. 17 приведены средние из записей 25.VIII 1962 г. распределения поляризации за краями диска при различных положениях пластинки $1/4 \lambda$, соответствующих углу $\alpha_1 = 0$ и $\alpha_2 = -45^\circ$ (см. § 1). Запись велась в $\lambda 4750$ при щели, в два раза больше нормальной. Мы видим, что максимум сигнала $\delta_\perp$



Фиг. 18. Индикатрисы рассеяния и поляризации при падении света на рассеивающую среду согласно [13]

I_t — общая интенсивность, I_0 — интенсивность неполяризованного света

находится на некотором расстоянии от края (что, впрочем, наблюдается и в том случае, когда диск не закрыт «Луной»). Наличие этой остаточной поляризации у самого края, возможно, связано с эффектами поляризации света, рассеянного на металлических оправах многих зеркал, строящих изображение Солнца; может быть, в этот эффект привносит также свою долю поляризация рассеянного в поляризационной оптике света околосолнечного ореола. Интересно, что на больших расстояниях (порядка 5') от края поляризация всегда имеет один и тот же знак для в с я

к о г о края и для любого χ . Возможно, что этот эффект связан с частичным пропусканием нашей поляризационной оптикой света, слабо поляризованного по кругу или эллиптически, который может возникнуть при отражении неполяризованного света от металлических покрытий зеркал.

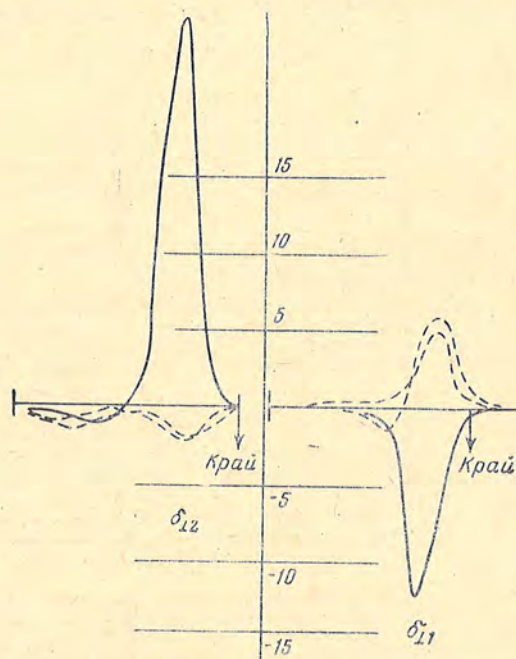
Далее из сравнения отбросов у к р а я $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ следует, что направление плоскости поляризации было на E - и W -краях близко к направлению $\alpha = 0$, а на S - и N -краях близко к $50-70^\circ$, т. е. в обоих случаях не сильно отличалось от радиального направления, как это и должно бы быть в случае поляризации рассеянного света. В поляризации света, рассеянного на зеркалах, можно убедиться, рассматривая освещенную Солнцем поверхность зеркала под разными углами через николю. Наибольшая поляризация ($\sim 10\%$) видна под углом, близким к 90° ; это указывает на то, что в соответствии с теорией явления [13] рассеянный свет поляризован под углом 90° к падающему лучу и лучу зрения. У нас этот эффект хорошо заметен на главном и целостатном зеркалах. (В некоторых сильно рассеивающих растворах рассеянный свет бывает п о л н о с т ь ю поляризован под углом в 90° к падающему пучку и лучу зрения.) На фиг. 18, заимствованной из ([13], стр. 472), приведены индикатрисы рассеяния и поляризации при падении света на рассеивающую среду. Из фиг. 18 видно, что наибольшая поляризация возникает при углах между 100 и 120° . Это объясняет наблюдаемый нами факт сильной поляризации непосредственно за краем Солнца. Отклонение плоскости поляризации от чисто радиального (по отношению к диску Солнца) направления связано, по-видимому, с своеобразным сложением эффекта поляризации рассеянного света и поляризации при отражениях от зеркал, а также поляризации, вносимой компенсационной плоскопараллельной пластинкой.

Таким образом, эффект поляризации у края Солнца (как на диске, так и вне его) при ее компенсации в центре связан с поляризацией света, рассеянного в основном в кристалле ADP и пластинке $\frac{1}{4}\lambda$, а также (в меньшей степени) рассеянного на краях металлических оправ зеркал. Эффект дает степень поляризации $\sim 10^{-4}$, практически совпадающую с той, что найдена Дольфюсом и Леруа [11], которые интерпретировали наблюдаемый ими эффект как фактическую поляризацию края Солнца, связанную с наличием поперечной компоненты скорости заряженных частиц, движущихся в основном радиально при конвекции.

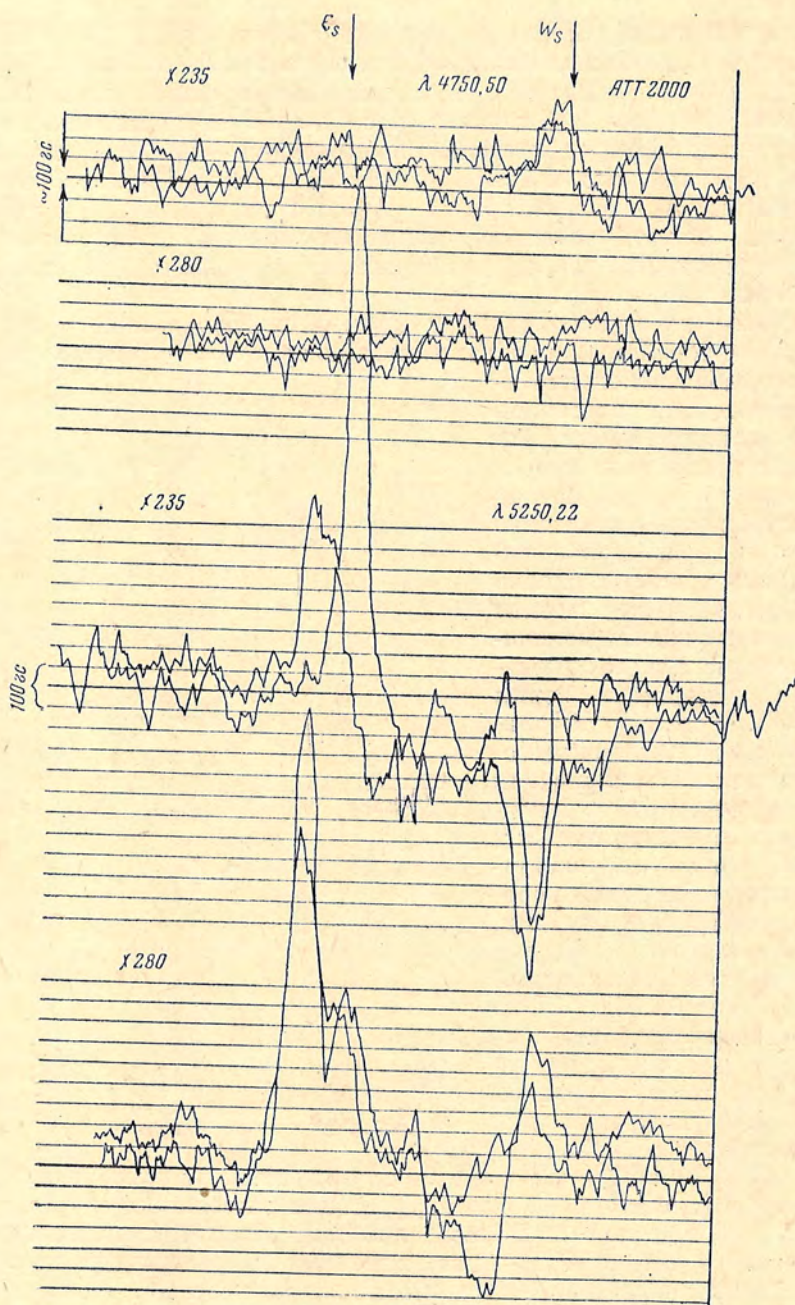
Дольфюс наблюдал Солнце с круглой металлической диафрагмой, на краях которой возникал рассеянный свет, поэтому вполне возможно, что в его наблюдениях картина поляризации рассеяния всегда выглядела симметрично, т. е. на всех краях эффект был одинаковым. Им найден небольшой ход — увеличение эффекта на краю с уменьшением длины волны λ ; однако этот эффект может вполне быть связан с ростом величины рассеянного света с уменьшением длины волны (см. [13]). В опытах [10] также найдено увеличение составляющей поляризации перпендикулярно лучу и почти радиальная поляризация у края. Отвлекаясь от поляризационных наблюдений короны, которые, по-видимому, несомненны (они дают ход изофот в белом свете, сходный с тем же для $\lambda 5303$), мы не можем не поставить под сомнение реальность эффекта Дольфюса, хотя требуются дальнейшие измерения для проверки этого сомнения.

Если бы Солнце было бесконечно протяженным равномерно светящимся объектом, то никакого эффекта поляризации рассеянного света мы не наблюдали бы при условии полной симметрии условий прохождения краевых пучков в оптике БСТ — рассеяние было бы совершенно изотропным и давало бы равномерный «фон» поляризации повсюду. Этот фон можно было бы компенсировать наклоном плоскопараллельной пластинки. Эффект поляризации рассеяния потому и возникает на краях, что здесь имеется граница света и тени. Поэтому естественно ожидать возникновения такого эффекта везде, где есть некоторый перепад интенсивности света в направлении, перпендикулярном лучу, в частности, где имеются потемнения или посветления изображения Солнца, как благодаря закону потемнения, так и в области пятен и флоккулов. Такой эффект действительно обнаруживается. Первые мы его заметили для группы 64 у самого края диска (фиг. 19, см. также фиг. 15).

Здесь приведен ход сигналов $\delta_{\perp 2}$ (отсчет 280 для $1/4\lambda$ -пластинки) и $\delta_{\perp 1}$ (для отсчета 235) в $\lambda 5250$ (сплошная кривая) и в непрерывном спектре



Фиг. 19. Эффект немагнитной поляризации на пятне



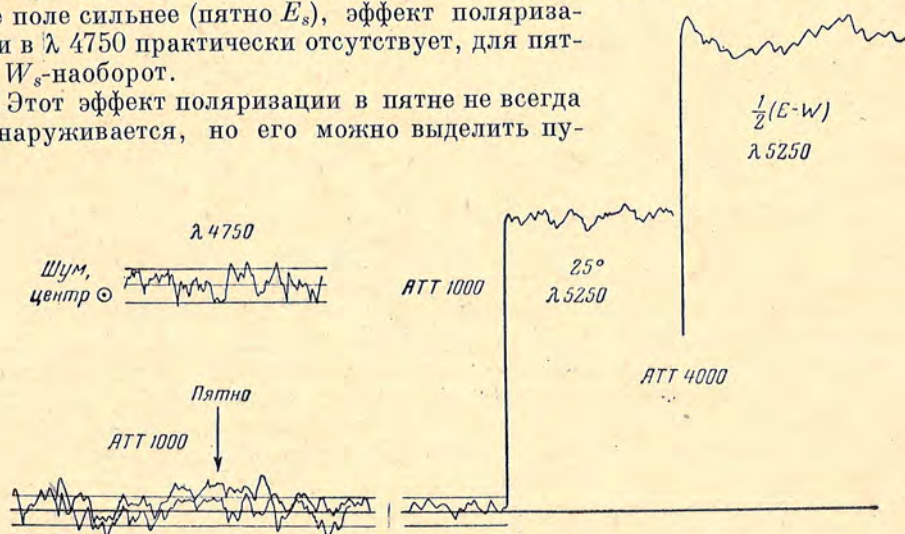
Фиг. 20. Записи поляризации в магнитной линии $\lambda 5250$ (две нижних) и в непрерывном спектре (верхние).

ATT — коэффициент усиления схемы

в $\lambda 4750$ (пунктир). Мы видим, что на пятне возникает вполне заметное отклонение $\sim 3-5$ делений, что составляет от 30 до 50% того эффекта, который возникает на краю (~ 10 клеток), и что соответствует степени поляризации $3 \div 5 \cdot 10^{-5}$. Следующий пример — это наблюдение 13.VIII 1962 г. в $15^h 0^m$ биполярной группы 63, состоявшей из отдельных малых пятен, создававших заметную депрессию яркости (из-за дрожания изображений все эти пятна образовали размытое пятно). На фиг. 20 приведены записи

этой группы при двух положениях $\frac{1}{4}$ λ -пластинки (235 и 280): в области непрерывного спектра (наверху) и в области магнитно-расщепленной линии λ 5250,2. Шум (вне поля) в этом случае занимал ± 1 клетку с полной амплитудой ~ 100 гс (см. ниже), тогда как отклонения на западном пятне (отмечены стрелками) достигали 3—4 клеток, т. е. ~ 300 гс. Характерно, что в обеих записях (фиг. 19 и 20) отклонения в λ 4750,5 противоположны по знаку отклонению в магнитной линии λ 5250,2, т. е. нет соответствия между ходом поля и ходом поляризации в непрерывном спектре при одних и тех же положениях пластинки $\frac{1}{4}$ λ . Более того, в том месте, где поле сильнее (пятно E_s), эффект поляризации в λ 4750 практически отсутствует, для пятна W_s -наоборот.

Этот эффект поляризации в пятне не всегда обнаруживается, но его можно выделить пу-



Фиг. 21. К калибровке эффекта немагнитной поляризации (15. XI 1962 г.)

тем подавления шумов, увеличивая яркость спектра, т. е. расширяя входную щель спектрографа. В обычных рабочих условиях эффект слабо заметен, если пятно слабое, как это видно на фиг. 21, где он почти сливается с флуктуациями шумов. Интересно оценить в гауссах эффект поляризации непрерывного спектра на пятнах. Это можно сделать, введя дополнительную плоскопараллельную пластину и повернув ее так (предварительно скомпенсировав первой пластинкой поляризацию инструмента), чтобы отклонение достигло той же величины, как какой-либо известный нам сигнал, например сигнал калибровки $E - W$ на краях диска в линии λ 5250 или сигнал в той же линии от пятна с известной напряженностью поперечного поля. Так, в опытах 15.IX 1962 г. мы получили при рабочих условиях (щель $60 \times 0,5$ мм) отношение отброса $a(25^\circ)$ к $E - W$: $\frac{a(25^\circ)}{E - W} = \frac{1}{2,8}$. В то же время 13.IX 1962 г. отброс $a(25^\circ)$ оказался сравним с отбросом на пятне группы 77, где было поперечное поле 2500 гс по визуальным измерениям Службы Солнца. Это показывает, что отброс $a(25^\circ)$ эквивалентен полю 2500 гс, а отброс $E - W$ — полю 8000 гс. Зная величину этого отброса в миллиметрах, находим цену 1 мм отброса на диаграммной ленте. Отсюда 13.IX 1962 г. получаем калибровку 1 мм = 4,2 гс, так что отброс у N -края Солнца, составлявший 80 мм, эквивалентен 340 гс.

Хотя в области λ 4750,5 по данным каталога Роуланда нет никаких линий, все же не исключена возможность появления слабых линий у λ 4750,5 в спектре пятен. Поэтому представлялось необходимым проверить эффект немагнитной поляризации в пятнах по какой-либо другой линии, в частности по участку непрерывного спектра, более близкому к λ 5250,2.

В красную сторону от λ 5250,2 имеется участок со следующими линиями (по каталогу Роуланда):

λ	Элемент	Диск	Пятно
5255,130	Cr	0	0
,327	Mn	0d?	1
,522		—3	
,666}			—2
,747}			—2
55,805	Ti	—1	—3
56,934	Fe ⁺	—1	—3
57,080		—3N	

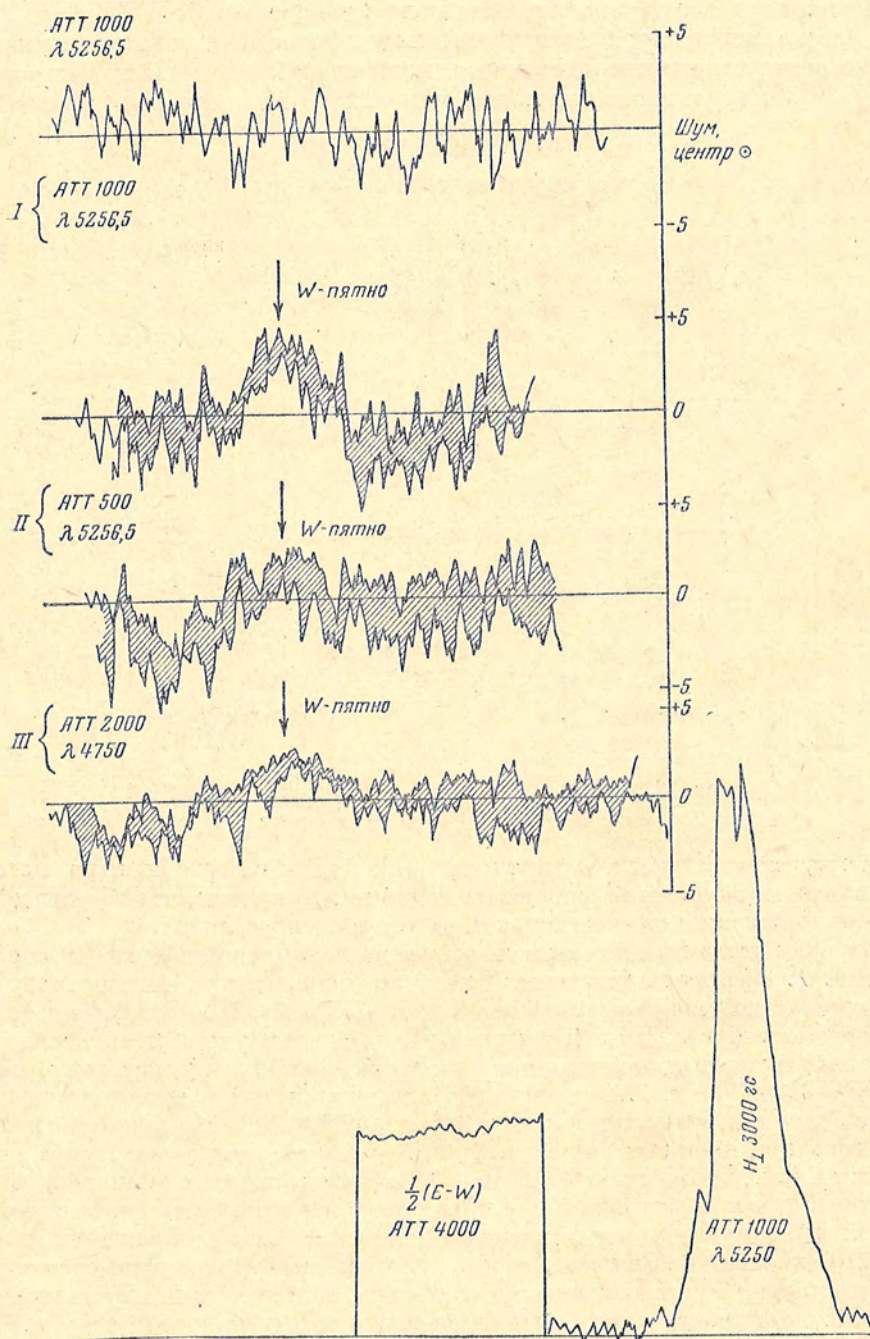
Мы видим, что в области между λ 5255,8 и λ 5256,9 нет ни одной заметной линии; кроме того, можно считать, наверное, линию 5256,93 Fe⁺ в пятне очень слабой (интенсивность — 3). Поэтому щель фотометра была установлена на участок длин волны λ 5256,5—5256,6, где нельзя было заподозрить никаких линий (в этом мы предварительно убедились по отсутствию модуляции сигнала $\delta_{\parallel}$ при наивысшей чувствительности на пятне). На фиг. 22 приведена запись сигналов поляризации в λ 5256,55 и λ 4750,5 при исходном положении пластинки $\frac{1}{4}\lambda$ (угол 235) и входной щели, в два раза большей нормальной (записи I и III). Записывалось западное пятно (лидер) группы 77. Там же внизу приведены отброс $E - W$ и отброс на пятно с известным поперечным полем, сделанные в λ 5250 с другим коэффициентом усиления.

Далее, поскольку возникло сомнение в том, что стеклянный фильтр, применяемый обычно при записях поля, может пропускать паразитные линии из соседних более высоких порядков, была сделана также запись II с фильтром, сильно поглощающим, но заведомо изолирующим только нужный участок (фильтр Mg). Мы видим, во всех трех записях появление эффекта немагнитной поляризации одного знака в λ 5256,55 и λ 4750,5 и с различными фильтрами. В записи II эффект выражен слабее всего, так как здесь яркость спектра была сильно ослаблена фильтром, и поэтому отношение сигнала к шуму невелико. В качестве примера рассмотрим запись II. Поле $H_{\perp} = 3000$ гс дало отброс 80 мм при усилении АТТ 1000, а отброс $E - W$ составил 60 мм при АТТ 4000, так что отброс

$$E - W = \frac{60}{80} \cdot 3000 \cdot 4 = 9000 \text{ гс, где множитель } 4 \text{ учитывает различие коэффициентов усиления.}$$

Если этот отброс 60 мм привести к АТТ 500, то он будет в 8 раз больше, т. е. 480 мм, так что при усилении 500, при котором записан сигнал поляризации, цена 1 мм = 18,5 гс. Средняя амплитуда шума во II записи ~ 5 мм = 95 гс, а отклонение на пятно ~ 10 мм будет составлять 185 гс. Таким же образом для I записи найден шум 85 гс, а эффект немагнитной поляризации в пятне 180 гс; для III записи шум составлял 75 гс, а поляризация в пятне 200 гс. 20.IX 1962 г. была сделана проверка этих измерений при нормальной, рабочей щели ($60 \times 0,5$ мм) с фильтром Mg в участке λ 5256,5 (фиг. 23). Записывался лидер группы 77. Были записаны также отброс на пятно с полем $H_{\perp} = 2500$ гс в λ 5250 (внизу, справа), отброс $E - W$ в λ 5250 и отбросы α (25°) для λ 5256,5 и λ 5250,2. Отброс $E - W$ при АТТ 4000 составлял 174 мм, а отброс на поле $H_{\perp} = 2500$ гс был 40 мм, так что отброс $E - W$ был эквивалентен $\frac{174}{40} \times 2500 = 10900$ гс.

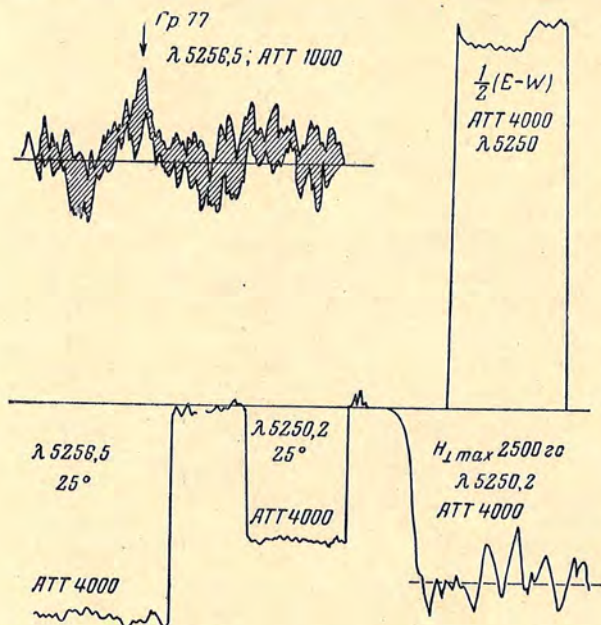
При АТТ 1000 отброс $E - W = 174 \times 4 = 700$ мм, так что 1 мм = 15,6 гс. Амплитуда шума составляла около 10 мм, т. е. ~ 150 гс, а сигнал



Фиг. 22. Запись немагнитной поляризации в различных участках спектра с различными фильтрами, с калибровкой (14. IX 1962 г.)

на пятне около 20 мм, т. е. ~ 300 гс. Далее мы видим, что отброс a (25°) в $\lambda 5256,5$ в $\sim 5/3$ раза больше, чем отброс в $\lambda 5250,2$ (из-за яркости), так что если сравнивать интересующие нас величины с отбросом a (25°) в $\lambda 5256,5$ (что более правильно), который эквивалентен 3100 гс, то шум будет 95 гс, а сигнал на пятне 190 гс, что совпадает с измерением 14.IX 1962 г.

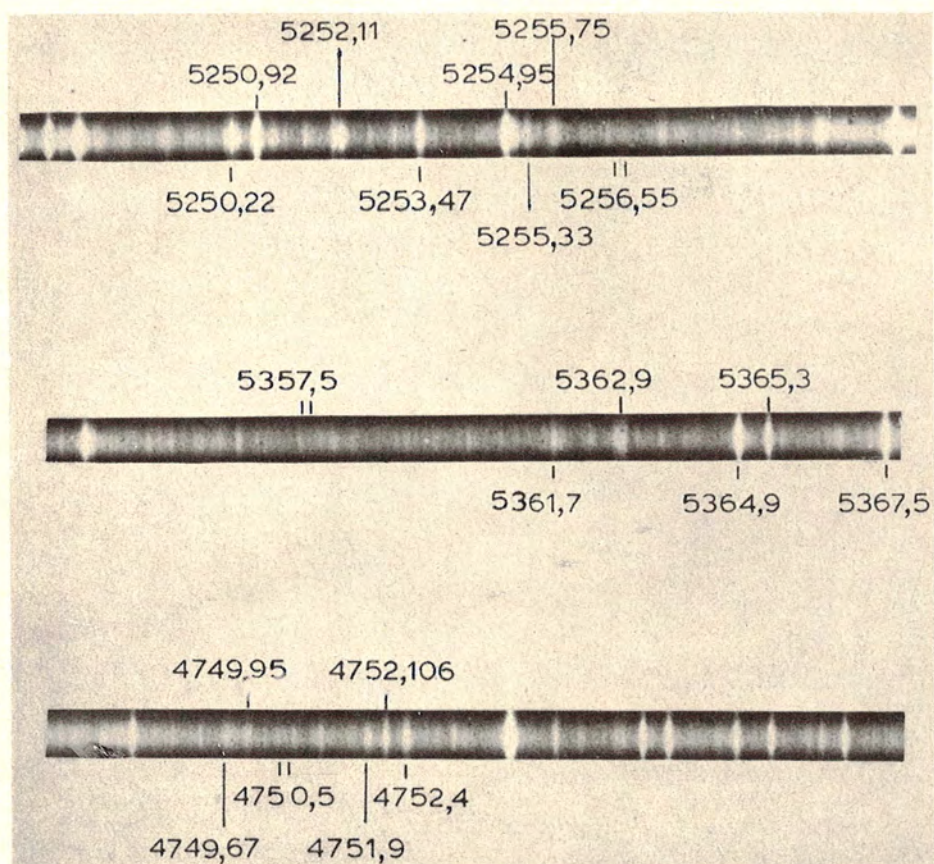
Все же спектр пятна практически повсеместно занят слабыми линиями, часто неизвестного происхождения, поэтому наблюдаемый эффект «немагнитной» поляризации пятна может быть связан с наличием очень слабой и



Фиг. 23. Запись немагнитной поляризации в $\lambda 5256,5$ с калибровкой (20. IX 1962 г.).

слабо чувствительной к магнитному полю линии в месте спектра, которое мы считаем (ошибочно) свободным от линий. Допустим, что эффект действительно связан с наличием такой линии в спектре пятна.

Против этого предположения сейчас же возникают следующие соображения. 1. Эффект наблюдается (одинаковым образом) в совершенно разных участках непрерывного спектра $\lambda 4750,5$, $\lambda 5256,55$, кроме того, мы наблюдаем его в $\lambda 5357,5$ (результаты не приводим); во всех спектральных участках он выглядит одинаково и дает примерно одну и ту же величину $\sim 200-300$ гс. 2. Величина эффекта для пятен с разной напряженностью более или менее одна и та же $\sim 200-300$ гс, а ход немагнитной поляризации по разрезу ничего общего не имеет с ходом магнитной поляризации (см., например, фиг. 18 и 19). 3. Эффект сходен с аналогичным эффектом Крайя и купола и показывает некоторые различия в зависимости от азимута компенсирующей пластинки. Этих соображений, по-видимому, достаточно для исключения гипотезы слабой магнитно-расщепленной линии на месте непрерывного спектра, выбранном для регистрации. Однако наилучшим способом исключить гипотезу наличия такой линии будет изучение прямых фотографий спектра пятна. Ряд очень хороших спектров пятна был получен М. Гусейновым на спектрографе БСТ с эшелле в 1961 г. На фиг. 24 воспроизводятся интересующие нас участки спектра большого пятна с отметками длин волн некоторых линий. Двойной чертой отмечено положение щелей фотометра. На месте $\lambda 4750,5$ можно обнаружить очень слабые линии (интенсивностью около -3), но эти линии



Фиг. 24. Фотографии использованных участков спектра в области большого пятна: положение щелей магнитографа отмечено двумя черточками

очень узкие; если они и попадают в щель, то магнитное расщепление их, по-видимому, очень мало. Однако на месте λ 5256,55 нельзя обнаружить никаких линий даже при очень контрастном печатании. Не обнаруживается линий также в участке λ 5357,5.

Таким образом, проведенные до сих пор ([1, 9]) измерения поляризации (поперечного поля) в области пятен или близко к ним примыкающей могут содержать ошибку 200–300 гс, вызванную поляризацией рассеянного света. (В настоящее время значительная доля этого эффекта устранена путем некоторой перестройки магнитографа.)

В заключение остановимся на измерениях поляризации пятен, выполненных недавно Леруа [14] с помощью поляриметра. В [14] измерялись азимут и длина вектора поляризации излучения в широком интервале спектра (в несколько сот ангстрем), причем эти величины интерпретировались как азимут и напряженность поперечного магнитного поля. Несостоятельность такого рода интерпретации уже следует с очевидностью из установленного в § 2 факта вращения плоскости поляризации с расстоянием от центра линии. Но, помимо этого обстоятельства, указанный метод [14] оказывается неприемлемым по следующим причинам.

1. Если мысленно разбить весь широкий спектральный интервал на части, которые выделяет щель фотометра магнитографа, то, как мы только что показали, сигнал поляризации от части, содержащей непрерывный спектр, в 10 раз меньше, чем сигнал от такой же части, содержащей магнитно-чувствительную линию. Однако в интервале, содержащем несколько сотен ангстрем, будет по крайней мере в 10 раз больше таких частей с непрерывным спектром, чем частей с линиями. Поэтому привнос от поляризации непрерывного спектра в суммарный сигнал поляризации будет не меньше, а, может быть, даже больше, чем от линий, что приведет к точности не выше ~100% в определении величины и направления магнитного поля.

2. Согласно исследованиям [15, 16], в активных областях (флоккулах и волокнах) резонансные линии могут быть поляризованы на несколько процентов (поляризация резонансного рассеяния). Если взять одну только линию H_β (или D_1 , D_2 , D_3), то, считая степень ее поляризации ~1% и считая, что она вносит в общий поток — сигнал от широкого интервала спектра — вклад $\sim 10^{-2}$, даже в этом случае в активной области появится фиктивный сигнал поляризации со степенью $\sim 10^{-4}$, т. е. то, что фактически наблюдается в [14] и у нас в пятнах для линии λ 5250. Однако эта поляризация не имеет никакого отношения к магнитному полю и связана с внутренним свойством резонансного рассеяния. Наличие резонансных линий в широких спектральных участках может вызвать ошибку более 100% в определении величины и направления поля.

Таким образом, в поляризацию, измеряемую в [14], входит, кроме поляризации от магнитного поля, с большим весом поляризация непрерывного спектра, а также поляризация, связанная с резонансным рассеянием, — эффект которых может быть не только сравним, но даже превосходить эффект поляризации от магнитного поля. Поэтому измерения [14] едва ли имеют такое прямое отношение к магнитным полям, как это указывается в [14].

В заключение приношу благодарность Н. С. Никулину и С. И. Гопасюку за помощь в получении записей явления немагнитной поляризации и эффектов вращения.

Апрель 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 166, 1962.
 2. А. Б. Северный, А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 4, 3, 1949.
 3. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Геомагнетизм и аэрономия, 2, № 3, 541, 1962; И. А. Жулин, Б. А. Иошпа, Э. И. Могилевский. *ibid.*, 2, № 4, 585, 1962.
 4. А. Б. Северный. Астрон. ж., 36, 208, 1959.
 5. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 27, 148, 1962; 28, 259, 1962.
 6. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949, § 31, стр. 119.
 7. R. Michard. *Ann. Astrophys.*, 16, 217, 1953.
 8. Д. Н. Рачковский. Дисс., 1963.
 9. В. Е. Степанов, С. И. Гонасюк. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 194, 1962.
 10. A. Dollfus. *C. R. Acad. Sci.*, 246, 3590, 1958.
 11. A. Dollfus et I. L. Leroy. *C. R. Acad. Sci.*, 250, 665, 1960.
 12. G. Wlericka. *J. Axtell. Astrophys. J.*, 126, 253, 1957.
 13. Р. Вуд. Физическая оптика. ОНТИ, 1936, гл. XIII, § 12.
 14. I. L. Leroy. *Theses. Paris*, June 1962.
 15. B. Lyot. *L' Astronomie*, 51, 217, 1937.
 16. G. Thiesse. *Z. Astrophys.*, 30, 8, 1951.
-

НАБЛЮДЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ И ПРОДОЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, СВЯЗАННЫХ С СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ

А. Б. Северный

В 1962 г. получен ряд интересных записей продольного и поперечного полей на солнечном магнитографе БСТ.

Отмечены хорошо выраженная тонкая структура продольного поля и странный факт сосуществования полей различной ориентации в солнечных пятнах и по соседству от них. Рассмотрение карт продольного и поперечного полей ряда вспышечно-активных групп совместно с эскизами групп и H_{α} -картиной (фиг. 2, 6—21) позволяет сделать следующие выводы.

1. Картина поперечных полей (вдали от областей с большой напряженностью) сходна с той картиной силовых линий, которая возникает, если рассматривать холмы продольного поля как магнитные полюсы.

2. Наблюдаются малые области с к р е щ е н и я (сосуществования) п о п е р е ч н ы х полей различных направлений, в частности к о н т а к т а полей противоположных направлений («антипятна»). Положение вспышек хорошо связывается с положением этих особенностей, возникающих как в областях заметного продольного поля, так и на границе полярностей.

3. Впервые полученные данные о полях непосредственно до, во время и после вспышки балла 2 (22. VI 1962 г.) и другие данные вновь указывают на усложнение, усиление поля до вспышки и упрощение и ослабление поля, расталкивание одноименных полюсов сразу с н а ч а л а и некоторое время после окончания вспышки.

OBSERVATIONS OF TRANSVERSAL AND LONGITUDINAL MAGNETIC FIELDS CONNECTED WITH SOLAR FLARES, by *A. B. Severny*.— Several interesting recordings of the longitudinal and transversal fields have been obtained by means of the magnetograph of the tower solar telescope during 1962.

Well-defined fine structure of the transversal fields is noted and also the strange fact of coexistence of fields with different orientation in sunspots and their vicinity. A comparison of maps of the longitudinal and transversal fields of several flare-active groups, schemes of the groups, and the H_{α} -pattern (figs. 2, 6—21) permits the following conclusions.

1. The pattern of transversal fields (remote from regions with large field strength) is similar to the pattern of force lines, which appears if hills of the transversal field are considered as magnetic poles.

2. Small regions of cross-over (coexistence) of transversal fields with different directions are observed, in particular, contact of fields with opposite directions («antispots»). The position of flares is connected well with the position of these peculiarities, which appear in regions with an appreciable longitudinal field and at the boundary of polarities.

3. Data on fields immediately before, during and after a flare of importance 2 (22. VI 1962), obtained for the first time, and other data again point to the complication and strengthening of the field before the flare and the simplification and weakening of the field and the pushing apart of polarities of the same sense immediately at the commencement and some time after the end of the flare.

§ 1. Вводные замечания, материал наблюдений, калибровка полей¹

В недавно выполненной работе [1] мы нашли для 15 очень больших вспышек, что их блестящие волокна стремятся ориентироваться вполне определенным образом в магнитном поле, а именно расположиться вдоль

линий, проходящих через нейтральную точку поперечного поля и одноименные полюсы (или параллельно этим линиям) в области сильных полей. Однако поперечные поля в этой работе были получены путем лабораторного моделирования (из соображений подобия).

С 1961 г. появилась возможность на солнечном магнитографе БСТ измерять поперечные поля (см. [2, 3]), и летом 1962 г. мы попытались на солнечном магнитографе БСТ получить наибольшее возможное количество записей магнитных полей как продольной, так и поперечной компонент во всех сколько-нибудь значительных группах пятен. Среди них были активные группы, в которых возникали вспышки балла 2 и даже 3.

Одна из задач этих наблюдений — выяснить, что вносят измерения поперечных полей в наши более ранние результаты [4] о появлении вспышек в нейтральных точках и об изменении магнитных полей при вспышках, а также проверить, как располагаются вспышки в реальных поперечных (а также продольных) полях.

В процессе этих наблюдений, однако, выяснилось, что возможности измерений поперечных полей должны быть ограничены сравнительно небольшими полями (во всяком случае, не более 1000 гс). В области же более сильных полей имеются сильно выраженные эффекты вращения плоскости поляризации, связанные, по-видимому, с неоднородностью ориентации поля по глубине, так что измерения в этом случае дают нам только положение плоскости поляризации и ничего не говорят о направлении реальной силовой линии. Далее выяснились также ограничения и со стороны слабых полей: в областях, где имеются пятна, возникают эффекты «немагнитной» поляризации — поляризации рассеянного оптикой анализатора света, дающие ложный сигнал поперечного поля, эквивалентный 200—300 гс, что в 2—3 раза выше обычных шумов. (Вопросы вращения плоскости поляризации и источников «немагнитной» поляризации рассмотрены нами в [3].) Таким образом, только вдали от сильных полей измерения азимута плоскости поляризации χ в большинстве случаев будут давать правильное представление об ориентации поперечного поля в картинной плоскости. Способ однозначного определения этого азимута при любом расположении осей поляризационной оптики описан нами в [3]; этот способ использовался в настоящей работе. Что касается элементов поперечного поля, то до разработки адекватной теории образования линий поглощения, в присутствии магнитного поля, правильно учитывающей эффекты аномальной дисперсии, рассеяния и поглощения, мы ограничиваемся сейчас только рассмотрением длины вектора преимущественных колебаний

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}, \quad (1.1)$$

где $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ — сигналы магнитографа, работающего по схеме поперечного поля при двух положениях пластинки $1/4 \lambda$, отличающихся друг от друга на 45° [3]. Величину $\delta_{\perp}$ можно считать своего рода мерой напряженности поперечного поля $H_{\perp}$, и ее зависимость от $H_{\perp}$ определяется теорией образования линий поглощения магнитного поля и расстоянием щелей магнитографа от центра линии; например, в [2] зависимость сигнала $\delta_{\perp}$ от $H_{\perp}$ такова, что величина $\delta_{\perp} \sim H_{\perp}^2$ при малых H и $\delta_{\perp} \sim H_{\perp}$ при «средних» H . Для определенности величина $\delta_{\perp}$ нормируется в единицах сигнала калибровки, который в свою очередь может быть выражен в гауссах с помощью сравнения его с сигналом продольного поля.

Остановимся на вопросе о калибровке, поскольку здесь ранее неоднократно возникали неточности и ошибки. Известно, что собственные частоты эмиссионных линий меняются в продольном поле и одна линия с частотой ω_0 (в отсутствии поля) заменяется двумя с час-

тотами, сдвинутыми на $\pm \Delta\omega_H$ от ω_0 ($\Delta\omega = \frac{eH}{2m}$), и с интенсивностями, равными половине интенсивности нерасщепленной линии. Большей частоте соответствует правое, а меньшей — левое вращение по кругу. Также для слоя поглощающего газа (паров металлов), помещенного в продольное поле, вместо линии поглощения с частотой ω_0 найдем две линии с частотами $\omega_0 + \Delta\omega_H$ и $\omega_0 - \Delta\omega_H$ и поглощениями в два раза меньшими, чем исходной линии. Интенсивность поглощения зависит от характера поляризации падающего света.

Если анализировать эмиссию с помощью кристалла, дающего разность хода $\pm \frac{1}{4} \lambda$, то при $+\frac{1}{4} \lambda$ будет погашена одна компонента, а при $-\frac{1}{4} \lambda$ — другая и интенсивность будет равна интенсивности только одной из компонент, т. е. равна половине суммарной.

Если анализировать поглощение в продольном поле, считая, что на поглощающий слой падает естественный свет, то в линии пройдет свет интенсивностью, равной половине того, что падает на анализатор, ибо поляроид пропускает половину света. Как и в случае монохроматической эмиссии, анализатор будет поочередно гасить одну из абсорбционных компонент, так что суммарное поглощение (в смысле эквивалентной ширины абсорбции) будет в два раза меньше, чем у падающего на анализатор света. При этом безразлично, налагаются или нет друг на друга обе компоненты из-за конечной ширины линии и слабого поля, так как компоненты обладают взаимно ортогональной поляризацией и анализатор действует на каждую из них независимо.

В магнитографе переход от фазы $+\frac{1}{4} \lambda$ к $-\frac{1}{4} \lambda$ реализуется модуляцией напряжения на кристалле ADP со временем, так что первую половину периода присутствует одна компонента, а вторую — другая (см. схему на фиг. 1). Схема предусматривает сложение разности потоков в щелях I и II за первые полпериода с их разностью (с обратным знаком) за вторые полпериода, так что сигнал

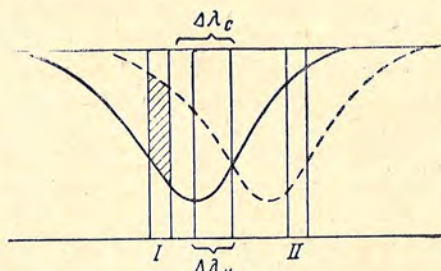
$$\delta i_{\parallel} = 2 (I_I - I_{II})_{\parallel}. \quad (1.2)$$

При калибровке записывается сигнал, возникающий при сдвиге той же линии (в отсутствие поля) на краях диска Солнца; перед анализатором ставится дополнительно еще поляроид и $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинка, что превращает всю систему (поляроид $+\frac{1}{4} \lambda \pm \frac{1}{4} \lambda$ + поляроид) в модулятор яркости. Первый поляроид пропускает половину света как в области непрерывного спектра, так и в сфере линии (в обоих случаях — естественный свет), и эта половина света проходит только в течение одной половины периода. При равных разностях $I_I - I_{II}$ это дает сигнал в два раза меньший, чем $\delta i_{\parallel}$, т. е.

$$\delta i_c = (I_I - I_{II})_c. \quad (1.3)$$

При малых полях и сдвигах треугольного контура:

$$\begin{aligned} (I_{II} - I_I)_{\parallel} &= \frac{\partial I_{\lambda \parallel}}{\partial \Delta \lambda} \Delta \lambda_H, \\ (I_{II} - I_I)_c &= \frac{\partial I_{\lambda c}}{\partial \Delta \lambda} \Delta \lambda_c \end{aligned} \quad (1.4)$$



Фиг. 1. Схема образования сигнала продольного поля и сигнала калибровки
I — первая щель; II — вторая щель фотометра магнитографа; заштрихована величина колебания потока в одной щели

и поле можно калибровать условием $\delta i_{\parallel} = \delta i_c$, откуда

$$2\Delta\lambda_H \frac{\partial I_{\lambda_{\parallel}}}{\partial \Delta\lambda} = \Delta\lambda_c \frac{\partial I_{\lambda_c}}{\partial \Delta\lambda}, \quad (1.5)$$

где $I_{\lambda_{\parallel}}$ — интенсивность в контуре одной из компонент, I_{λ_c} — то же для невозмущенной линии. Рассмотрим градиенты интенсивности в (1.5), которые можно представить в виде

$$I_{0\parallel} \frac{\partial r_{\lambda_{\parallel}}}{\partial \Delta\lambda}, \quad I_{0c} \frac{\partial r_{\lambda_c}}{\partial \Delta\lambda},$$

где индекс нуль приписывается интенсивности непрерывного спектра, а r_{λ} — остаточные интенсивности. Примем за единицу интенсивности величину I_0 — интенсивность непрерывного спектра, падающего на анализатор света; тогда обе величины $I_{0\parallel}$ и I_{0c} были бы равны $\frac{1}{2} I_0$ при одинаковых коэффициентах пропускания. Но фактически $I_{0\parallel}$ больше I_{0c} в $\frac{a_{\parallel}}{a_c} = 1,42$ раза, где $a_{\parallel}$ — пропускание насадки для поля, а a_c — то же для калибровки (здесь добавляется лишнее, на 40%, поглощение света в поляризаторе и пластинках $\frac{1}{4}\lambda$)*. Таким образом, условие калибровки (1.5) будет

$$2\Delta\lambda_H = \frac{a_c}{a_{\parallel}} \Delta\lambda_c q. \quad (1.6)$$

Величина q при достаточно малых полях близка к единице: наклоны крыла $\frac{\partial r_{\lambda_{\parallel}}}{\partial \Delta\lambda}$ и $\frac{\partial r_{\lambda_c}}{\partial \Delta\lambda}$ почти одинаковы, так как при малом поле контур каждой из круговых компонент близок к невозмущенному. (Кроме того, пренебрегаем разницей интенсивностей в разных частях диска.)

Величины

$$\Delta\lambda_H = \pm 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H, \quad \Delta\lambda_c = \frac{\lambda}{c} v. \quad (1.7)$$

Рассмотрим $\lambda 5250,2$ ($g = 3$), для нее

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_H &= 3,86 \cdot 10^{-5} H \text{ (Å)}, \quad \Delta\lambda_c = 1,75 \cdot 10^{-7} v \text{ (Å)}, \quad H = 2,27 \cdot 10^2 v \frac{a_c}{a_{\parallel}} = \\ &= 1,59 \cdot 10^2 v \text{ (гс)}, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где v — скорость (в км/сек). Для $\lambda 4886$ ($g = 1,3$)

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_H &= 1,43 \cdot 10^{-5} H \text{ (Å)}, \quad \Delta\lambda_c = 1,62 \cdot 10^{-7} v \text{ (Å)}, \quad H = 5,67 \cdot 10^2 v \frac{a_c}{a_{\parallel}} = \\ &= 3,96 \cdot 10^2 v \text{ (гс)}. \end{aligned} \quad (1.9)$$

В работах до 1959 г. включительно, следуя [6], мы принимали $a_c/a_{\parallel} = 0,30$, считая (ошибочно), что при калибровке из-за дополнительного поляроида проходит в два раза меньшая интенсивность (чем при измерениях $H_{\parallel}$), которая еще ослабляется в 0,7 раза ($0,7 \cdot 0,5 = 0,35$); это давало

* Если бы мы работали в схеме накопления сигнала со временем, то из-за того, что при калибровке сигнал равен 0 половину рабочего времени (темнота), δi_c было бы в два раза меньше (1.3), и условие калибровки вместо (1.5) было бы $2\Delta\lambda_H = \frac{1}{2} \Delta\lambda_c \frac{a_c}{a_{\parallel}}$ (при равенстве наклона крыла контура); это условие принято ошибочно в [5] и в [6].

$H = 0,68 \cdot 10^2 \cdot v$, т. е. на краю ($v \approx 2$ км/сек) около 140 гс для λ 5250 и $H \approx 340$ гс для λ 4886. Это означает, что в опубликованных до 1959 г. картах везде цена одного деления (в гс) должна быть увеличена вдвое, а точность метода (шум в гс) понижена вдвое. В работе [7] этот ненужный множитель 2 уже устранен и принята калибровка (1.8) — (1.9).

С 1962 г. калибровка делается с компенсатором изменения яркости (см. настоящий том, стр. 209). Это фотометр, установленный на широкий участок спектра и регистрирующий среднее по времени от интенсивности непрерывного спектра, т. е. работающий методом накопления. Сигнал от фотометра поступает на систему, меняющую масштаб записи сигналов поля: при увеличении этой интенсивности он автоматически уменьшит отброс, а при ее уменьшении — увеличит. Поэтому при переходе от записи поля $H_{||}$ к калибровке автоматически устраняется различие интенсивностей из-за различия пропусканий (что делает $a_c/a_{||} = 1$). Однако, так как при калибровке свет в спектрограф проходит только половину времени, фотометр, компенсирующий изменения яркости методом накопления, воспринимает это также как глаз, т. е. как если бы яркость в два раза (по сравнению с случаем записи поля) уменьшилась, и переисправляет — у в е л и ч и в а е т в два раза отброс на краях диска Солнца. Это увеличение фиктивное, чего не следует забывать. Таким образом, если с компенсатором яркости зарегистрирован отброс на краю, равный $1/2 (E - W)$, то нужно ввести в два раза меньший отброс $1/4 (E - W)$ и калибровка будет [по (1,6) — (1,7)]

$$\frac{1}{4}(E - W) = \begin{cases} 227v_c & \text{для } \lambda 5250, \\ 567v_c & \text{для } \lambda 4886. \end{cases} \quad (1.10)$$

Обычно калибровка делается на расстоянии $1/12$ радиуса от края (на 3 см от края изображения Солнца, диаметр 70 см), где $v = 1,83$ км/сек, так что

$$\frac{1}{4}(E - W) = \begin{cases} 400 \text{ гс} & \text{для } \lambda 5250, \\ 1000 \text{ гс} & \text{для } \lambda 4886. \end{cases} \quad (1.11)$$

На приведенных ниже картах, кроме обычных изогauss продольного поля $H_{||}$ (их калибровка приводится в соответствующих таблицах), нанесены стрелки — отрезки прямых, середина которых фиксирует место, в котором велось измерение, а наклон их к горизонтали — суточной параллели, $\alpha = \chi - \beta$, определяет направление плоскости поляризации или азимут поперечного поля (см. [3], стр. 131). Длина отрезка равна $\delta_{\perp}$ (единица длины $\delta_{\perp}$ обычно равна 10 мм на ленте самописца ЭПП-09, онк везде приведены на картах). Для перевода этих единиц в величины поля или другие физические величины следует взять из приводимых ниже таблиц длину (в мм) сигнала калибровки δ_{ic} и привести ее к усилению (АТТ), при котором проводилась запись поляризации сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$; например, если калибровка составляла 200 мм при АТТ 2000, то при АТТ записи этих сигналов, равной 500, сигнал калибровки будет $200 \text{ мм} \times \frac{2000}{500} = 800 \text{ мм}$.

Малая цифра в начале или конце стрелки означает ее длину, если она более 10 мм. Мы нашли, что такой способ представления изогauss H одновременно с отрезками, характеризующими поляризацию, обладает наибольшей физической наглядностью. Они представляют собой концентрацию на одной карте всех наблюдаемых данных о магнитном поле, которые можно получить с помощью магнитографа, и могут быть использованы в дальнейшем для всяких исследований и интерпретаций. Эти карты поля всегда имеют индекс б. Штриховой линией указана нейтральная линия.

Карты б мы сопровождаем эскизами соответствующего участка Солнца в том же масштабе. На нем приведена полная с увеличением в 4 раза

зарисовка группы пятен (сделанная в гид БСТ с изображением Солнца 70—75 см); для каждого пятна (отмечены штриховкой) приведены напряженности и полярности магнитного поля по данным ежедневных визуальных измерений абсолютного поля Службы Солнца обсерватории. (Эскиз делался обычно ранним утром при наилучших изображениях, измерения с магнитографом — обычно не ранее 10 час утра). На этом же эскизе нанесены вспышки (отмечены штриховкой по внутреннему краю); как правило, их положение и вид соответствуют начальной фазе развития (берется наилучший кадр H_{α} -фильма через несколько минут после начала вспышки). Поскольку наблюдения лимбовых вспышек, а также наблюдения усов, сопровождающих вспышки, показали, что вспышки в большинстве своем *начинаются в фотосфере* (или нижней хромосфере), то сопоставление с фотосферными магнитными полями положения и вида вспышек оправдано в самом *начале* развития вспышки. Сопоставление положения вспышек в их развитом состоянии, когда значительная масса вспышки вытолкнута в хромосферу, лучше в принципе проводить с полями, записанными в ядрах таких линий, как H_{α} или H и K . Однако для активных областей, как мы убедились, такие записи могут дать совершенно искаженный результат благодаря эмиссионному обращению, которое может приводить даже к изменению знака сигнала продольного и поперечного полей. Нужно иметь также в виду, что в *не* областях эмиссии, в области достаточно сильных полей ($H_{\parallel} > \sim 10$ гс) имеется вообще хорошее соответствие между записями поля в H_{β} и записями в фотосферной линии λ 4686, указывающее на проникновение фотосферных полей высоко в хромосферу (см. [8]). На это указывает также сравнение структуры фотосферного поля с H_{α} -волоконистой структурой хромосферы возле пятен, выполненное Т. Т. Цапом (наст. том, стр. 200). Изображения вспышек наносились путем проектирования H_{α} -фильма, полученного на коронографе КГ-1, на указанный эскиз с соответствующим увеличением. Совмещение изображения H_{α} -фильма с эскизом группы делалось по двум (по крайней мере) хорошо отождествленным пятнам. Эти эскизы снабжены индексом *a*.

Наконец, третья карта с индексом *c* представляет собой тот же самый участок, где отмечены только основные «холмы» поля (характерный контур изоганссы $H_{\parallel}$) или некоторые пятна, а отрезки карты *b* заменены сплошными линиями, которые представляют собой линии, которые проведены параллельно дискретным направлениям плоскости поляризации, и, в первом приближении, вдали от холмов поля и от пятен могут рассматриваться как силовые линии поперечного поля $H_{\perp}$ или как линии, им параллельные. В отличие от предыдущих двух карт, дающих чисто наблюдательный материал, эти карты представляют собой попытку интерпретации наблюдений с помощью представления о магнитных силовых линиях.

Составление таких карт связано с рядом трудностей: в группах сложной полярности иногда возникает неоднозначность, которая устраняется только после длительного и кропотливого анализа всех возможных случаев. Почти всегда удается найти однозначное решение путем устранения всех других случаев, противоречащих наблюдениям и очевидным соображениям. Следует, конечно, иметь в виду, что линии на этих картах, даже там, где их можно считать параллельными вектору $H_{\perp}$ (вдали от сильных полей), не являются, вообще говоря, силовыми линиями, так как: 1) по соображениям, изложенным в [3], измерения поля относятся к разным оптическим глубинам в зависимости от *величины* самого поля (чем больше поле, тем ближе к периферии); 2) из-за эффекта аномальной дисперсии направление фактических силовых линий H может отличаться на некоторый угол (вероятно, не $> 30^{\circ}$) от найденного нами направления. Кроме того, измерения поля в фотосферной линии λ 5250 или λ 4886 относятся к очень узкому (толщиной $\sim 300 \div 500$ км) слою, практически почти к плоскости, тогда как силовые линии — пространственные кривые — не мо-

гут всеми своими точками лежать в узком слое. На эти карты «силовых линий» мы переносим положение и вид вспышек с эскизов *a*; в ряде случаев переносятся изображения пятен *. В справедливости построенных карт силовых линий читатель может убедиться, если снимет копию этих карт *c* на прозрачную бумагу и наложит на наблюдаемую карту поля *b*. Везде на всех эскизах и картах север — наверху, восток — слева, единица по вертикали и горизонтали 25". Большая часть полученных в 1962 г. п о л н ы х записей (трех сигналов $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$) магнитных полей во вспышечно-активных группах относится к о д н о й и т о й же биполярной группе, существовавшей долгое время на Солнце: в январе эта группа имела номер 1, далее она появлялась под номером 9, 18, 25, и в мае, когда ее впервые записали, она имела номер 34; затем она обстоятельно была записана в июне как группа 46, и 25—26.VI эта группа распалась. В обоих случаях в группе наблюдались сильные вспышки — до балла 2. Кроме того, 19.IV 1962 г. была получена полная запись ограниченного участка очень активной группы 21, которая 24.IV зашла за край и распалась 15.V. В апреле в этой группе часто возникали вспышки балла 1 + и 22.IV 1962 г. — вспышка балла 3. Данные о записях поля и поляризации в указанных группах собраны в табл. 1 и 3. В этих таблицах приводятся в первом столбце номер группы, дата и средний момент измерения трех параметров поля: $\delta_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$; во втором — время записи и далее параметр поля, усиление при записи (АТТ), угол $\beta = 45^\circ \pm |\varphi|$ (см. [3]), калибровка, момент калибровки, сумма отклонений на *E*- и *W*-крае в *мм* и АТТ; калибровка дана в *гс* согласно (1.8) — (1.11) и примечания. Время везде московское.

В группе 34 не было сильных и вообще заметных вспышек в дни наблюдений, но 24.V в 6^h 29^m в ней возникла мощная вспышка (см. ниже). В группе 21 было очень много вспышек и поярчений, и все данные о них собраны в табл. 2 (аналогичные данные по группе 46 приведены в табл. 4). Здесь в первом столбце приведена дата, в следующих — время начала и конца вспышки, ее координаты, балл, станция, которая наблюдала вспышку (Сг — Крым, остальные — по обозначениям Бюллетеня Фраунгоферовского института), момент кадра H_{α} -фильма, с которого сделан эскиз (время эскиза), обозначение вспышки в целом или ее узла на нашем эскизе или карте и, наконец, примечания.

При составлении табл. 2 и 4 использовались данные Бюллетеня Фраунгоферовского института (Mars of the Sun), данные обсерватории Онджейов и главным образом собственные H_{α} -фильмы, полученные на КГ-1 по программе патруля вспышек.

Перейдем теперь к описанию магнитных полей в отдельных случаях.

§ 2. Конфигурация магнитных полей во вспышечно-активных группах

А. Г р у п п а 21. Данные о записи поля в группе 21 содержатся в табл. 1. Так как запись продольного поля делалась в $\lambda 4886$ б е з компенсатора яркости, то согласно (1.9) при $v = 1,83$ км/сек будем иметь $H_{\parallel} = 725$ гс, а полный отброс *E*—*W*, который равен 145 мм, будет 1450 гс, откуда 1 мм = 10 гс. Запись поляризации здесь была сделана в $\lambda 5250$ в двух положениях $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки, отличающихся на 22°,5 от положения оси кристалла (отсчеты — пластинки 210 и 255), так что вычисление угла χ в этом

* Зарисовка вспышек на эскизах и этих картах сделана в большинстве случаев в две руки. В первую руку зарисовки сделаны М. Б. Огирь, которой мы приносим благодарность. Это позволило устранить возможность произвола и персональной ошибки.

Таблица 1

Дата, 1962 г.	Время	Поле	АТТ	β	Калибровка			Калибровка I единица, гс	Примечания
					время	отброс, мм	АТТ		
Группа 21 19.IV	9 ^h 30 ^m — 13 ^h 30 ^m		2000	—	9 ^h 30 ^m	145	2000	10	Запись $H_{ }$ сделана в λ 4885 для изучения тонкой структуры поля пятна 26 N, где две полярности. Без компенсатора яркости Запись $H_{\perp}$ — в λ 5250. Группа крайне активная, вспышки см. в табл. 2
	13 30 — 14 05	$\perp 1$	500	45°	—	—	—		
	14 05 — 14 55	$\perp 2$	500	45	—	—	—		
Группа 34 21.V	15 00 — 15 30		2000	—	16 50	190	2000	8,5	Отмечалась яркая непрерывная эмиссия и «усы» к югу от гидировочного пятна (см. эскиз) С компенсатором яркости
	15 35 — 15 50	$\perp 1$	1000	47	—	—	—		
	16 00 — 16 30	$\perp 2$	1000	47	—	—	—		
22.V	11 30 — 12 35		2000	—	11 20	215	2000	7,5	Отмечалась слабая вспышка (погирание) 17 ^h 26 ^m — 17 ^h 33 ^m Очень яркий и развитый флоккул во всей группе
	12 45 — 13 15		2000	—	12 40	176	2000	9,0	
	18 25 — 18 45	$\perp 2$	500	44	13 30	163	2000	10,0	
Ср. 13 ^h 00 ^m	18 50 — 19 20	$\perp 1$	500	44	19 30	93	500	17,0	Эта калибровка относится к поперечному полю Очень яркий и развитый H_{α} флоккул. Вспышек не отмечено Сбит нуль
	10 00 — 10 20		1000	—	9 40	196	2000	8,2	
	10 30 — 10 50	$\perp 1$	300	38	—	—	—		
Ср. 10 ^h 38 ^m	10 52 — 11 15	$\perp 2$	300	38	11 20	216	2000	7,4	24.V в 6 ^h 29 ^m в этой группе зарегистрирована вспышка балла 2

случае нужно было вести по общей формуле [3, формула (1.7)], считая $\alpha_1 = \alpha_2 = 22^\circ,5$, т. е.

$$\delta = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} = \frac{\sin 2(\chi + 22^\circ,5)}{\sin 2(\chi - 22^\circ,5)} = \frac{\operatorname{tg} 2\chi + 1}{\operatorname{tg} 2\chi - 1}, \quad (2.1)$$

откуда

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta + 1}{\delta - 1}. \quad (2.2)$$

Из (1.10) вытекает следующая таблица для определения угла χ в зависимости от знаков сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ (в соответствии с правилом, указанным в [3], положительные отклонения для сигналов $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ те, которые противоположны сигналу продольного поля N -полярности):

χ	$\delta_{\perp 1}$	$\delta_{\perp 2}$	$\operatorname{tg} 2\chi$
$-22^\circ,5 < \chi < +22^\circ,5$	+	—	$-1 \dots 0, 0 \dots +1$
$+22^\circ,5 < \chi < 67,5$	+	+	$+1 \dots +\infty, -\infty \dots -1$
$67,5 < \chi < 112,5$	—	+	$-1 \dots 0, 0 \dots +1$
$112,5 < \chi < 117,5$	—	—	$+1 \dots +\infty, -\infty \dots -1$

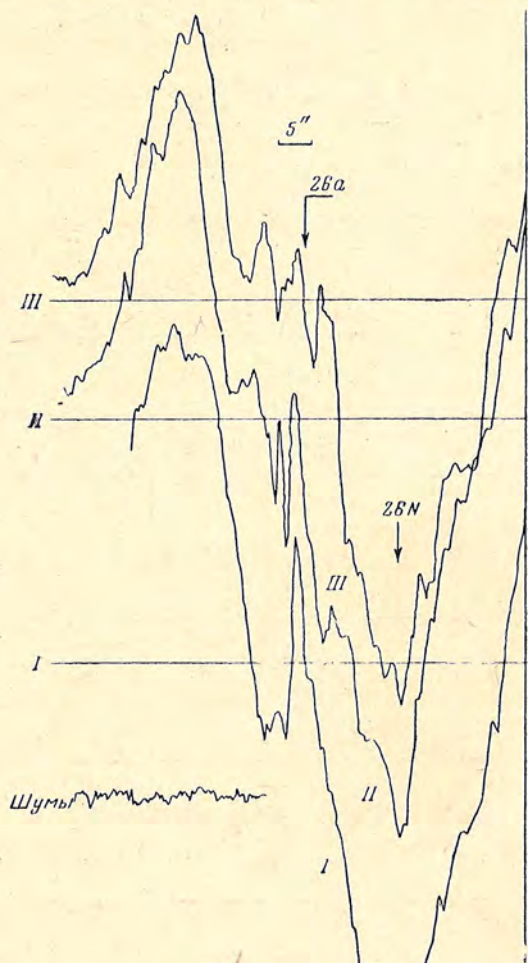
Практически определение угла α делалось так. Находилось δ (с учетом правила знаков), и по графику функции (2.2) находился $\operatorname{tg} 2\chi$, а затем по найденному $\operatorname{tg} 2\chi$ с учетом знака сигналов находился по этой таблице угол χ . Угол ϕ был равен нулю, и угол с параллелью $\alpha = 45^\circ - \chi$. Первоначальной целью записи 19.IV являлось изучение тонкой структуры большого хвостового пятна группы 21. По визуальным измерениям (фиг. 2, а) внутри полутени находилось кроме большого ядра 26 N еще ядро 24 S , в северной части которого была замечена N -полярность, и, кроме того, на востоке отмечалось большое поперечное поле. Подобный факт сосуществования в одном ядре двух полярностей представляет большой интерес (см. ниже), и потому для ряда разрезов, включающих пятно 24 S , было получено по нескольким записей, которые затем при построении карты поля были осреднены. На фиг. 3 приведены оригинальные записи участка к северу от ядра 24 S , включающего область поперечного поля 26а и часть ядра 26 N . Интересно отметить здесь наличие вполне реальных очень резких флуктуаций знака и величины поля в районе 26а, указывающих на тонкую структуру поля, с характерным размером $\sim 5''$ и даже меньше. Возможно, что этот эффект связан отчасти с беспокойством изображений, которое приводило к тому, что в области 26а временами из-за дрожания попадало в щель изображение северной части ядра 24 S ; впрочем качество изображений было выше среднего, и подобная тонкая структура наблюдалась в [12] также при очень хороших изображениях. Кроме того, наличие N -полярности в северной части ядра 24 S было отмечено также при визуальных наблюдениях.

Группа 21 была наиболее активной за 1961—1962 гг. В ней почти непрерывно возникали слабые вспышки, поярчания, неоднократно возникали вспышки балла 1+ и несколько вспышек балла 2, а также вспышка балла 2+ (по нашей оценке — балла 3), 22.IV 1962 г. 17^h40^m, см. табл. 2. За период с 18 по 21. IV группа 21 заметно менялась так, что мелкие пятна меняли свои размеры, они исчезали и появлялись вновь. Их положение менялось нерегулярно с течением времени, но сильных сдвигов не наблюдалось: в среднем они оставались в границах небольших участков, не

выходя за пределы $\pm 2''{,}5$, что могло быть также связано с ошибками идентификации и зарисовок пятен. На фиг. 4 приведены по данным нашей Службы магнитных полей зарисовки основных пятен групп 21 с 18 по 22.IV (темные области — ядра пятен, сплошной линией нанесена граница полутеней), там же приведены напряженности и полярности, а также отмечено положение основных вспышек (заштрихованные области) по данным H_{α} -фильмов. На основе этих эскизов был составлен средний «синтетический» (фиг. 2, а), где положения и форма пятен осреднены за три дня (18, 19 и 20.IV). На этот средний эскиз было нанесено положение и вид всех вспышек из табл. 2, наблюдавшихся на КГ-1 с 18 по 22.IV включительно (22.IV, правда, уже заметны искажения из-за проекции, поэтому положение вспышки здесь не вполне надежное)*. Наиболее характерно, что почти все вспышки за период с 18 по 22.IV возникали в двух основных очагах: возле пятна 10 S (к западу и юго-западу от него) и к югу от пятен 26 N и 24 S; замечены две вспышки к югу от 14 S. На фиг. 2, а перенесены обозначения вспышек из табл. 2.

На фиг. 2, б приведена средняя (из двух серий записей) карта продольного поля за 19.IV. Тут холмы поля хорошо соответствуют пятнам, но самое большое пятно разделено нулевой линией $H_{\parallel}$, что отражает факт появления в тени этого пятна поперечного поля 20 а и затем такого же поля в полутени — поля 26 а (см. фиг. 2, а). Карта поперечного поля совместно с продольным дана на фиг. 2, в. Здесь хорошо заметно, что величина $\delta_{\perp} =$

$= \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}$ уменьшается на холмах поля $H_{\parallel}$ и увеличивается в промежутках (кроме холма в самой северной части, где отмечается в то же время большая величина $\delta_{\perp}$). Так как изогангса 20 означает ~ 200 гс, то поле везде довольно большое. Поэтому нельзя быть уверенным в том, что направления стрелок указывают направление силовых линий, а не плоскости поляризации, существенно повернутой относительно направления поперечного поля $H_{\perp}$. Мы видим, что в области тени большого пятна наблюдается довольно сложная,



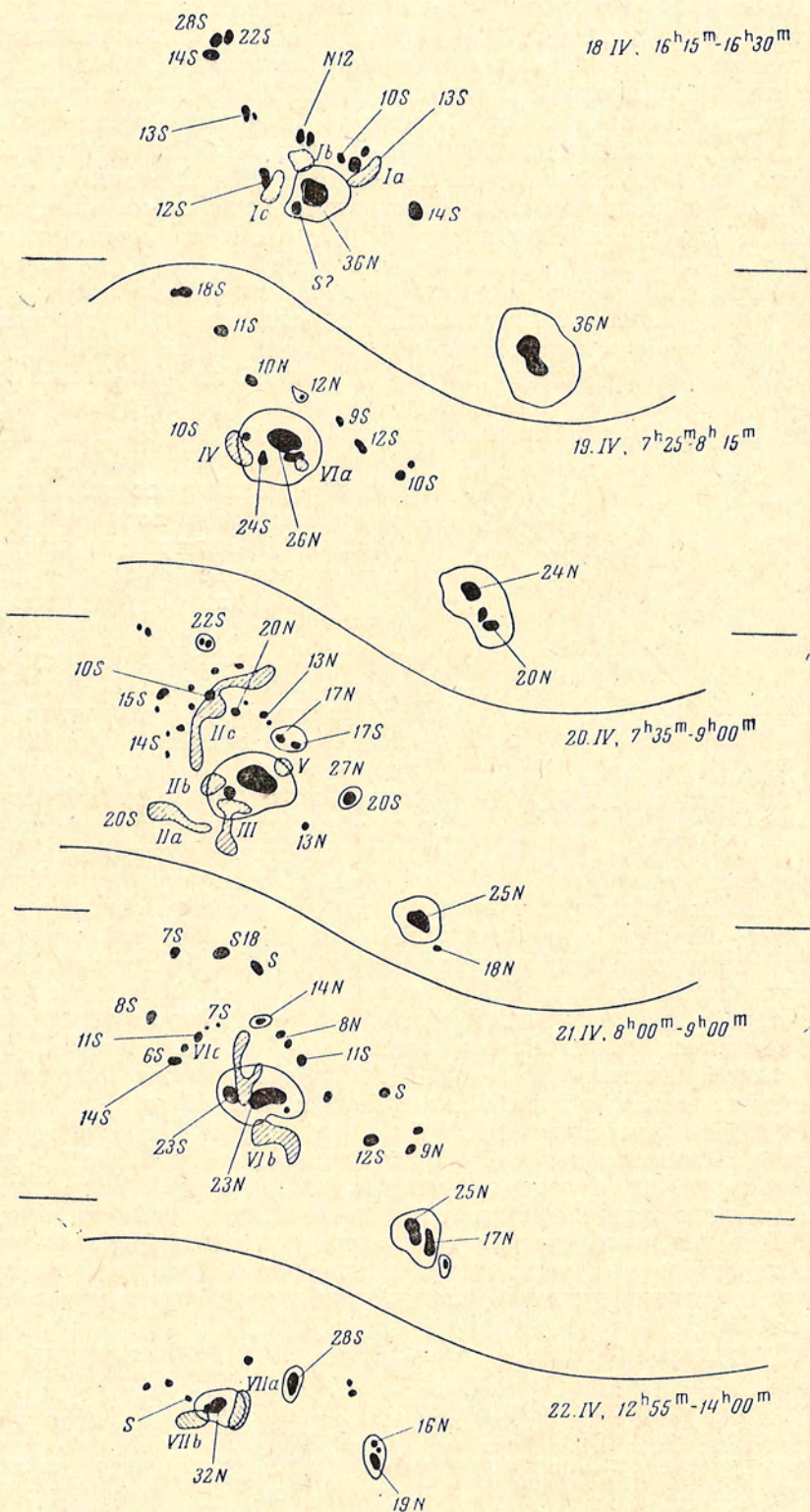
Фиг. 3. Записи тонкой структуры магнитного поля в группе 21

видим, что в области тени большого пятна наблюдается довольно сложная,

* Группа имела следующие расстояния от центра за эти дни: 19.IV—0, 73; 20.IV—0,64; 21.IV—0,45; 22.IV—0,22.

Таблица 2

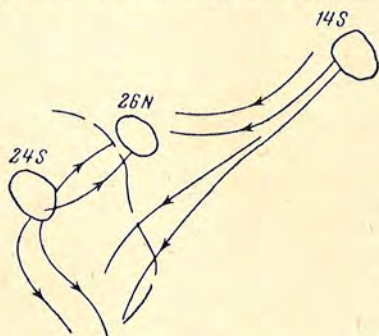
Дата, 1962 г.	Время	Координаты	Балл	Станция	Время эскиза	Обозначение места	Примечания
18.IV	8 ^h 29 ^m — 9 ^h 29 ^m	9N4E	1 ⁺ — 2	Cr	8 ^h 29 ^m , 5	Ia, Ie, Ic	Снят H _α - фильм для всего дня
	10 34 — 10 44	—	1 ⁺ — поярч.	Cr	10 34	Ie	Измерены H (см. эскизы, фиг. 2)
	11 54 — 12 01	—	Поярч.	Cr	11 55	Ic	В этих же местах было поярчение 7 ^h 46 ^m — 7 ^h 56 ^m
19.IV	20 34 — 24 29	9N4E	2	ВНРФ	—	—	После захода Солнца; точное положение неизвестно
	8 45 — 9 45	—	1 ⁺ — поярч.	Cr	8 45	IV, Ie	Снят H _α - фильм для всего дня
	10 30 — 10 54	—	1 ⁺	Cr	10 30	IV, Ic	Измерены H (см. эскизы). Вышка (1) 8 ^h 13 ^m — 8 ^h 35 ^m находилась вне изучаемого участка
20.IV	14 28 — 14 41	—	1 ⁺	Cr	14 30	VIa	После захода Солнца
	22 35 — 23 31	—	1 ⁺	НРХ	—	—	Снят H _α - фильм для всего дня; измерены H. Место Iie ≈ Ic ≈ IV (см. эскиз)
	7 38 — 10 45	8N26W	2 — 1 ⁺	Cr	7 39	IIa, Iie, IIc, Ie	Во время вспышки отмечены поярчения в местах VIe и VIIa. В месте IIc отмечено поярчение 12 ^h 58 ^m — 14 ^h 09 ^m
21.IV	15 02 — 15 58	—	1 ⁺	Cr	15 03	V	В этом же месте отмечались поярчения 12 ^h 17 ^m — 12 ^h 26 ^m , 13 ^h 30 ^m — 13 ^h 46 ^m ; 14 ^h 22 ^m — 14 ^h 33 ^m
	16 09 — 17 37	—	1 ⁺	Cr	16 40	III	После захода Солнца
	22 59 — 23 30	8N26W	2	НРХ	—	—	До восхода Солнца
22.IV	5 03 — 5 26	7N26W	1 ⁺	J	—	—	Снимался H _α - фильм для всего дня; вспышка не снята, кончилась лента. Измерены H. Прохожила через места Ic, IIc и III (см. эскиз)
	9 51 — 11 30	—	2 ⁺	Cr	9 51	—	VIa ≈ III; VIc ≈ Ic (= Iie = IV)
	16 07 — 17 15	6N33W	1 ⁺	O, Cr	16 08	VIa, VIe, VIc	Снят H _α - фильм (до захода Солнца); измерены H. На эскизе отмечены места в начале появления вспышки (положения неуверенные из-за недоержек). В течение дня был ряд мелких вспышек в различных местах группы
23.IV	17 35 — 20 10	8N48W	2 ⁺ — 3	НОРWCr	17 45	VIIa	После захода Солнца
	22 44 — 23 28	12N72W	2	PX	—	—	У края; не отмечена (искажения из-за проекции)
24.IV	10 15 — 10 50	11N82W	1 ⁺	CFKOWψ	—	—	



Фиг. 4. Пятна и вспышки (заштрихованы) в группе 21 за период с 18 по 22.IV 1962 г.

своеобразная картина направлений плоскости поляризации, причем у восточной и западной границ ядра величина $\delta_{\perp}$ довольно большая. Это свидетельствует о значительном поперечном поле в ядре, на что указывают также прямые визуальные измерения. Наличие здесь поперечных полей может быть связано с близким соседством полюса противоположной полярности 24 S, замыкающим на себя силовые линии большого пятна. Характерно, что большое пятно не показывает обычной картины расходимости силовых линий из малой области: возможно, что отклонение также связано с эффектами вращения плоскости поляризации, изученными в [3].

На карте 2, *г* сделана попытка провести силовые линии по данным карты *в*, однако в области большого поля подобное проведение очень условно из-за вращения плоскости поляризации. В целом конфигурация определяется взаимодействием двух больших областей S-полярности на западе и востоке и сравнительно узким «проливом» N-полярности посередине. Так, на карте *в* довольно отчетливо видно, что силовые линии западной S-полярности (в районе справа от отсчета 1 по горизонтали, в особенности исходящие из полюса 14 S) замыкаются на N-полярности в проливе.



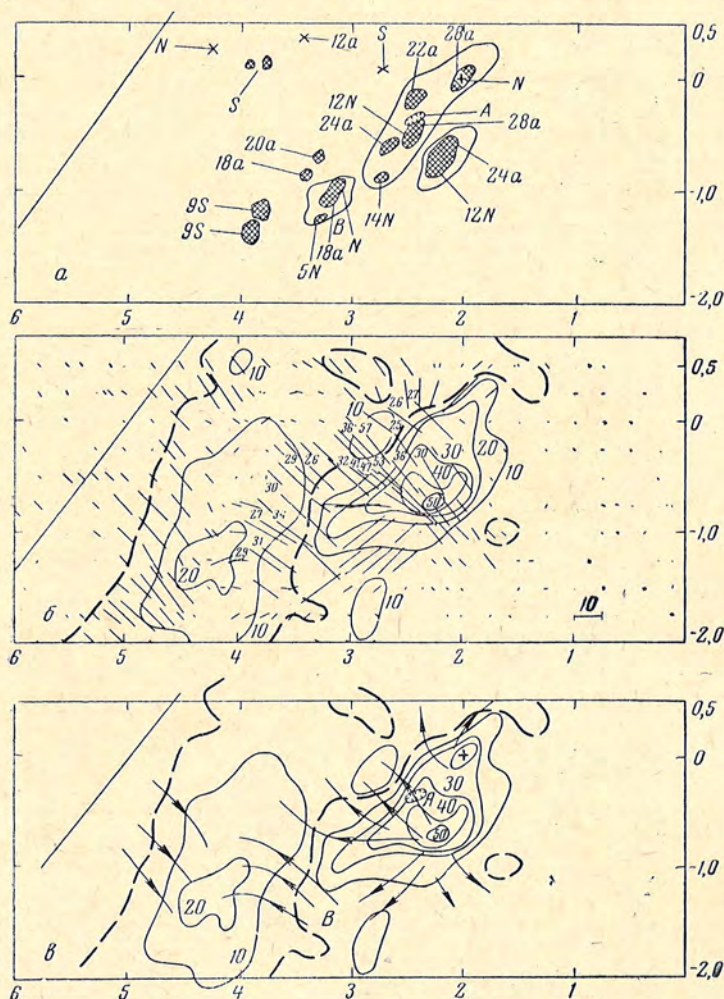
Фиг. 5. Схема конфигурации поля в группе 21

Далее, поведение стрелок в области (1,75; -0,5) удается объяснить, если только считать, что силовые линии, исходящие из полюса 24 S к югу, встречаются с линиями другой S-полярности. Но таковыми могут быть только линии, исходящие от полюсов 14 S и 12 S. Ориентация стрелок на фиг. 2, *в* говорит о том, что полюс 12 S слабый, стрелки, исходящие от него, идут на юг, в то время как стрелки, исходящие из 14 S,

направляются на юго-восток и образуют как бы непрерывный поток направлений. Это приводит к представлению о своеобразном скрещении силовых линий и образовании области, в которой встречаются силовые линии противоположных направлений и образуется нейтральная точка (или область) в одной из зон, где так часто возникали вспышки (схема такого взаимодействия на фиг. 5). Точно так же не оставляет сомнения замыкание силовых линий полюсов 24 S и 10 S на холме N-полярности с координатами (2,0; +0,5). Едва ли также можно сомневаться в отталкивании силовых линий, исходящих от этих обеих S-полярностей. Все это ведет к конфигурации с нейтральной точкой (или с областью сосуществования силовых линий противоположных направлений) в другом очаге вспышек — на западе (вспышки Ic, IIb, IV и др.). Такая конфигурация довольно определена, и ее модель легко воспроизвести в лаборатории. Наконец, конфигурация взаимодействия пятен 14 S и 12 S также весьма характерна для двух одноименных полюсов, один из которых существенно сильнее другого (аналогичный случай рассмотрен ниже, в группе 34).

Б. Г р у п п а 34 (см. табл. 1). 21.V (см. фиг. 6, *а*) группа очень близка к краю, и карта поля и поляризации (фиг. 6, *б*) сильно искажена из-за эффекта проекции. В этот день в группе не было никаких вспышек; в месте, обозначенном буквой А, при зарисовке группы (6^h40^m) отмечено появление усов и яркой непрерывной эмиссии. Поле и конфигурация пятен сохранялись неизменными в течение дня, как показали повторные визуальные измерения в 18^h00^m. Большинство пятен показывало поперечное поле, как это бывает обычно у края, хотя биполярный характер группы не вызывает сомнений. Карта поля также показывает в основном

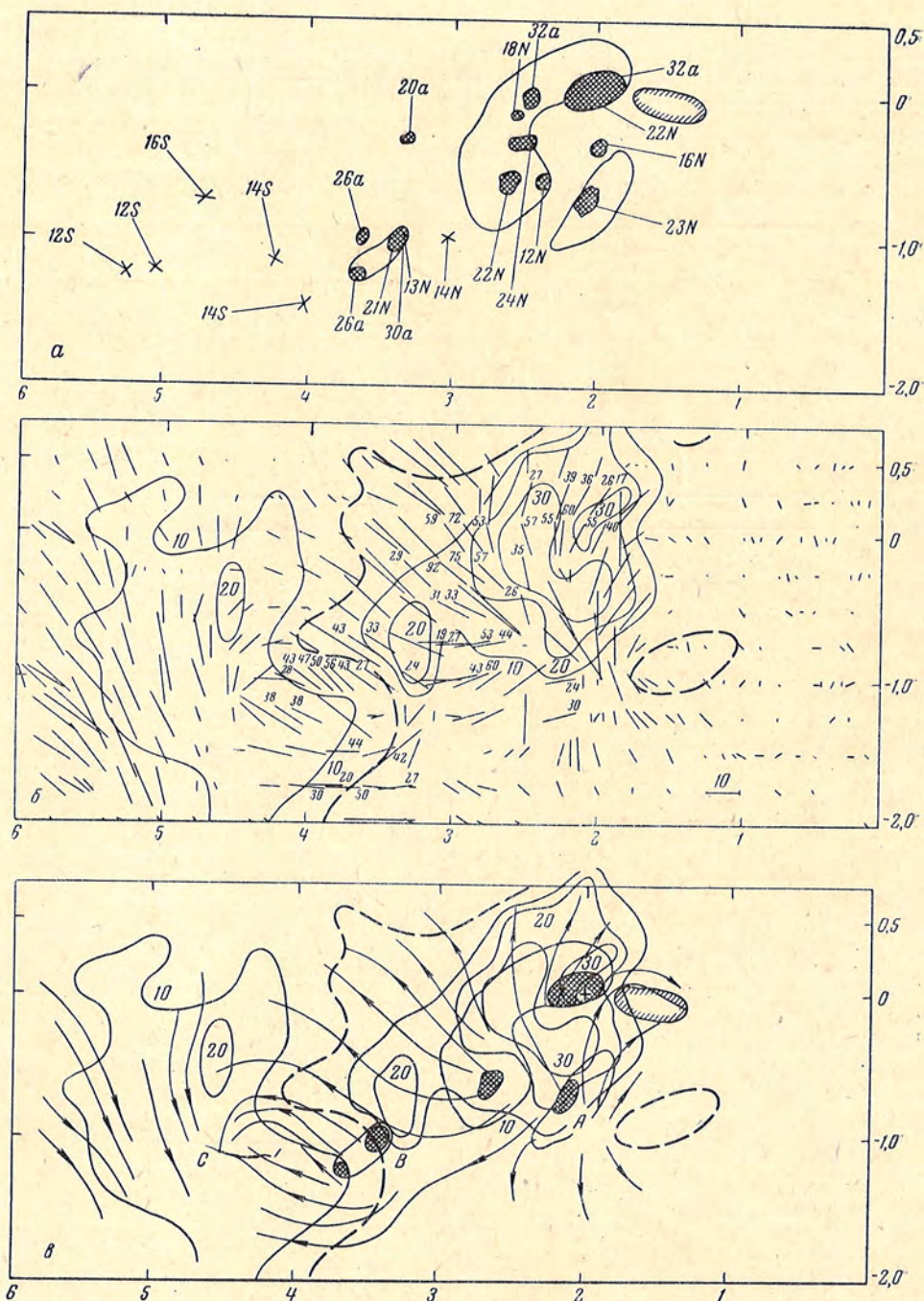
два больших холма противоположной полярности, разделенных нейтральной линией (пунктир, фиг. 6, б), которую пересекает довольно сильное поперечное поле. На фиг. 6, в схематически представлен ход силовых линий; они расходятся из большого полюса *A* во все стороны, замыкаясь на противоположном, к востоку от него. Несколько неясно поведение силовых линий в области *B*, где они как бы пересекаются, однако возможно, что полярность *B* следует рассматривать как раздельную от основной *A*.



Фиг. 6. Эскиз и карты магнитных полей группы 34, 21.V 1962 г.
а — 6^h40^m; б, в — 15^h45^m

В этом случае силовые линии из области *B* будут идти так, как на фиг. 6, в; причем из-за проекции здесь возможны искажения, и наша картина — сугубо ориентировочная.

22.V характер поля по визуальным измерениям (фиг. 7, а) определился довольно отчетливо, все пятна с одной и той же *N*-полярностью, и только достаточно далеко к востоку имеются области сильного *S*-поля, не отмеченные никакими видимыми образованиями. Это же показывает и карта 7, б, на которой отчетливо видно разделение продольного поля на две большие области разного направления. На первый взгляд поперечное поле на карте 7, б очень сложное. Однако наблюдаемая картина направлений получает довольно простое объяснение в области



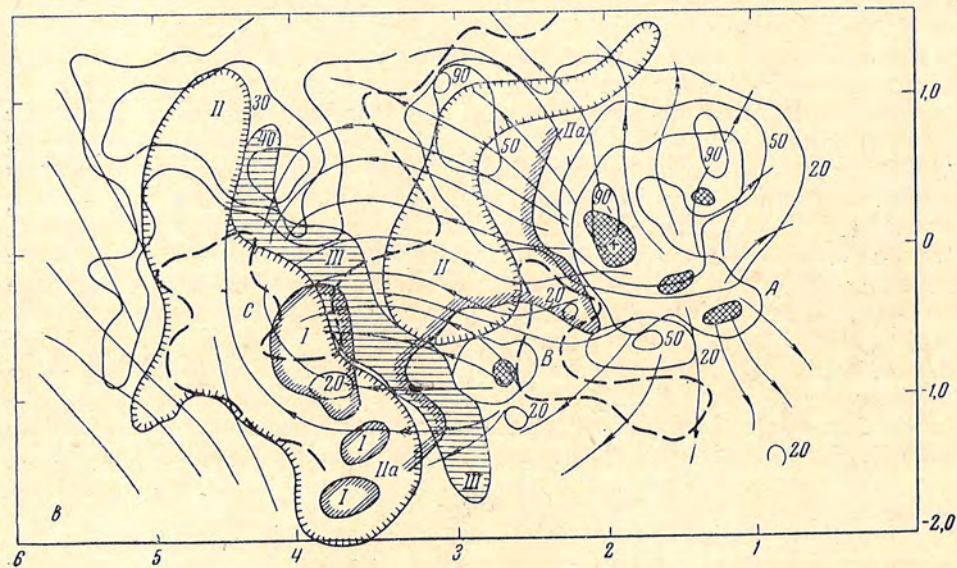
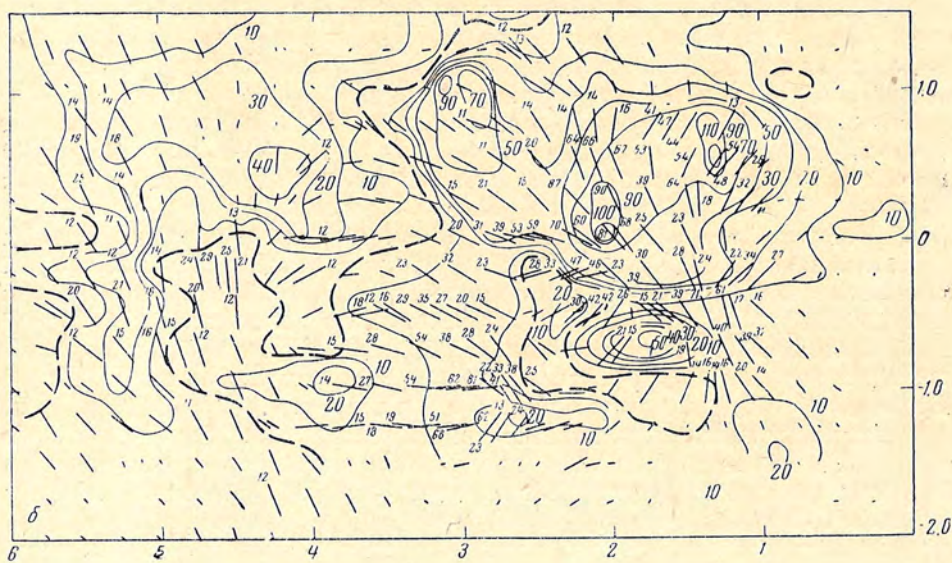
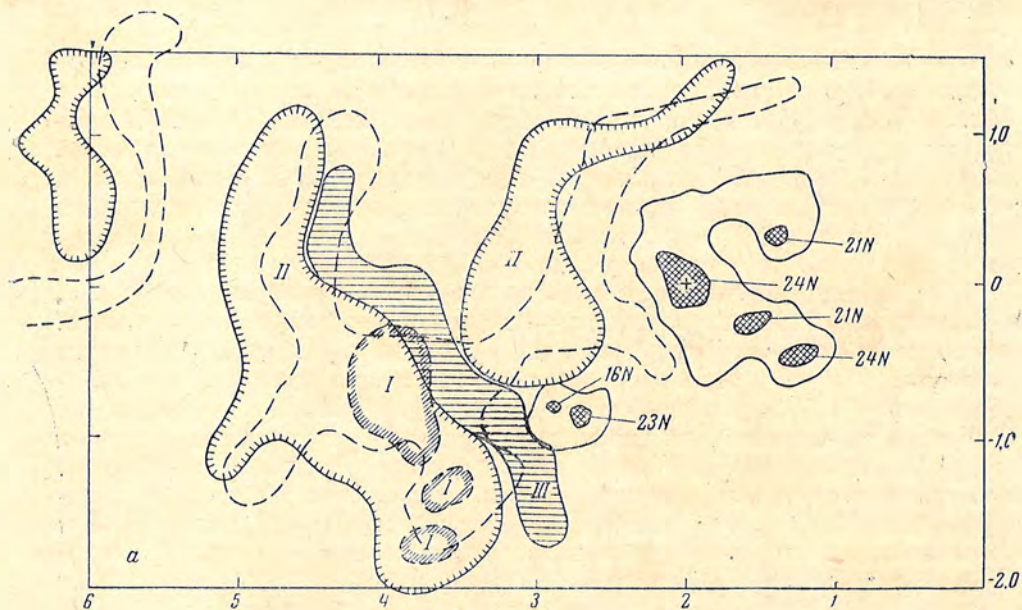
Фиг. 7. Эскиз и карты магнитных полей группы 34, 22.VI 1962 г.

$a - 8h_{45m}$; $b, c - 18h_{52m}$

N -полярности, если считать, что все силовые линии выходят из пятна A ($23 N$) и что пятно к северу от него ($22 N$) и другие пятна в области той же полутени образуют одну неразделенную полярность (см. фиг. 7, c). Силовые линии этой полярности должны замыкаться на большой S -области (к востоку от нее); однако на своем пути они встречают пятно

В той же N -полярности, но, видимо, существенно меньше напряженности. Это заставляет силовые линии, исходящие из A и идущие в область S -полярности, на восток, обогнуть полярность B , как бы «обтекать» ее как некоторое препятствие, с севера и юга. По-видимому, вблизи от B , в C , находится центр S -полярности, его положение близко к геометрическому центру южных полярностей. Единственная активность этой группы за 22.V — это слабая вспышка с 17^h 26^m до 17^h 30^m (см. эскиз фиг. 7, а).

23.V картина абсолютного поля по визуальным измерениям (фиг. 8, а) стала еще более определенной — выявляются те же две отдельные, независимые N -полярности A и B , что и 22.V, но в районе B появляется замкнутая область продольного поля другого знака (см. фиг. 8, б). Нулевая линия $H_{\parallel}$ (штриховая) становится очень извилистой, и в районе C образуется «залив» N -полярности в область S -полярности. Картина поперечного поля на фиг. 8, б выглядит крайне сложной и запутанной. Но, так же как и 22.V, картина оказывается вполне объяснимой с помощью той же конфигурации взаимодействия трех полярностей A , B и C , расположенных почти вдоль горизонтали: A и B — одного знака и C — другого. Здесь поперечное поле еще сильнее, чем 22.V, и полярность A достигает очень высокой напряженности (~ 3000 гс) на большой площади. Силовые линии, расходящиеся из A (см. фиг. 8, в), «подавляют» — отталкивают силовые линии полярности B , их действие подобно ветру, который как бы «сдувает» силовые линии с холма B в направлении отталкивания $A \rightarrow B$. На картах б и в хорошо видно, что силовые линии, исходящие из A , огибают с севера и юга полярность B . Нетрудно понять появление замкнутой нейтральной линии и «острова» S -полярности в районе B : отталкивание силовых линий A от полярности B должно приводить к тому, что часть их должна уйти внутрь — в глубь Солнца, а часть пойдет высоко над полюсом B . Схема подобного взаимодействия приведена на фиг. 9, из которой ясно, что возле α создается небольшая область, где поле $H_{\parallel}$ (если смотреть в направлении стрелки ss) будет противоположного знака, и удивительным скорее является не появление этой области 23.V, а отсутствие такой зоны 22.V. В районе α возможна встреча или примыкание силовых линий противоположного направления, т. е. ситуация, по-видимому характерная для возникновения вспышки. 23.V в течение всего дня не было ничего особенного, кроме небольшого поярчания в 12^h 55^m — 13^h 11^m (отмечено цифрой I). Весь день на фильме H_{α} заметно мощное волокно III , лежащее, видимо, на вершине арок силовых линий, соединяющих полярности A и B с C . Однако на другой день 24.V в 6^h 29^m утра обнаружена большая протяженная вспышка, охватившая большой район к E от группы и имевшая в самой группе 34 два светлых больших облака II . Вспышка, видимо, возникла раньше, так как до 6^h 29^m видимость на КГ-1 была плохая и труба частично прикрывалась башней (почти горизонтальное положение). Окончание вспышки, оцененной баллом 2, относится к 8^h 16^m, а зарисовка на фиг. 8, а и в — к моменту 7^h 13^m, когда все очертания вспышки в области группы были хорошо выражены. Поле в тот день не удалось измерить из-за плохой погоды, поэтому сравнение этой мощной вспышки с полем неадекватное; в то же время трудно избежать мнения, что появление вспышки связано с указанной особенностью поля — появлением участка поля типа α . Где он находился 24.V, мы не знаем, но два облака вспышки на фиг. 8, в подходят своими концами к полюсу B , совсем рядом с которым возникла такая критическая область α . Характерно, что в более ранний момент (6^h 32^m) оба облака сливались и их фронт II а на востоке окружал полюс B , как если бы он был «центром взрыва», причем самый западный выступ фронта (см. фиг. 8, б и в) упирался в критическую зону α . Волокно III утром 24.V

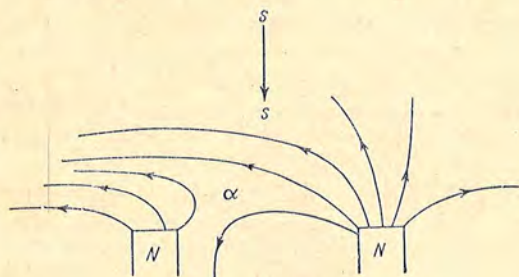


не обнаружено; возможно, что оно было «активизировано вспышкой и внезапно исчезло или было выброшено, так как после 8^h утра оно также не обнаруживается.

В. Г р у п п а 46. Для этой группы получены наиболее полные записи: она записывалась с 19 по 23.VI 1962 г. включительно и в отдельные дни по несколько раз; например, 21.VI было получено пять карт, 22.VI — три карты. Данные о записях поля приведены в табл. 3, в табл. 4 — данные о вспышках в группе 46 с 19 по 24.VI 1962 г.

В июне эта группа наблюдалась последний раз; до этого времени, в мае, она была группой 34 (см. выше), а в апреле и ранее появлялась как группа 25, 18, 9, 1. Последний раз она была видна 25.VI 1962 г., но на следующий день 26-го полностью исчезла, и поля на ней уже не измерялись. Эволюция группы 46 с 19 по 23.VI — пример быстрой магнитной эволюции группы: с 19 по 21 поле быстро и непрерывно усиливается и усложняется, как это видно из эскизов и магнитных карт, приведенных на фиг. 10—12. Этот процесс сопровождается ростом вспышечной активности, достигающей максимума 22.VI, хотя 21.VI тоже наблюдается мощная вспышка, после которой поле вновь временно упростилось и ослабело. 24-го активность группы резко упала.

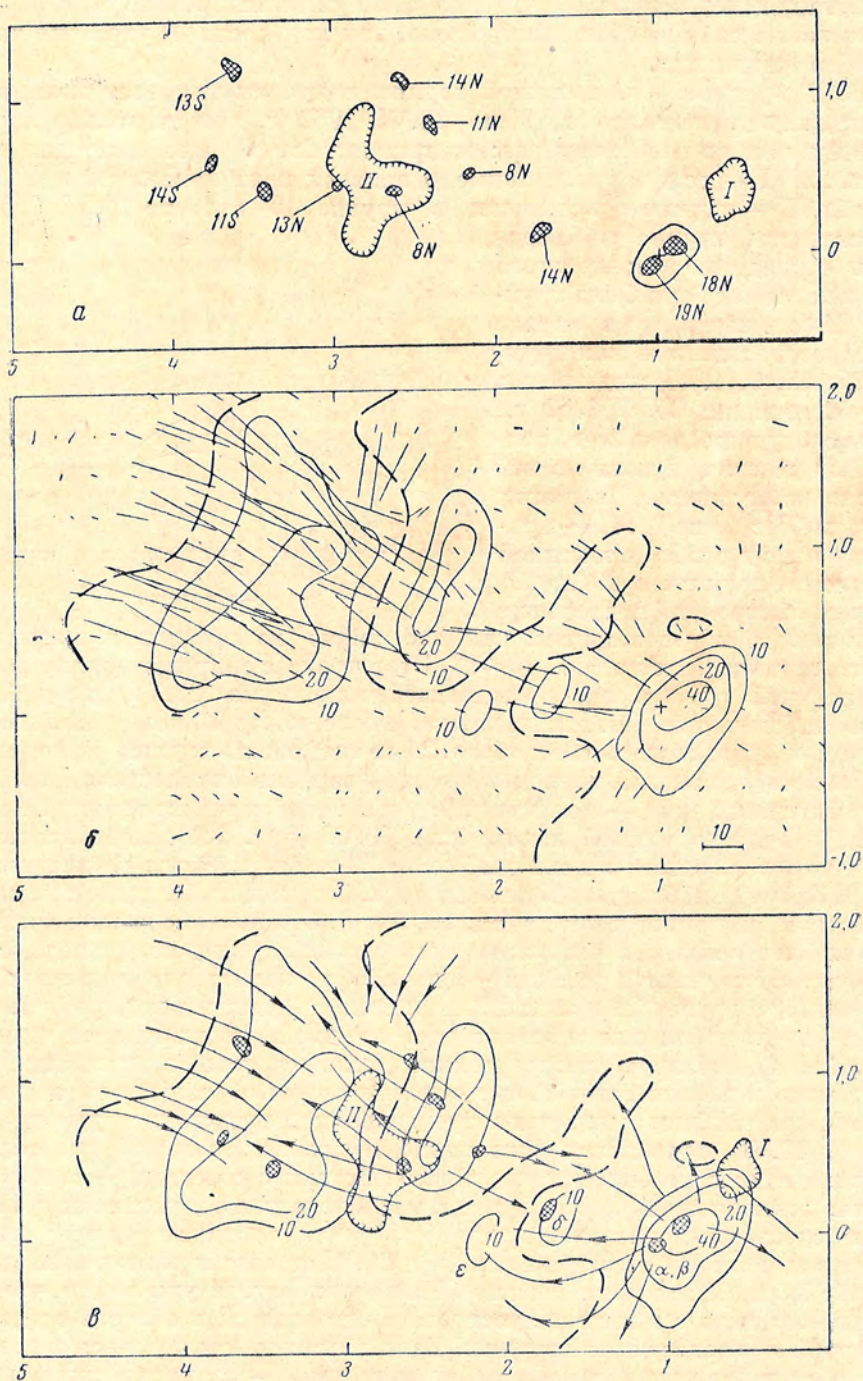
За весь указанный период в группе уверенно отождествляются четыре магнитных холма — полюсы α , β , γ и δ одной и той же северной полярности и один, ϵ , южной полярности. 19.VI (фиг. 10) отмечается только один полюс α , затем, в ночь с 21-го на 22-е, он разбился на два полюса α и β . Кроме α , наблюдались полюсы δ и ϵ . Эти полюсы не везде совпадают с пятнами, например полюс ϵ (см. 10, б и е). Это явление только частично может быть связано с различием моментов измерения поля и зарисовки, а также с влиянием проекции — оно вообще характерно для поля $H_{\parallel}$; например, в группе 21 нулевая линия поля $H_{\parallel}$ идет через ядро большого пятна. 19-го наблюдалась только одна не яркая, но длительная вспышка I (табл. 4), которую также можно было считать поярчением. Она появилась в районе возле α , где силовые линии образовывали очень характерную конфигурацию типа треугольника, представленную на фиг. 13, б. 20.VI появляется уже пятно и холм γ , который еще довольно слаб и не показывает пока взаимодействия с соседями — α и δ . Область, занятая полярностями α и δ , увеличивается по сравнению с 19.VI, хотя здесь не исключено влияние эффекта проекции (например, калибровка поля $H_{\parallel}$ за эти два дня 19 и 20.VI остается практически одинаковой: 7,5 и 8,1 гс соответственно). На картах фиг. 11 уже видно, что южная полярность ϵ в виде полуострова вклинивается в область основной, северной полярности этой группы. Едва ли можно сомневаться в довольно простом взаимодействии полей в этот день — взаимодействии полей α , β и ϵ ; возможно, оно слабо искажено присутствием полюса δ , который заметно слабее α , β . В этот день было два поярчения II на нулевой линии поля $H_{\parallel}$ (карты 11, б и е).



Фиг. 9. Схема расположения силовых линий в группе 34, 23.V 1962 г.

ss—луч зрения

Фиг. 8. Эскиз и карты магнитных полей группы 34, 23.V 1962 г. Штриховкой по внутреннему краю отмечены вспышки, сплошной штриховкой — волокно; а — 7^h 40^m; б, в — 10^h 38^m



Фиг. 10. Эскиз и карты магнитных полей группы 46, 19.VI 1962 г.

α — 8h00m; δ, ϵ — 16h30m

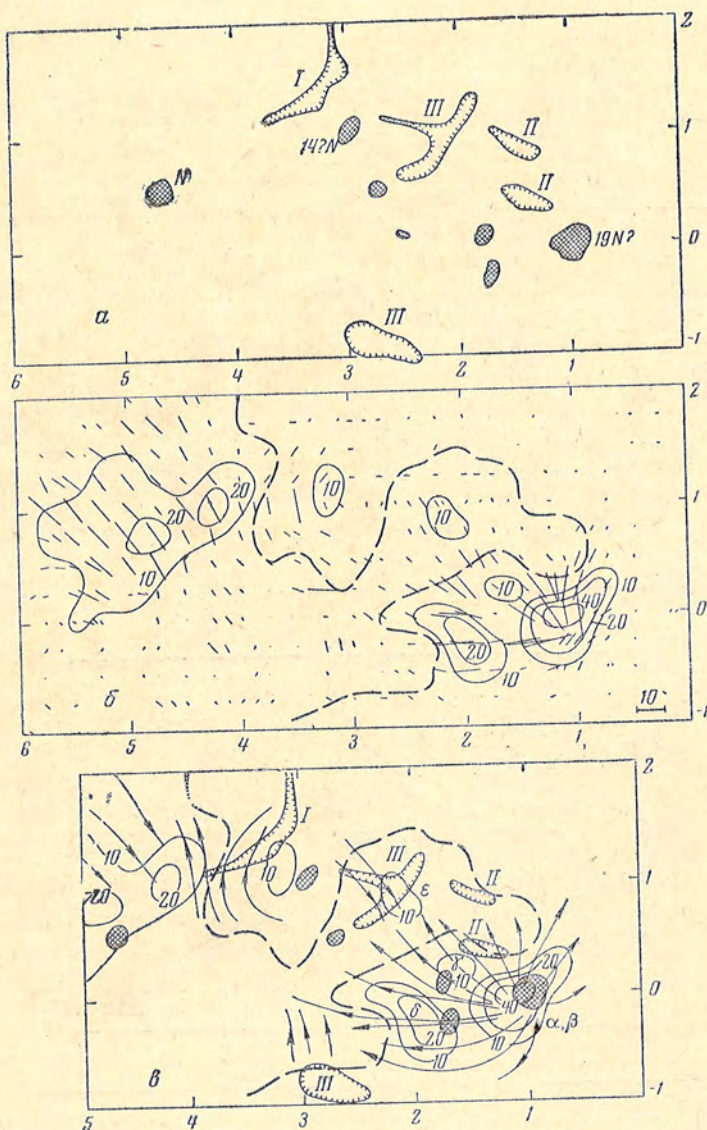
* 21 июня утром группа выросла, заметно увеличилось число и площадь пятен, их напряженности. На месте полярности α , возникло два пятна, напряженность и площадь полюса γ сильно выросли (калибровка 21.VI составляет $\sim 5/8$ калибровки 20.VI); усилился полюс δ и полярность ϵ ; область полярности (α, β) выросла в 1,5 раза. Первая карта была

Таблица 3

Дата, 1962 г.	Время	Поле	АТТ	β	Калибровка			Калибровка, гс	Примечания
					время	отброс	АТТ		
19.VI Ср. 13 ^h 08 ^m	{ 12 ^h 15 ^m —12 ^h 40 ^m 12 45—13 00 13 10—13 42	{ 12 11 11	{ 500 500 1000	{ 48° 48 —	{ 13 ^h 45 ^m 9 00	{ 215 204	{ 1000 2000	{ 7,5	{ Поправление в 8 ^h 16 ^m и вспышка балла 17 ^h 50 ^m —7 ^h 53 ^m Поярчания 6 ^h 35 ^m ; 7 ^h 20 ^m
20.VI Ср. 11 02	{ 10 04—10 25 10 30—11 00 11 10—12 00	{ 11 12 11	{ 1000 1000 2000	{ 37 37 45	{ 11 02	{ 196	{ 2000	{ 8,1	{ Вспышка I балла 2 с 9 ^h 15 ^m до 10 ^h 24 ^m и вспышка II балла 1 с 10 ^h 30 ^m по 11 ^h 01 ^m во время первой записи
21.VI Ср. 10 30	{ 10 00—10 18 10 20—10 37 10 37—11 00	{ 11 12 11	{ 500 500 1000	{ 45 45 —	{ 11 02	{ 196	{ 2000	{ 8,1	{ Вспышка I балла 2 с 9 ^h 15 ^m до 10 ^h 24 ^m и вспышка II балла 1 с 10 ^h 30 ^m по 11 ^h 01 ^m во время первой записи
Ср. 12 00	{ 11 05—11 35 11 45—12 15 12 25—12 55	{ 11 12 11	{ 1000 500 1000	{ — 45 45	{ 13 05	{ 180	{ 2000	{ 4,5	{ Занесъ 11 и 12 в 16 ^h 17 ^m приведена к АТТ 500 такой же, как и остальные
Ср. 14 00	{ 14 02—14 18 14 25—14 45 15 30—15 53	{ 11 12 11	{ 500 1000 1000	{ 45 45 —	{ 14 50 15 20	{ 152 178	{ 2000 1000	{ 5,25 9,0	{ Занесъ 11 и 12 в 16 ^h 17 ^m приведена к АТТ 500 такой же, как и остальные
Ср. 16 17	{ 16 00—16 25 16 30—17 05 17 25—17 35	{ 11 12 11	{ 250 250 1000	{ 45 45 —	{ 17 10	{ 186	{ 1000	{ 8,6	{ Занесъ 10 ^h 13 ^m сделана непосредственно перед вспышкой II балла 2, см. табл. 4
Ср. 18 10	{ 18 00—18 15 18 20—18 40 9 30—10 00	{ 11 12 11	{ 500 500 1000	{ 45 45 —	{ 17 37 18 45 9 15	{ 156 144 220	{ 1000 1000 1000	{ 10,2 11,1 7,3	{ Занесъ 12 ^h 07 ^m во время вспышки II и перед вспышкой III балла 1
22.VI Ср. 10 13	{ 10 07—10 40 10 40—11 00 11 20—11 53	{ 11 12 11	{ 500 1000 500	{ 48 48 —	{ 11 00	{ 190	{ 2000	{ 4,2	{ Занесъ 12 ^h 07 ^m во время вспышки II и перед вспышкой III балла 1
Ср. 12 07	{ 11 55—12 20 12 25—12 55 13 00—14 12	{ 11 12 11	{ 500 500 1000	{ 48 48 —	{ 12 57	{ 170	{ 2000	{ 4,7	{ Занесъ сделана во время вспышки III и перед вспышками IV и V с баллами 1 и 1'. Перерыв в записи из-за смены ленты
Ср. 14 00	{ 14 15—14 35 14 37—15 00 12 15—12 45	{ 11 12 11	{ 500 500 1000	{ 48 48 —	{ 15 05 12 00	{ 170 207	{ 2000 1000	{ 7,7	{ Занесъ сделана после вспышки I балла 18 ^h 40 ^m — 9 ^h 19 ^m
23.VI Ср. 13 15	{ 13 04—13 30 13 35—14 15	{ 11 12 11	{ 500 500 500	{ 40 40 —	{ 12 50 14 25	{ 197 185	{ 1000 1000	{ 7,7	{ Занесъ сделана после вспышки I балла 18 ^h 40 ^m — 9 ^h 19 ^m

Таблица 4

Дата, 1962 г.	Время	Координаты	Балл	Станция	Время эскиза	Обозначение места	Примечания
19.VI	7 ^h 44 ^m —11 ^h 57 ^m	46N 52E	2×1	JWCr	7 ^h 50 ^m	I	Снят H _α -фильм в конце вспышки. Определено H (см. эскиз)
20.VI	6 52	—	Поярч. флок.	Cr	6 52	I	Снят H _α -фильм. Определений H нет (см. эскиз)
	7 56	—	То же	Cr	7 56	II	
	23 18 — 23 59	48N 34E	1	P	—	—	После захода Солнца
21.VI	9 15 — 10 24	48N 24E	2	CDIOW	9 27	I	Снят H _α -фильм; определены H (см. эскиз), возможно продолжение вспышки I
	10 30 — 11 01		1	{ ψCr	10 32	II	
22.VI	8 02 — 24 42	47N 4E	7×1	CPW	—	I—IV	Снят H _α -фильм для всех вспышек до 17 ^h ; определено H (см. эскиз). Вспышка I, вероятно, есть начало вспышки II
	11 32 — 11 45	45N 5E	1	Cr	11 32	I	
	12 05 — 12 55	45N 4E	1+ —2	{ ACDMO	12 08	II	
	13 23 — 13 37	45N 7E	1	{ WψCr	13 26	III	
	45 10 — 15 20	45N 6E	1	Cr	45 12	IV	
	16 32 — 16 41	45N 6E	1-	Cr	46 33	V	
23.VI	8 40 — 9 19	46N 4W	1	CDWCr	8 42	I	Снят H _α -фильм; определены H (см. эскиз)
	12 26 — 12 39	—	Поярч. флок.	Cr	12 26	II	
	12 54 — 13 22	—	То же	Cr	12 54	—	Наблюдений не было
24.VI	17 46 — 15 19	44N 7W	2×1	CP	—	—	
	8 09 — 8 21	47N 15W	1	W	—	—	Снят H _α -фильм

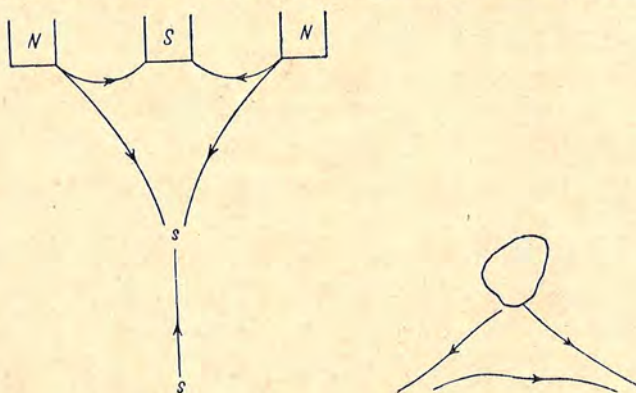


Фиг. 11. Эскиз и карты магнитных полей группы 46, 20.VI 1962 г.

а — 7^h00^m; б, в — 9^h30^m

получена во время вспышки балла 2 (обозначена цифрой I в табл. 4 и на фиг. 12, а и в). На фиг. 12, а сплошной линией (со штриховкой по внутреннему краю) обозначено положение вспышки I в 9^h 27^m (через ~15^m после начала вспышки), а пунктирной (с такой же штриховкой) ее положение в 9^h 34^m. Первое положение соответствует центру полосы пропускания H_α, а второе — сдвигу полосы в синюю сторону примерно на 0,4 Å. Плюсом на фиг. 12, а и в отмечены места вспышки, где в работе [9] был найден наибольший избыток эмиссии, свидетельствующий о выбросе вещества вспышки с поверхности Солнца. Буквой б обозначены места, где на БСТ в начале вспышки наблюдались широкие асимметричные крылья, свидетельствующие о быстрых движениях, буквой а отмечено одно из начальных (по данным БСТ) положений вспышки. Вспышка II (возможно, продолжение вспышки I) располагалась в основной

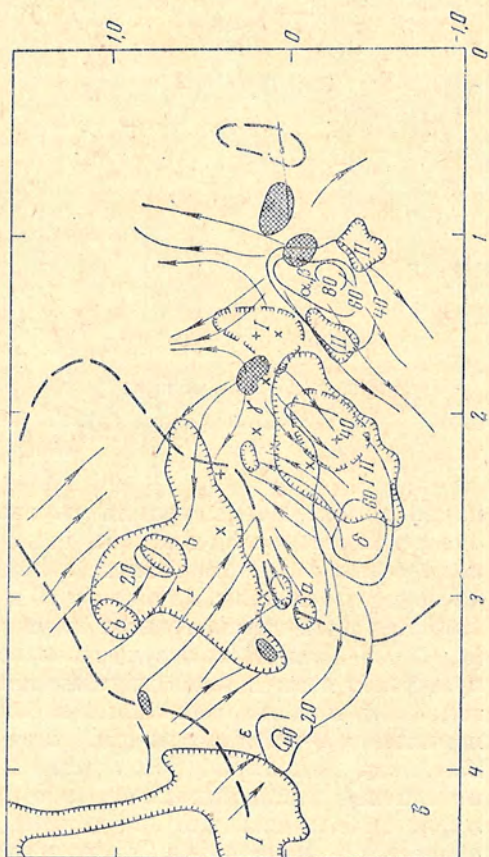
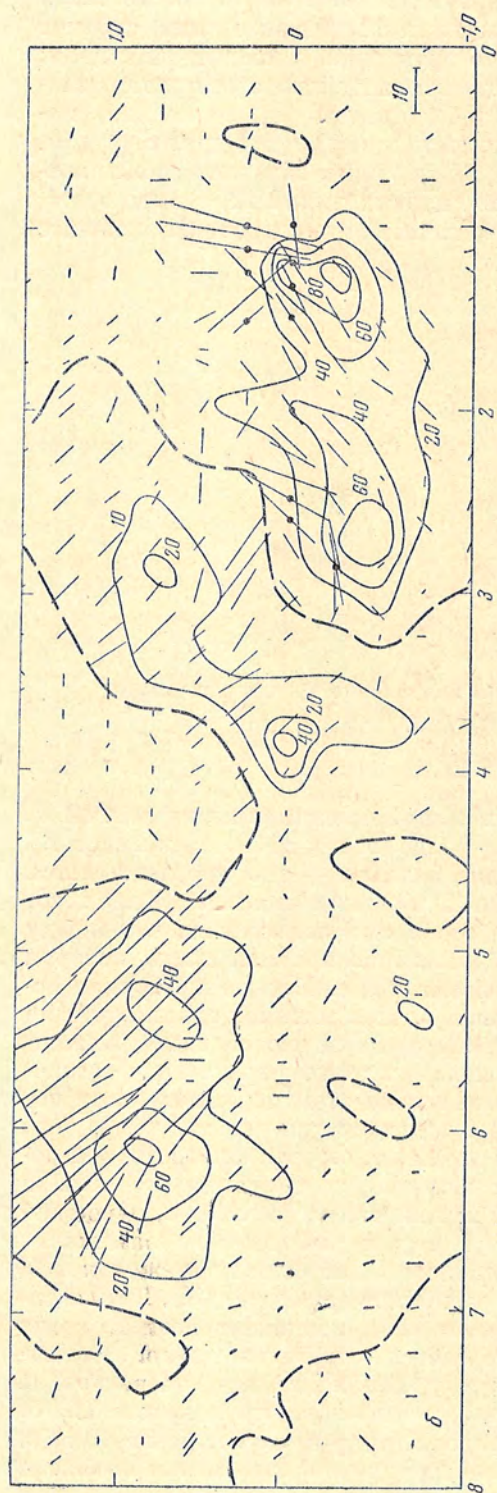
своей массе так же, как и I , кроме двух небольших облаков, к югу от лидера группы. Здесь, так же как и раньше, нет точного соответствия между холмами $H_{\parallel}$ и пятнами. Карта поля 12, б показывает сильное усложнение картины взаимодействия по сравнению с предыдущим днем: точно так же, как 20.VI, основной «фон» взаимодействия составляет взаимодействие полюсов N -полярности и S -полярности (ϵ), но на него накладывается взаимодействие трех полярностей (α , β), γ и δ друг с другом, как независимых, отдельных полюсов. Между ними возникают нейтральные точки (помечены крестами на карте силовых линий 12, в) или места, к которым примыкают с обеих сторон силовые линии противоположного



Фиг. 13. Схема конфигурации поля над заливом S -полярности (а) и возле лидера группы 46 (б), 21.VI 1962 г. в $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$
ss—луч зрения

направления. Конфигурация силовых линий представлена на фиг. 12, в. Это основное взаимодействие одного (чаще всего α , β) из полюсов N -полярности с S -полярностью (ϵ) вполне реально — оно прослеживается на всех картах поля, начиная с 19 и до 23.VI включительно. Более того, внимательный просмотр всех карт за это время показывает, что между (α , β) и S -полярностью существовала достаточно прочная связь, которая временами возмущалась другими полюсами α и δ . Несколько трудно истолковать ход силовых линий в области б. Несомненно, однако, что на перешейке S -полярности (см. карту 12, б) встречаются два одноименных поля N -полярностей, справа и слева от этого перешейка. Частично силовые линии этих полюсов замыкаются на этом перешейке и на полярности ϵ , а частично они должны расходиться, так что где-то над этой областью должна возникать нулевая точка, т. е. если смотреть в «профиль» (по касательной к поверхности Солнца), то ситуация с силовыми линиями здесь должна быть близкой к той, что на фиг. 13, а. Просматривая ее фактически вдоль ss , мы видим в основном замыкание силовых линий, исходящих из N на полюсе S , но если промежуток NN мал, то мы неизбежно увидели бы и расходящиеся линии Ns . Такая ситуация, как мы неоднократно отмечали [10], возникает всегда, когда узкий залив одной полярности вторгается в область другой. Сомнительно появление нейтральной точки у m' , хотя иначе очень трудно понять поведение стрелок у самого восточного края карты 11, б. Появление вспышек II к югу от лидера (α , β) связано, по-видимому, с характерным скрещением полей в виде треугольника, как показано на фиг. 13, б.

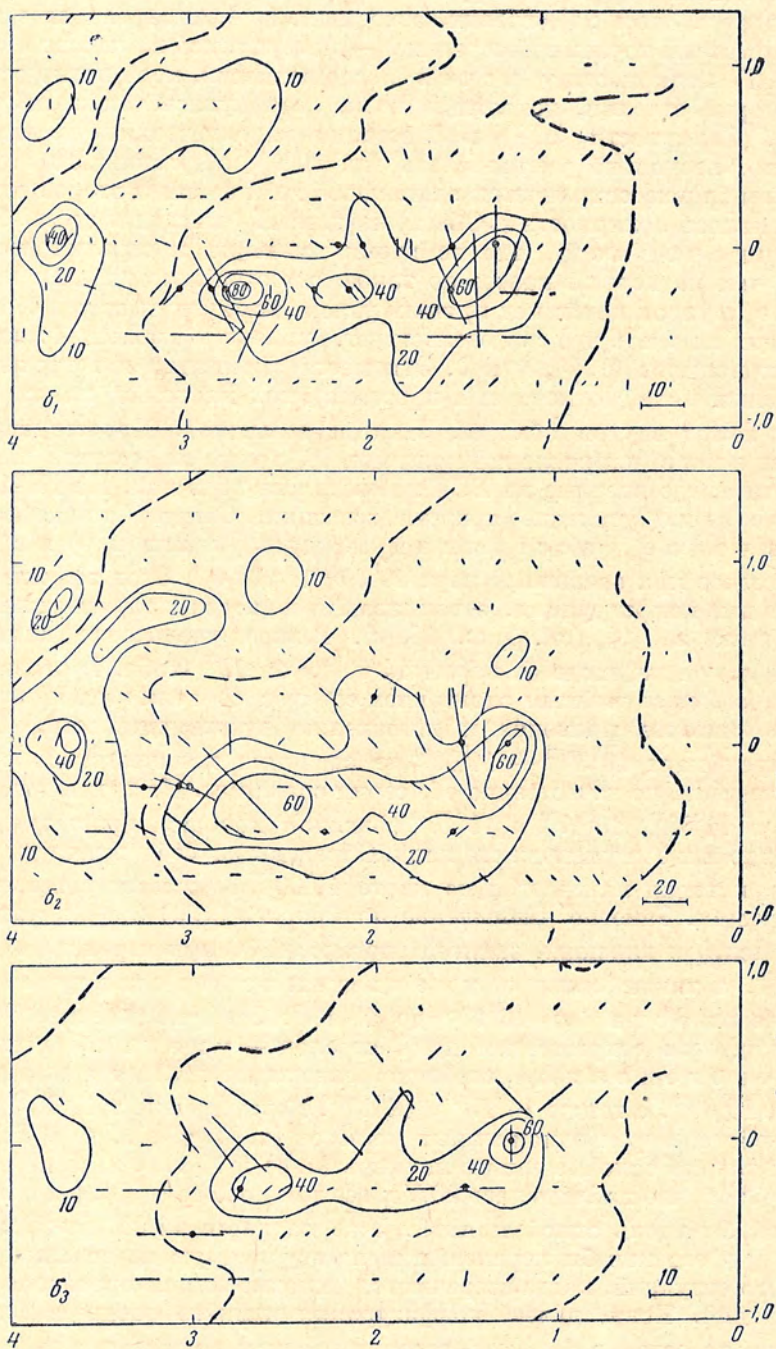
Вторая карта поля за этот день получена уже в самом конце вспышки, (фиг. 14), обе карты $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и $21^{\text{h}}00^{\text{m}}$ не сильно отличаются друг от друга



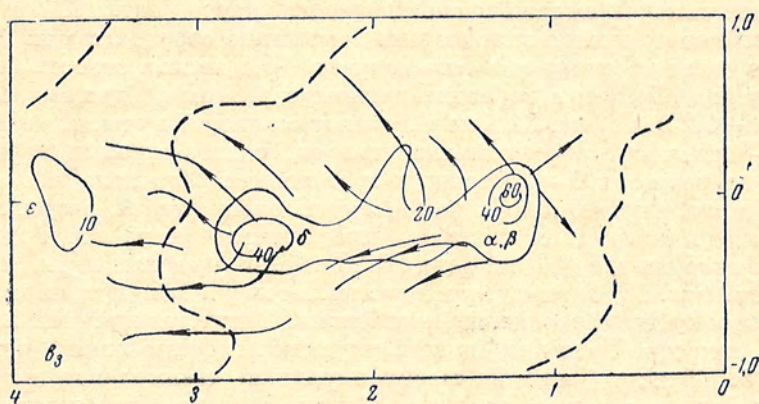
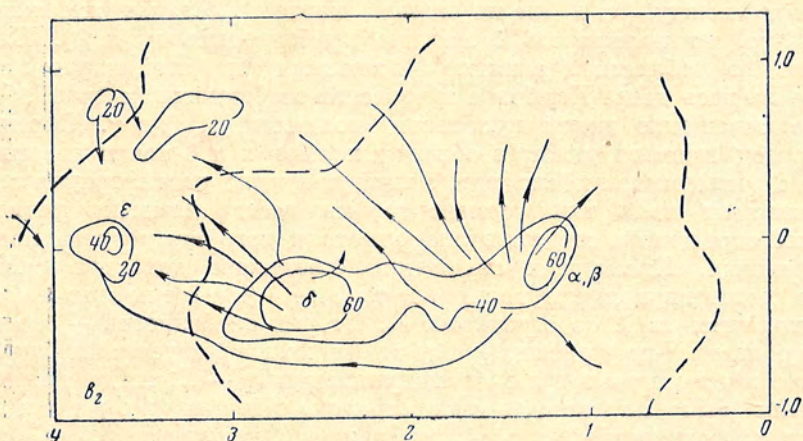
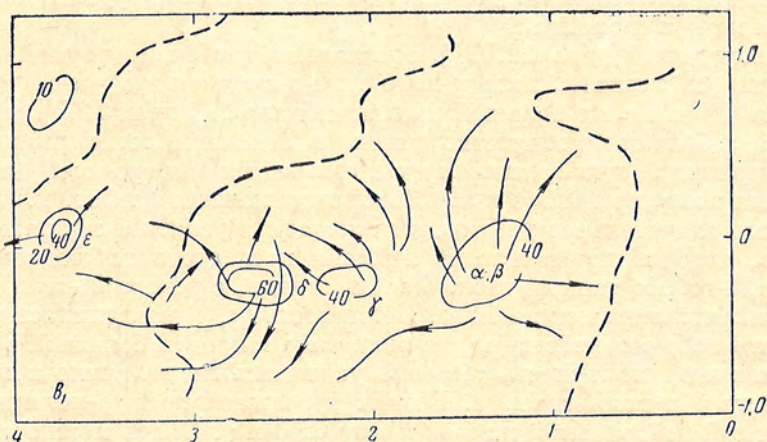
Фиг. 14. Карты магнитных полей в группе 46, 21. VI 1962 г. Время 12⁰⁰ч

за исключением района к северу и северо-западу от полярности δ и района полярности γ . Здесь : 1) стрелки, исходящие из δ , изменили свое направление (отмечены точками посередине) — повернулись по часовой стрелке; 2) холм $H_{\parallel}$ полярности γ и с ч е з после вспышки, хотя пятно осталось; 3) некоторые стрелки, исходящие из α , повернулись также по часовой стрелке. Полярности (α, β) и δ остались практически неизменными; возможно, несколько уменьшилась (на 30%) напряженность поля $H_{\parallel}$ у δ . (Калибровка сохраняется одинаковой для первой и второй карты *.) Не изменилась полярность ϵ . Общая картина $H_{\perp}$ выглядит здесь б о л е е упорядоченной, чем во время вспышки, и стрелки несколько короче, чем на первой карте; но также остается несомненным с к р е щ е н и е стрелок почти под прямым углом, исходящих из γ и δ , а также исходящих из α и γ , что свидетельствует о заметном взаимодействии одноименных полюсов (α, β), γ и δ . Эти места скрещения и встречи противоположных полей (отмеченных крестами), так же как и на карте для $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$, лежат внутри области, занятой вспышкой. Хорошо выражено с к р е щ е н и е направлений поля под 90° также на нулевой линии $H_{\parallel}$ в области a , где впервые на БСТ наблюдалась вспышка. На КГ-1 в этом же месте видно усиление яркости вспышки. Следует также отметить увеличение расстояний между полюсами (α, β) и ϵ и (α, β) и δ , заметное при сравнении карт $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$. Этот эффект как бы расширения конфигурации, отталкивания полюсов при вспышках замечен впервые в [9] (см. фиг. 14, ϵ). Резкое увеличение калибровки в 1,7 раза при переходе от карты $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ к $16^{\text{h}}17^{\text{m}}$ (табл. 4) связано, как выяснилось, со случайным сползанием спектра со щели фотометра магнитографа, которое приводит к понижению чувствительности. Поэтому серия трех карт $10^{\text{h}}30^{\text{m}} - 14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ не сравнима количественно с двумя последующими, но качественно обе серии сравнимы. На трех картах поля, снятых в $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $16^{\text{h}}17^{\text{m}}$ и $18^{\text{h}}10^{\text{m}}$ (фиг. 15), хорошо видно дальнейшее у п р о щ е н и е и уменьшение поля. Обращает на себя внимание полярность γ , которая намечается на карте $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ и исчезает вовсе на двух последующих. Заметно уменьшение полярности (α, β) (по площади и величине поля) и площади, занятой изогaussой 20 при переходе от $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$ к $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$, а также сильное уменьшение площадей и напряженности от $16^{\text{h}}17^{\text{m}}$ до $18^{\text{h}}10^{\text{m}}$. Это уменьшение поля $H_{\parallel}$ сопровождается сокращением длин стрелок — у м е н ь ш е н и е м поперечного поля $H_{\perp}$, особенно резко заметным при сравнении карт $12^{\text{h}}00^{\text{m}}$ и $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$, а также $16^{\text{h}}17^{\text{m}}$ и $18^{\text{h}}10^{\text{m}}$. Если вначале в $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ заметно взаимодействие трех одноименных полюсов (α, β), γ и δ , то в конце выражены только силовые линии полюсов (α, β) и δ , т. е. картина приближается к той, что наблюдалась 20.VI; все три полюса (α, β), δ и ϵ выстроились как бы вдоль одной прямой. Уже на карте $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ из-за слабости полюса γ и его как бы перемещения на эту прямую не возникает таких «опасных» ситуаций, когда встречаются силовые линии противоположных направлений. Если, далее, конфигурация немного расширилась после вспышки, то затем в $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ расстояния между полюсами ϵ и (α, β) и δ и (α, β) опять немного с о к р а т и л и с ь, однако не достигли начальных значений при вспышке (на карте фиг. 12). Возможно, что поля к этому моменту также были больше, чем на последней карте первой серии ($12^{\text{h}}00^{\text{m}}$), хотя сравнивать их нельзя. На последующей карте в $16^{\text{h}}17^{\text{m}}$ эти расстояния вновь достигли послевспышечных значений и далее

* Запись велась с компенсатором яркости.



Фиг. 15. Карты поля и силовых линий группы 46, 21.VI 1962 г.

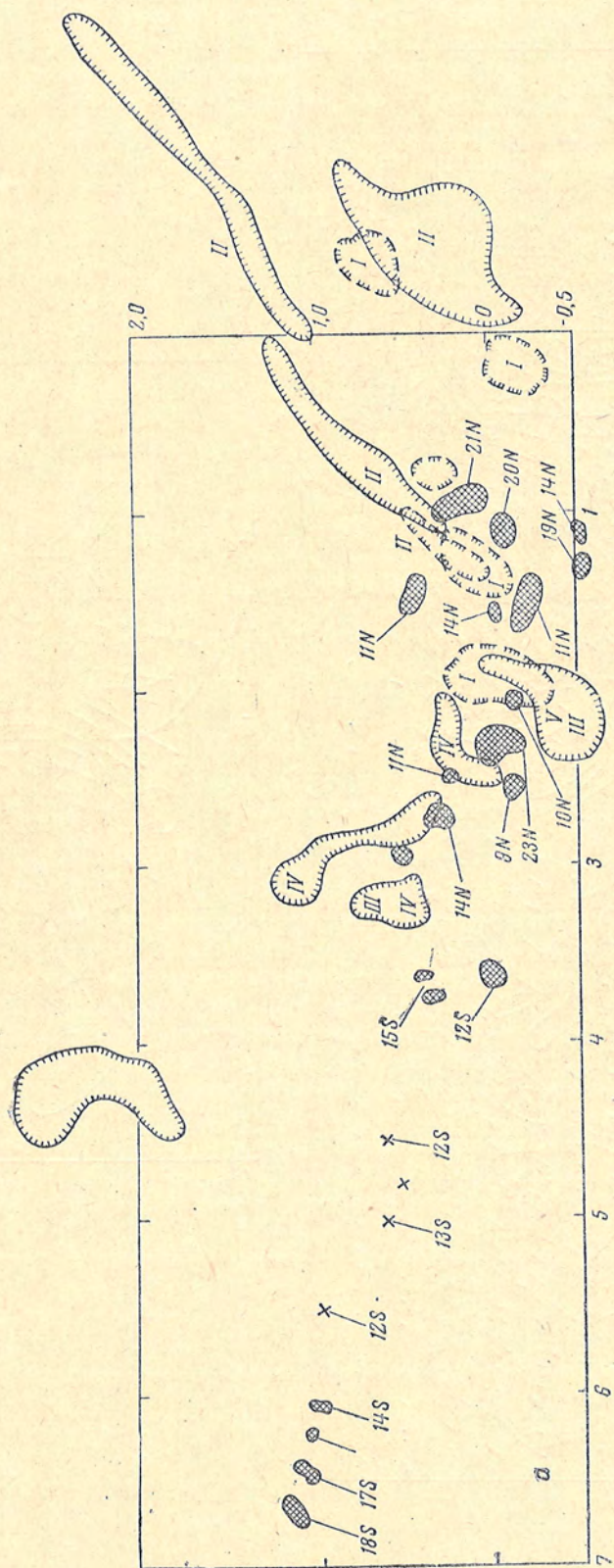


в 14^h00^m (карты δ_1 , ϵ_1), в 16^h17^m (карты δ_2 , ϵ_2), в 18^h10^m (карты δ_3 , ϵ_3)

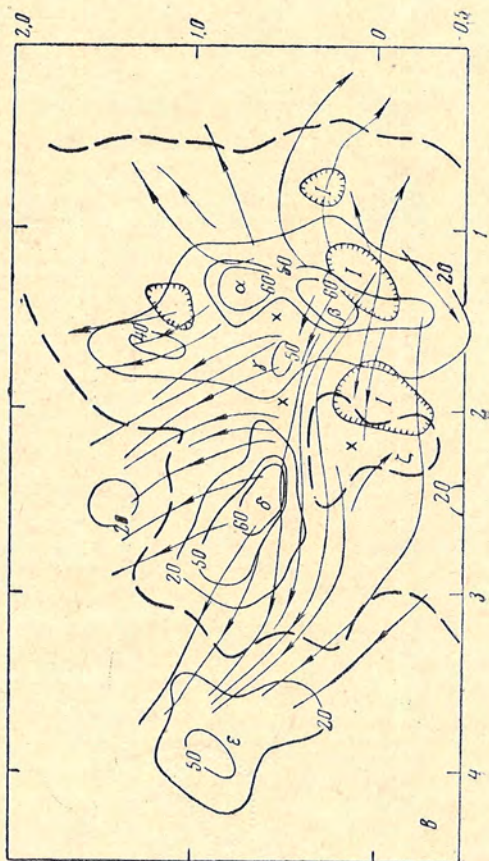
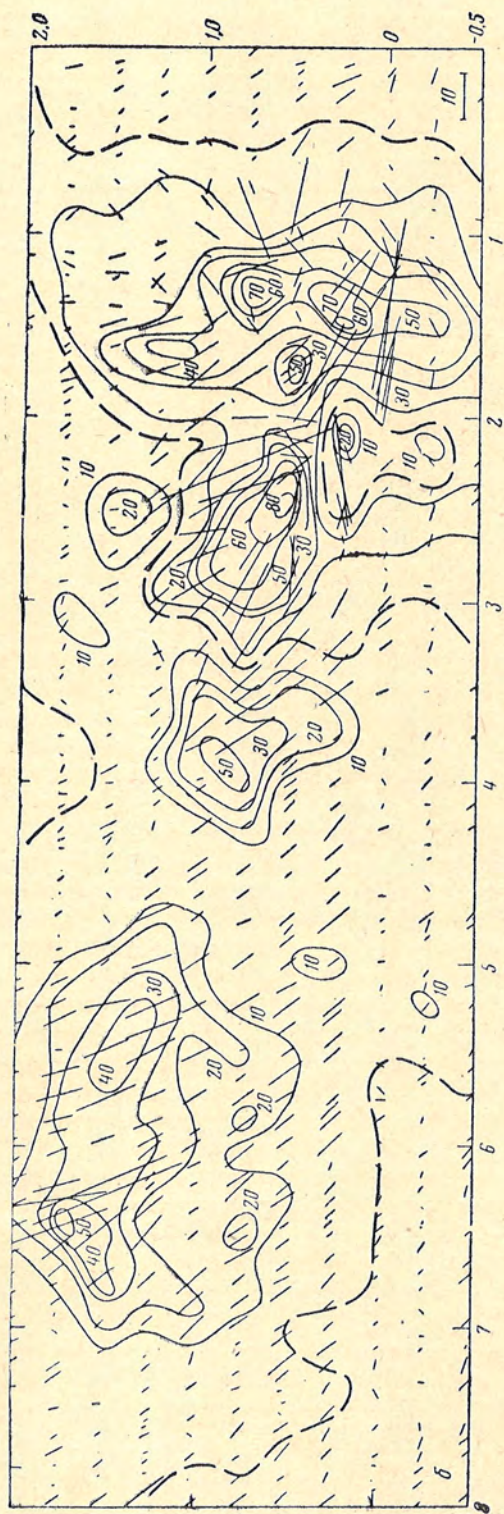
сохранялись неизменными. Вспышек больше не было, группа оставалась стационарной и спокойной.

На следующий день 22.VI реализовался тот очень редкий случай, когда удалось записать поле непосредственно до, затем во время и после большой вспышки балла 2. Утром 22.VI мы опять наблюдаем большое количество пятен, в основном четко разделенных на две примыкающие группы противоположных полярностей (см. фиг. 16). Карта поля утром 22-го в $10^h 13^m$, представленная на фиг. 17, показывает опять значительное увеличение площади и усиление напряженности полюсов, которое произошло со времени последнего наблюдения поля вечером 21-го. По данным табл. 4 за это время, с вечера 21-го и до утра 22-го, никаких вспышек не было. Полярность (α , β) разделилась на два холма, хотя оба они действуют, по-видимому, как один большой. Вновь возникла полярность γ , очень усилилась по величине и площади полярность δ и полярность ϵ . Возник небольшой холм S -полярности ζ , окруженный нейтральной линией к югу от δ и γ . Опять можно отметить довольно плохое соответствие между пятнами и холмами поля $H_{\parallel}$. Расстояние между (α , β) и ϵ на первой карте 17,6 такое же, как вечером 21-го, но полярность δ заметно приблизилась к (α , β). Напряженности и области, занятые полюсами на этой карте, самые большие за весь день. Наиболее интересная особенность карты 17,6 — это сложное скрещение полей в области полюсов (α , β) и γ . Скрещение стрелок под прямым углом в области холмов α и β почти несомненно связано с расходимостью силовых линий изнутри; рассматривая сверху такой веер от поля типа соленоида, мы всегда отметим появление подобных скрещений, следуя вдоль одного и того же разреза поперек оси соленоида. Кроме этих скрещений, возникает довольно сложная картина поля внутри треугольника α , β и γ (скрещение стрелок, исходящих из β , со стрелками γ). Вторая особенность — это пересечения области S -полярности (к югу от δ) и холма ζ стрелками, идущими почти горизонтально в направлении $W \rightarrow E$, тогда как более естественно было бы ожидать там стрелок, идущих вертикально вдоль направлений $\delta\zeta$ и $\gamma\zeta$ (δ и γ ближе к ζ , нежели α , β). Эта особенность еще сильнее выражена на следующей карте (фиг. 18, б и в); если на первой карте можно заподозрить замыкание стрелок с γ на ζ (вертикальные стрелки между γ и δ на разрезе $+0,5$ нельзя считать связанными каким-то образом с горизонтальными стрелками, идущими ниже, на разрезе $+0,25$), то фиг. 18, б не оставляет сомнений в том, что эта особенность — наличие горизонтальных стрелок, расположенных почти вдоль $W \rightarrow E$ на разрезах $0-0,50$, начиная от полюса β до полюса ϵ , связана, по-видимому, определенно с наличием силовых линий, идущих от β к ϵ . Взаимодействие этих полюсов прослеживается во все предыдущие дни, а также на следующий день 23.VI 1962 г. Силовые линии от β проходят (см. фиг. 18, б) вниз, к югу от полюсов γ и δ , минуя их и отбрасывая в сторону, на север, их силовые линии. Затем замыкаются на полярности ϵ , к которой они как бы не подпускают силовые линии, исходящие из γ и δ . Область ζ как бы «заэкранирована» взаимодействием $\beta \rightarrow \epsilon$ от взаимодействия с полюсами δ и γ . Только в случае некоторых карт за 21.VI видно, что взаимодействие δ и ϵ «пересиливает» взаимодействие α и ϵ и силовые линии δ замыкаются на ϵ .

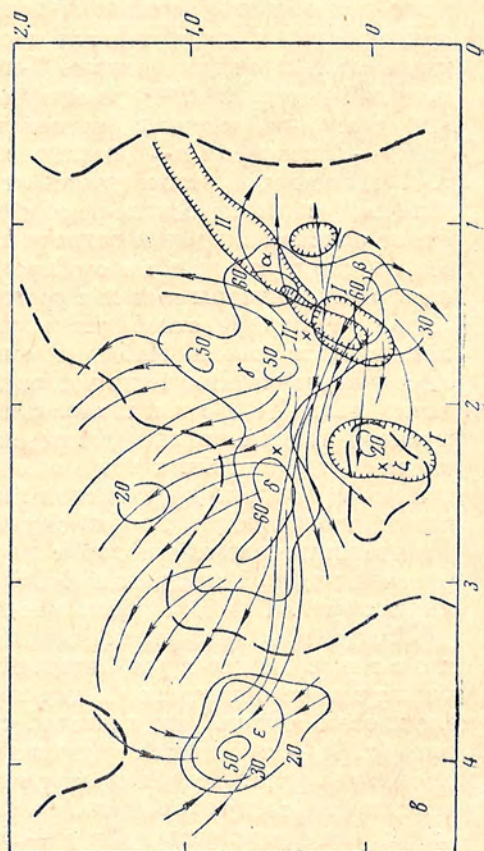
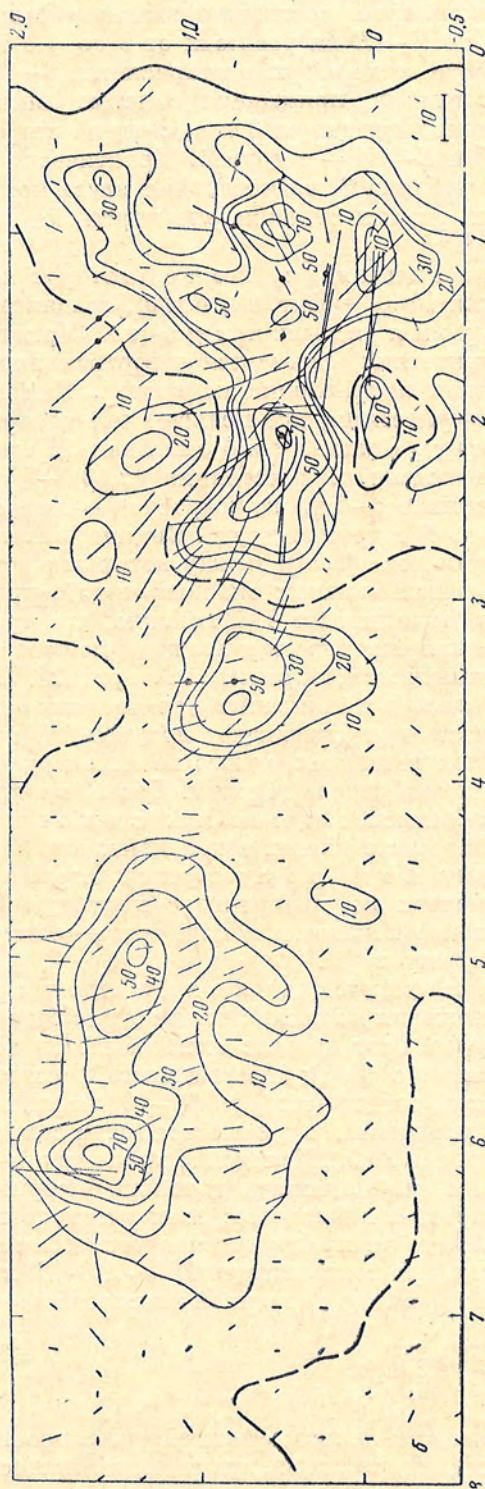
Вторая карта (фиг. 18, б) получена во время небольшой вспышки-предвестника ($11^h 32^m - 11^h 45^m$), которая на нашем фильме выглядит скорее как поярчение (отмечено цифрой 1), и затем в течение большой вспышки балла 2 (отмечена 11), которая в основном располагалась вне карты, на запад от группы. Напряженности и области, занятые полярностями, здесь заметно меньше, чем на первой карте (калибровка в 1,7 раза меньше) и конфигурация поля проще. Хорошо выделяются стрелки,



Фиг. 16. Эскиз группы 46, 22.VI 1962 г. в 700^m



Фиг. 17. Карты поля
и силовых линий группы
46, 22.VI 1962 г. в 10^{13} м



Фиг. 18. Карты поля и си-
ловых линий группы 46,
22.VI 1962 г. в 12^h07^m

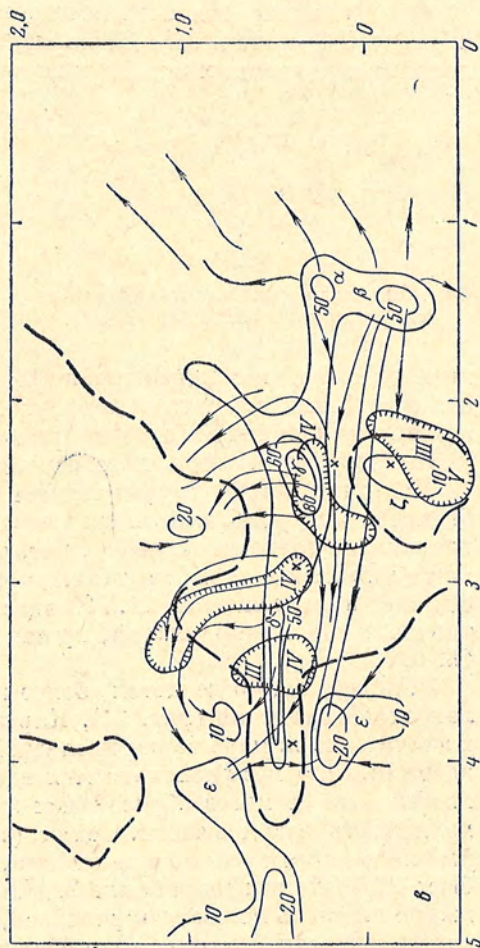
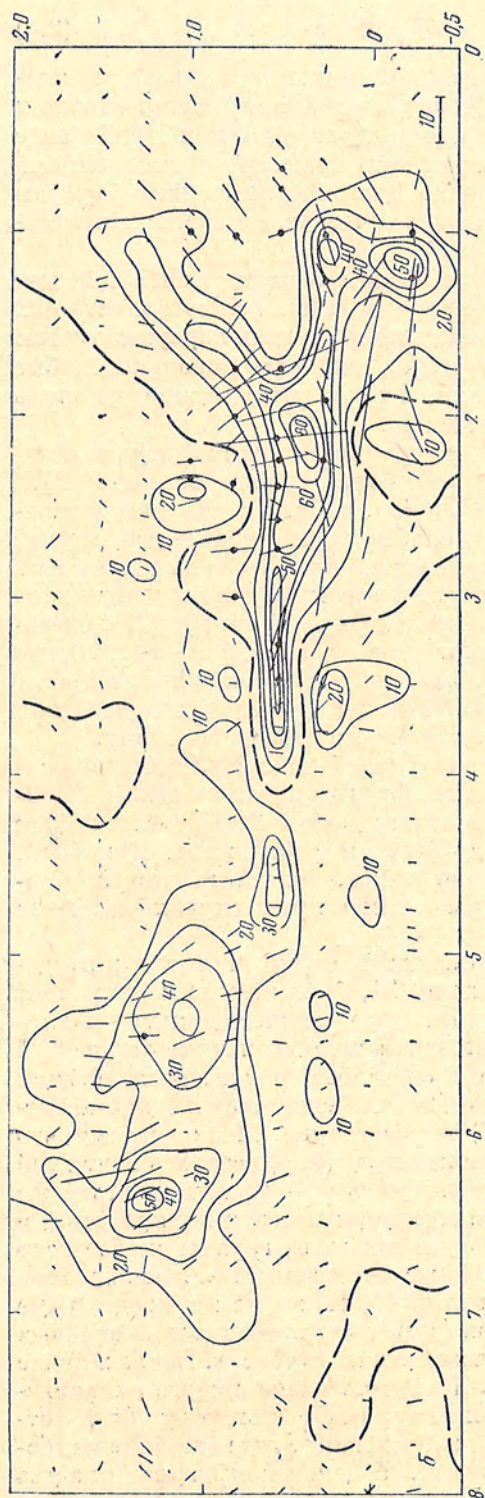
исходящие из γ , и видно, что основной «фон» составляет взаимодействие (α, β) с ε (стрелки вдоль горизонтали $W \rightarrow E$ на разрезах от 0 до $+0,5$). Стрелки от полюсов γ, δ исходят почти везде вверх, в направлении $S \rightarrow N$, кроме участка около γ , где, по-видимому, примыкают силовые линии противоположных направлений: линии, идущие от β к ε , с одной стороны, и исходящие из γ в направлении $E \rightarrow W$ — с другой. Практически в это место упирается начало вспышки балла 2, значительная масса которой располагалась в виде больших рваных облаков вне карты, на западе.

Особенно замечательны те изменения в поле, которые мы видим после вспышки на карте для $14^h 00^m$ (фиг. 19, б и в), сравнивая ее с двумя предыдущими, во время вспышки и до нее. Прежде всего вся область, занятая N -полярностями, сжимается в вертикальном направлении и растягивается в одном направлении на восток. Напряженности и площади, занятые N -полярностями, еще меньше, чем на предыдущей карте $12^h 07^m$ (кроме полюса γ). Полюсы γ и δ были как бы «вышиблены» на восток в результате вспышки: расстояния $(\alpha, \beta) - \gamma$ и $(\alpha, \beta) - \delta$ возросли в ~ 2 раза, расстояние $\gamma - \delta$ также возросло в ~ 2 раза, т. е. полюсы γ, δ , оттолкнулись от (α, β) и друг от друга. Видимо, выталкивание усилившегося полюса γ от полюса (α, β) , между которыми возникла опасная ситуация встречи противоположных силовых линий, привела к тому, что γ , в свою очередь, выталкивает δ . Возможно, что процесс расталкивания связан с ростом напряженности и площади полюса γ . Поток от полярности δ резко уменьшается, и затем (на карте 23.VI) она исчезает совсем. Наблюдаемое здесь выталкивание одноименных полюсов в результате вспышки полностью подтверждает полученный недавно вывод [11] о выталкивании при вспышках одного из пятен одноименной полярности или расширения конфигурации пятен. Далее, полярности γ и δ как бы тащат с собой исходящие из них силовые линии, которые другим своим концом скреплены с неподвижными местами, что приводит к очень сильному повороту стрелок (стрелки, испытавшие сильный поворот на картах по сравнению с предыдущей, отмечены точкой посередине). Вращение плоскости поляризации на этих картах (фиг. 17—19, б) было рассмотрено в [3].

Следующим замечательным фактом является деление полярности ε на две в результате вторжения полюса δ : полюс δ как бы таранит ε и разбивает его на два полюса. Этот процесс можно было бы понять, если считать, что ε жестко связан с (α, β) ; действительно, расстояние $(\alpha, \beta) - \varepsilon$ остается неизменным, тогда как $(\alpha, \beta) - \delta$ увеличилось в два раза. Подобная картина разделенного ε -полюса затем сохраняется и на следующий день (см. карту 21, б, в). Изменение в положении — выталкивание полюсов δ и γ — было, по-видимому, довольно быстрым. Между второй и третьей картами прошло около часа; если рассмотреть «фронт», ограниченный изогассой 30, то он продвинулся в направлении $W \rightarrow E$ от отметки 3,0 до 4,0 на восток, что соответствует $25'' \sim 1,8 \cdot 10^7$ км на Солнце, откуда скорость движения фронта в картинной плоскости

$$v \geq \frac{1,8 \cdot 10^4}{3,6 \cdot 10^3} \approx 5 \text{ км/сек.} \quad (2.3)$$

Это — скорость перемещения поля как целого; фактическая скорость может быть больше, так как неизвестно точно, какое время потребовалось на перемещение (взято максимальное время 1^h): вытягивание произошло тотчас после вспышки, на второй карте никаких сдвигов полюсов γ и δ незаметно. Если взять только площадь вторгшейся части — полярности на третьей карте ($25'' \times 2'', 5$), то получим $\sim 1,8 \cdot 10^4 \cdot 1,8 \cdot 10^3 \text{ км}^2 = 3,2 \cdot 10^7 \text{ км}^2$; при средней плотности фотосферы $\sim 10^{-8} \text{ г/см}^3$ и толщине слоя



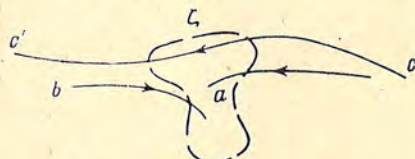
Фиг. 19. Карты поля
и силовых линий
в группе 46, 22.VI
1962 г. в 14^h00^m

$\sim 5 \cdot 10^2$ км масса сдвинутого слоя будет не меньше $3,2 \cdot 10^{17} \times 5 \cdot 10^7 \cdot 10^{-8} = 1,6 \cdot 10^{17}$ г и кинетическая энергия

$$W \geq 1,6 \cdot 10^{17} \cdot 25 \cdot 10^{10} = 4,0 \cdot 20^{28} \text{ эрг.} \quad (2.4)$$

Эта оценка — нижняя граница, фактически W может в несколько раз превосходить эту величину, и значение 10^{29} эрг, по-видимому, будет близко к истине. Это заметно больше полной энергии, испускаемой вспышкой в виде радиации, и больше ее тепловой энергии, но сравнимо с изменениями энергии магнитного поля при вспышках. Достоинство оценки формулы (2.3) в том, что она основана только на фактических измерениях изменений, связанных со вспышкой.

Следует также отметить исчезновение после вспышки слабых поперечных полей S -полярности на западном крае карты и появление вместо них полей, направленных под 90° к первоначальному (сравни первую и третью карты). Однако это довольно слабые поля, и такое утверждение не очень надежно.



Фиг. 20. Схема силовых линий в области ζ в группе 46, 22.VI 1962 г.

В группе 46 в тот же день возникли еще более слабые вспышки III, IV, V (см. табл. 4); все они довольно слабые, кратковременные, скорее, это поярчания. Но вспышка V, возникшая в районе ζ (там же появилось поярчение при вспышке III), по-видимому, связана с конфигурацией поля типа указанной на фиг. 20, где силовые линии cc' , ca и ba , вероятно, лежат примерно в одной плоскости, немного наклоненной к лучу зрения; на подобную ситуацию особенно указывает третья карта, хотя первая также не противоречит этому.

Вспышки III, IV трудно связать явно с какой-либо характерной особенностью поля, но нельзя также указать доводы против их связи с нейтральными точками поля $H_\perp$, которые, так же как и 21.VI, встречаются между полюсами γ и δ , а также между (α, β) и γ (отмечены крестами). Однако, в отличие от 21.VI, здесь нет такого контакта полей противоположных направлений, кроме отмеченного выше случая на карте 18, б, в.

23.VI группа 46 делается более компактной, собирается вся в пределах одной полутени (фиг. 21). Карта поля (21, б) за этот день сохраняет в значительной мере черты последней карты предыдущего дня: три полярности (α, β) , γ и ε располагаются вдоль одной прямой, хотя полярность δ исчезла, на ее месте образовался залив со слабым полем, разделяющий полярность ε на две части. Полюс (α, β) опять объединился в один магнитный холм, полюс γ приблизился к (α, β) на расстояние, близкое к тому, что было 22.VI до вспышки балла 2. Напряженность (α, β) осталась почти той же, но площадь полюса сократилась, полярность γ — практически той же напряженности, но несколько большей площади; исчезли полярность ζ и холм ζ -полярности на севере от γ . К югу и северу от группы слабое поле стало сплошь той же N -полярности. Также нет соответствия между пятнами и холмами. Характерным для группы 46, также как в предыдущие дни, является взаимодействие полюсов (α, β) с ε и отталкивание силовых линий полюса γ от силовых линий, связывающих (α, β) с ε . Вновь хорошо выражена область контакта силовых линий противоположного направления: идущих от (α, β) к ε и выходящих из полюса γ в сторону (α, β) (отмечены крестами). В этой области возникла вспышка I, где она была наиболее яркой (карта получена после вспышки). В целом конфигурация здесь более простая и отчетливая, чем 22.VI.

24.VI было пасмурно, хотя через прорывы было видно, что группа распадается, 25.VI поля были неизмеримы, а 26-го группа вовсе исчезла.



Фиг. 21. Эскиз и карты магнитных полей в группе 46, 23.VI 1962 г.

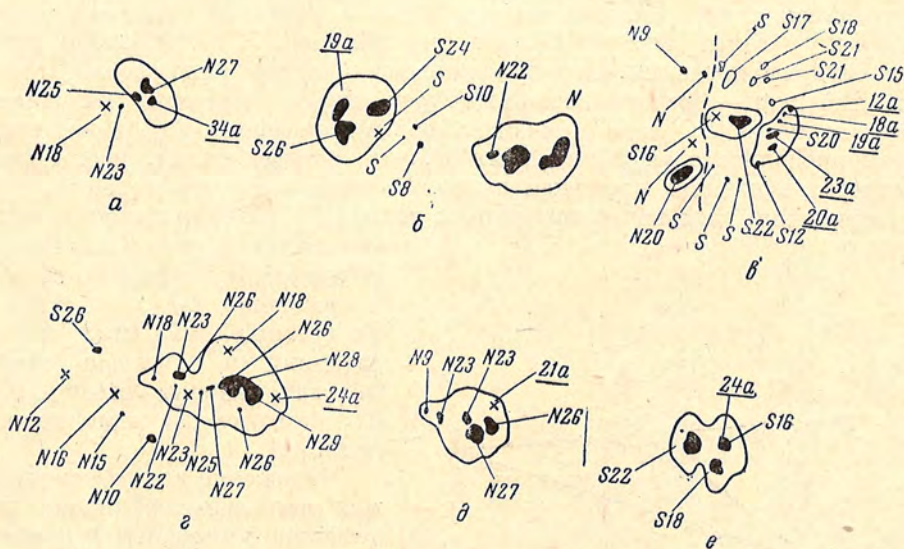
 $a - 9^h 35^m$; $\delta, \epsilon - 13^h 15^m$

Остановимся на некоторых основных результатах измерений полей активных групп.

1. На известном расстоянии от магнитных холмов — областей с высокой абсолютной напряженностью поля — поведение поля (как следует из карт изогauss и направлений и длин отрезков, характеризующих поперечное поле $H_{\perp}$) можно понять, представляя себе, что эти области (холмы поля) взаимодействуют, как отдельные магнитные полюсы, из которых исходят силовые линии, сосредоточивающиеся затем в отдельных потоки, трубки. Эти потоки чаще всего замыкаются в областях (на холмах) противоположной полярности, не обязательно ближайших к данному полюсу. Если поэтому один из полюсов испытывает смещение, то это приводит к изменению направления силовых линий (повороту плоскости поляризации), которые остаются как бы привязанными к полюсам (см. выше случай выталкивания полюсов при вспышке 22.VI 1962 г.).

2. Неоднородности в области сильных полей вновь подтверждаются (см. [12]) записями продольного поля: нулевая линия $H_{\parallel} = 0$ иногда пересекает ядро пятна, очень большая величина сигнала поляризации $\delta_{\perp}$ (или — поперечного поля, в отсутствие эффекта вращения) возникает иногда внутри тени. Это согласуется с фактом, что в ряде случаев ядра пятен не совпадают с холмами продольного поля. (Факт только очень грубого соответствия распределения продольного поля и видимой структуры групп пятен отмечен также в [13].) Наблюдаемое иногда странное сосуществование рядом (иногда внутри ядра пятна) поперечного и продольного полей (см., например, выше группу 21), а также продольных полей разных направлений вытекает не только из неоднородности направлений поляризации по диску и факта большого вращения плоскости поляризации, найденного в [3], оно непосредственно обнаруживается при визуальных наблюдениях магнитных полей нашей Службы Солнца, как показывают примеры на фиг. 22. Здесь мы видим несколько далеко не исключительных групп, где в области одного только N - или S -поля появляется небольшое «вкрапление» поперечного поля (отмечено буквой a). Иногда это вкрапление встречается в ядре пятна одной полярности. Не удивительно, когда такая область поперечного поля наблюдается между двумя сильными N - и S -полярностями, как в случае a на фиг. 23; здесь такое поле образует как бы мост силовых линий — арку, перекинутую от N - к S -полюсу. Такие «мостики»-арки бывают даже в пределах одного ядра, как в случае b на той же фиг. 23. (В случае c ядро столь мало, что поперечное поле, вероятно, трудно обнаружить.) Случай контакта двух полярностей, отделенных фотосферным мостиком, отмечен также на обсерватории Маунт Вилсон [14].) Но случаи вкраплений поперечного поля, приведенные на фиг. 22, иллюстрируют странный факт сосуществования (скрещения) полей с совершенно разной ориентацией (о таких полях см. наше предварительное сообщение в [15]).

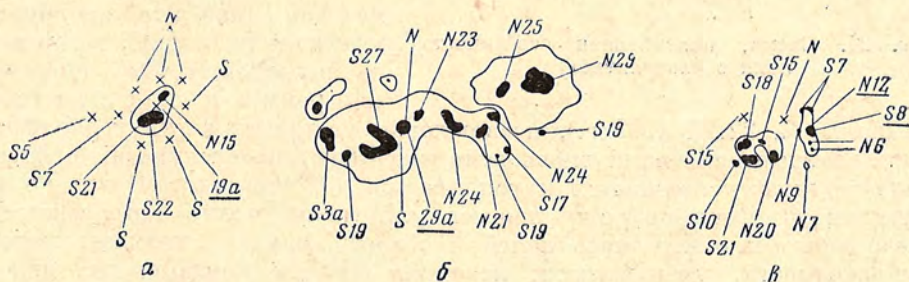
3. Одна из наиболее интересных особенностей поперечных полей (вдали от мест большой напряженности) — это появление таких небольших областей скрещения стрелок двух или трех различных направлений, как на типичной фиг. 24, a . Если восстановить нормали к этим стрелкам, то мы получили бы картину, похожую на ту, которая наблюдается для пятна или холма поля (узел линий сил) — расхожимость из малой области (поэтому конфигурацию фиг. 24 можно назвать антипятном). На первый взгляд эту особенность можно рассматривать, как окрестность нейтральной точки (пунктир). Более того, в ряде случаев можно найти источники силовых линий, образующих эту особенность поля, — два одноименных полюса и один полюс другого знака (см. выше



Фиг. 22. Примеры групп с «вкраплением» поперечного поля в областях одной полярности

а — группа 10, 8.XII 1961 г., 10^{h13m} ; б — группа 4, 24.I 1962 г., 9^{h30m} ; в — группа 1, 1.III 1962 г., 11^{h37m} ; г — группа 4, 24.I 1962 г., 12^{h20m} ; д — группа 34, 19.IX 1961 г., 7^{h40m} ; е — группа 9, 29.II 1962 г., 11^{h15m}

примеры в группах 21, 46). Частым и характерным свойством такого скрепления полей, как мы видели, является контакт (примыкание) силовых линий противоположного знака вдоль одного из направлений.

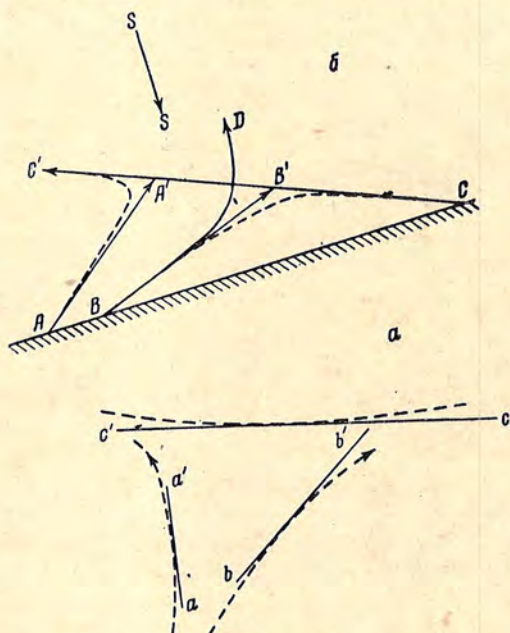


Фиг. 23. Примеры «креста» (а) и контакта двух полярностей в ядрах пятен (б и в)

а — группа 39, 23.IX 1962 г., 8^{h05m} ; б — группа 29, 3.IX 1961 г.; в — группа 21, 16.IV 1962 г.

Однако конфигурация типа фиг. 24, а нередко встречается в области значительной $H_{\parallel}$ одного знака; это означает, что векторы поля AA' , BB' и CC' с проекциями aa' , bb' и cc' наклонены к картинной плоскости, так, что, скажем, A' , B' и C' возвышаются над нею (фиг. 24, б) и составляющие $H_{\parallel} > 0$. Луч зрения — ss . Но если теперь представить силовые линии идущими вдоль AA' и BB' и переходящими затем на прямую CC' , то вдоль $A'C'$ составляющая поля $H_{\parallel}$ будет правильного знака — того же, что для векторов AA' и BB' ($H_{\parallel} > 0$), а вдоль $B'C'$ составляющая $H_{\parallel}$ для силовой линии $BB'C'$, если только она идет вдоль $B'C'$, будет иметь противоположный знак (< 0), чего никогда не

наблюдается. В этом трудность применения обычного представления о нейтральной точке. Силовая линия, идущая вдоль BB' , должна пойти кверху (в направлении D), не доходя CC' , с тем, чтобы удовлетворить наблюдениям. Это приводит нас к совершенно особой конфигурации поля — сосуществования (скрещения) полей двух различных направлений — (BD и CC'), скажем, почти поперечного CC' и почти целиком продольного («гребня») поля D , что, как мы видим, нередко наблюдается в пятнах. Возможен и другой пример сосуществования (лучше скрещения) двух почти поперечных полей $C'C$ и BD противоположных



Фиг. 24. Схема, поясняющая особенность поля в «антипатне»

направлений, если BD пойдет не прямо кверху, а больше вбок, в направлении $B'C$ над силовой линией CC' (идти в направлении BC' она не может, так как силовые линии AA' и BB' исходят из одноименных полюсов).

Положение всех рассмотренных выше вспышек хорошо связывается с наличием и положением этих особенностей. Характерны также конфигурации, возникающие при образовании глубоких заливов одной полярности в область другой: над ними также встречаются поля противоположных направлений.

4. Впервые получены последовательные во времени данные о продольных и поперечных полях для одной и той же группы в течение ряда дней, в том числе непосредственно перед, во время и после вспышки

(балла 2, 22.VI 1962 г.), позволяющие составить картину эволюции поля. Данные измерений вновь ясно указывают на следующий процесс. Поле группы усложняется и усиливается до вспышки. Во время вспышки начинается процесс упрощения поля: напряженности продольного и поперечного полей и области, занятые холмами данной напряженности, уменьшаются, исчезают области контакта противоположных силовых линий, растут расстояния между (одноименными) полюсами. Процесс продолжается после окончания вспышки в H_α ; после вспышки также отмечается исчезновение отдельных полюсов (холмов) и ослабление и упрощение их взаимодействия. В одном случае (22.VI 1962 г.) наблюдается сильное выталкивание одного из одноименных полюсов в направлении полюса другой полярности, приводящее к его дроблению. Измеренные скорости движения магнитных фронтов (мест заданной напряженности) при таком процессе не ниже 5 км/сек, а кинетическая энергия не ниже 10^{29} эрг.

Автор приносит благодарность С. И. Гопасюку за существенную помощь в получении записей магнитных полей на магнитографе БСТ и Л. Р. Димовой за обработку в первую руку большинства этих записей.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 161, 1963.
 2. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 28, 166, 1962.
 3. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 126.
 4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 20, 22, 1958; 22, 12, 1960.
 5. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
 6. H. W. Babcock. Astrophys. J., 118, 387, 1953.
 7. H. Zirin, A. B. Severny. Observatory, 81, 155, 1961.
 8. А. Б. Северный и В. Бумба. Observatory, 78, 33, 1958.
 9. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 000, 1963.
 10. А. Б. Северный. Trans. Internat. Astron. Union, XIV, 426, 1962, см. также [4].
 11. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 15, 1962.
 12. А. Б. Северный. Астрон. ж., 36, 208, 1959.
 13. R. Leighton. Astrophys. J., 130, 366, 1959.
 14. G. Hale, F. Ellerman, S. Nicholson, a. A. Joy. Astrophys. J., 49, 153, 1919.
 15. А. Б. Северный. Астрон. ж., 39, 961, 1962.
-

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА ХРОМОСФЕРЫ
В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Т. Т. Цап

По записям поперечных магнитных полей в фотосфере и спектрогелиограммам, полученным в линии H_{α} , изучается ориентация тонкой структуры хромосферы в активной области. Найдено свидетельство того, что ориентация тонкой структуры хромосферы определяется действием сил магнитного поля, которое проникает в хромосферу.

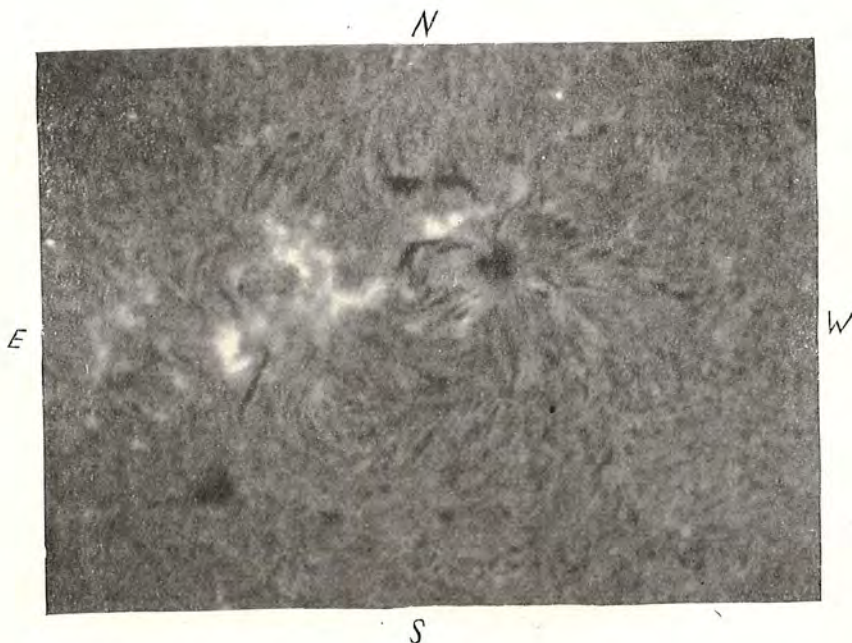
MAGNETIC FIELDS AND THE FINE STRUCTURE OF THE CHROMOSPHERE IN AN ACTIVE REGION, by T. T. Tsap.— The orientation of the fine structure of the chromosphere in an active region has been studied using recordings of the transversal magnetic field and H_{α} spectroheliograms. It is found that the orientation is determined by the action of forces of the magnetic field which penetrates into the chromosphere.

Полученные при хороших изображениях снимки активной области на Солнце в линии H_{α} показывают вполне определенную ориентацию отдельных продолговатых элементов (волоконцев), которые в отдельных случаях образуют вихревую структуру [1, 2]. Некоторые авторы [1—4] предполагали, что эта ориентация определяется действием магнитного поля. Впоследствии такая точка зрения была подтверждена непосредственным сопоставлением тонкой структуры хромосферы в H_{α} с картами продольных магнитных полей, полученных на уровне фотосферы [5]. Однако в более поздней работе [6] указано, что сходство тонкой структуры хромосферы с магнитным полем наблюдается только в редких случаях. Очевидно, что для выяснения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования.

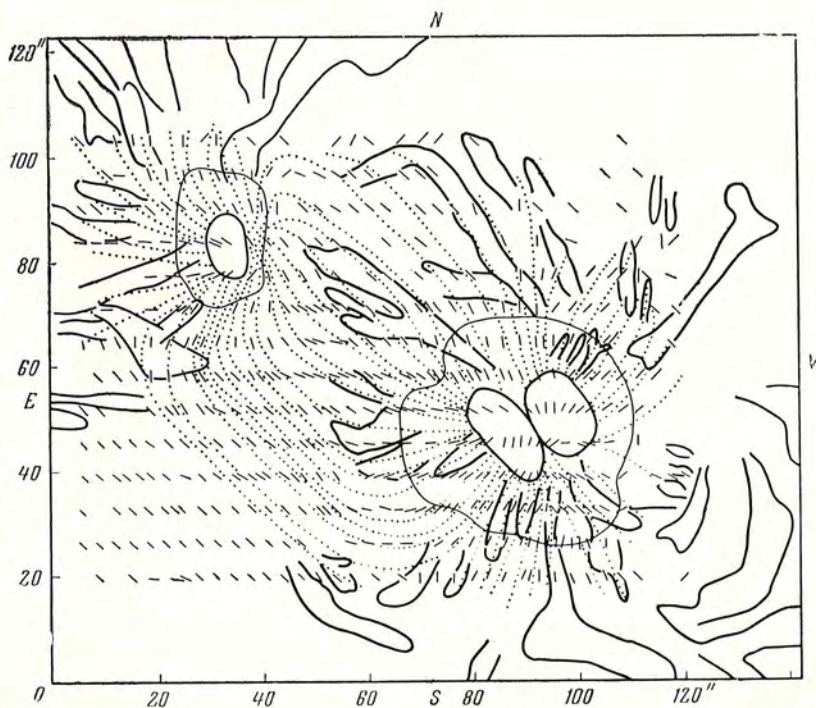
Нами проводится сравнение направлений поперечных магнитных полей на уровне фотосферы и тонкой структуры хромосферы (темных волоконцев) в линии H_{α} .

1. Материал был получен в 1962 г. на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [7]. Регистрация поля велась в фотосферной линии железа $5250 \text{ \AA}$ по методу, разработанному В. Е. Степановым и А. Б. Северным [8]. Минимальные значения записываемых полей $\sim 100 \text{ гс}$. Ширина и высота щели спектрографа были выбраны $0,3 \times 0,5 \text{ мм}$ при диаметре изображения Солнца 200 мм . Сканирование щелью магнитографа проводилось вдоль суточной параллели через интервалы $6'',5$. Окончательно записи представлялись в виде карт азимут-ов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости.

Тонкая структура хромосферы изучалась по спектрогелиограммам, которые фотографировались утром в часы наилучших изображений при диаметре изображения Солнца 110 мм (фиг. 1). Снимки обычно получались в центре линии H_{α} , а в некоторые дни — также на различных расстояниях от центра линии. Изучаемые области выбирались по возможности вблизи центрального меридиана, чтобы уменьшить эффект проекции.

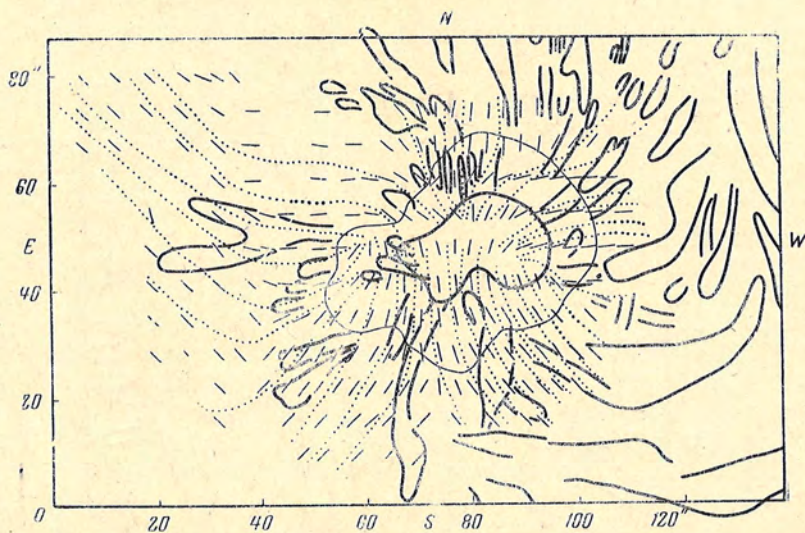


Фиг. 1. Фотография активной области в линии H_{α} за 7.IX 1962 г.
Диаметр Солнца 33 см

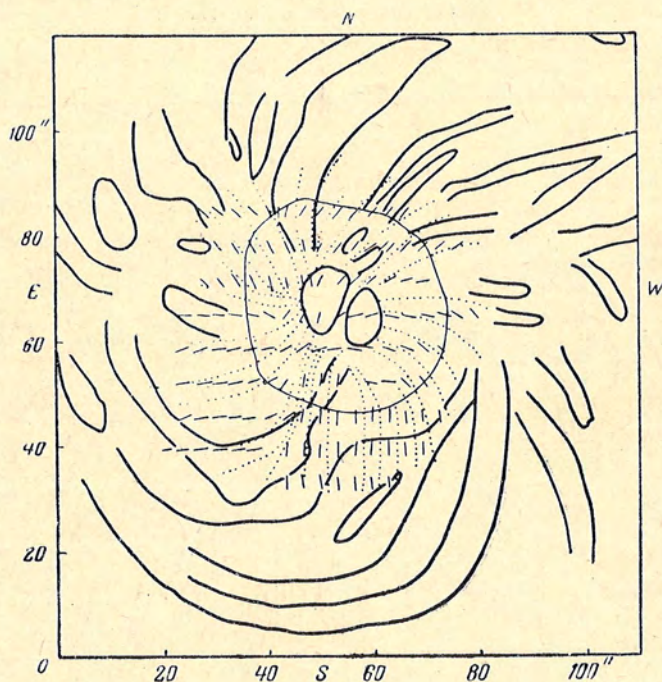


Фиг. 2. Схема азимутов вектора H в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за 28.VI 1962 г.

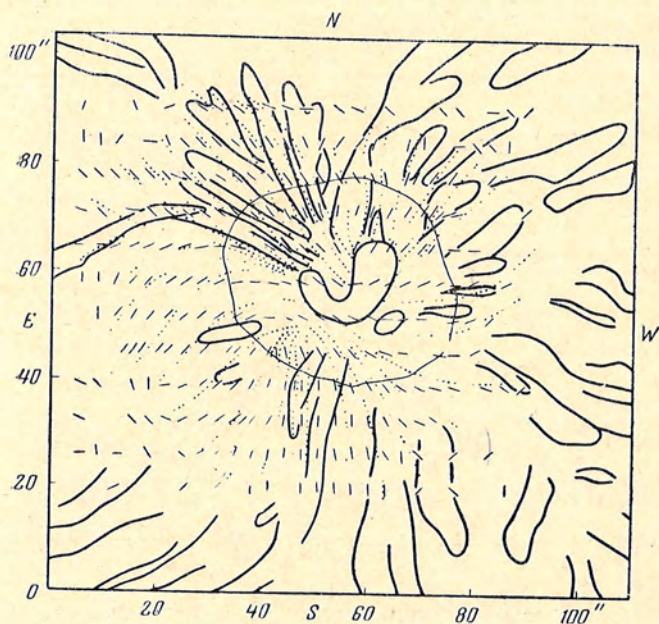
Время съемки спектрогелиограммы $t_1 = 6^h 45^m$. Время записи поля $t_2 = 10^h 40^m - 11^h 25^m$. Черточками указаны направления проекции вектора H на картинную плоскость. Пунктиром проведено предполагаемое изменение направления вектора поля в проекции на картинную плоскость. Сплошной тонкой линией обведены контуры полутеней и ядер пятен. Жирной линией очерчены контуры волоконца



Фиг. 3. Схема азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за 1.VII 1962 г., $t_1 = 7^{\text{h}}47^{\text{m}}$, $t_2 = 11^{\text{h}}35^{\text{m}} - 13^{\text{h}}00^{\text{m}}$
Обозначения те же, что на фиг. 2



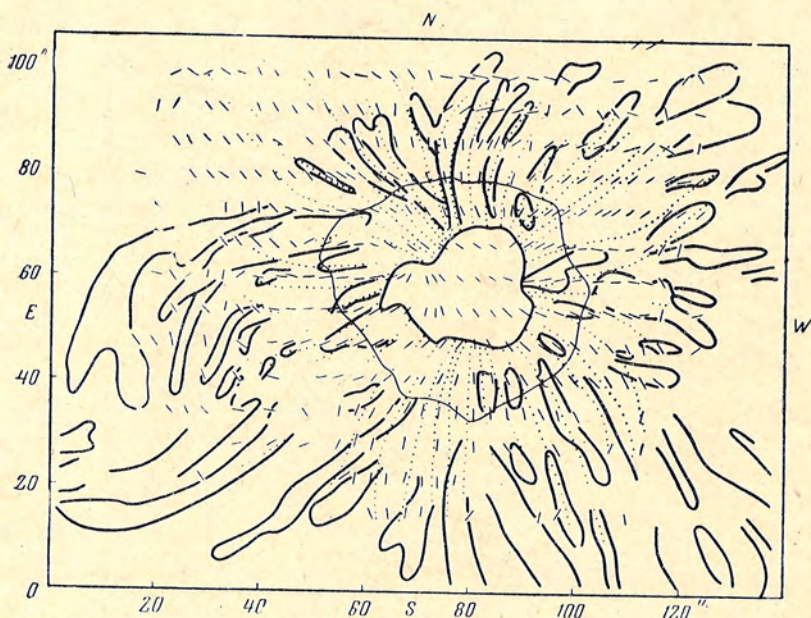
Фиг. 4. Схема азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за 13.VII 1962 г., $t_1 = 6^{\text{h}}34^{\text{m}}$, $t_2 = 9^{\text{h}}30^{\text{m}} - 10^{\text{h}}23^{\text{m}}$
Обозначения те же, что на фиг. 2



Фиг. 5. Схема азимутов вектора $\mathbf{N}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за

6.IX 1962 г., $t_1 = 7^{\text{h}}28^{\text{m}}$, $t_2 = 11^{\text{h}}09^{\text{m}} - 12^{\text{h}}15^{\text{m}}$

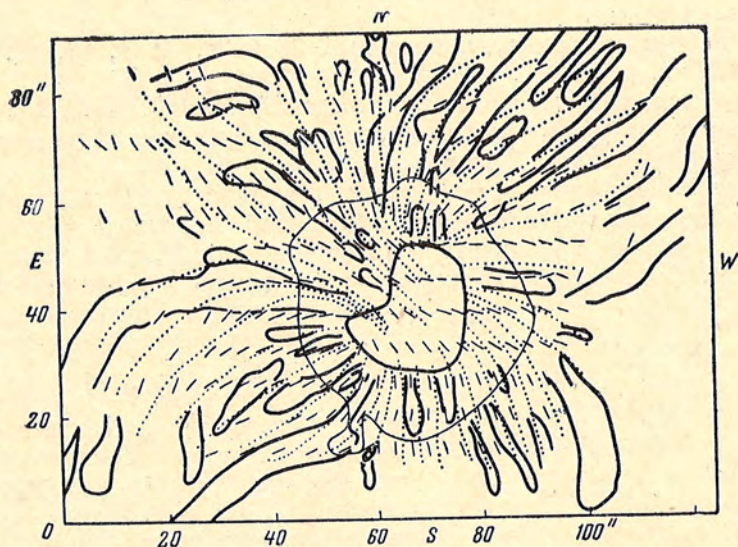
Обозначения те же, что на фиг. 2



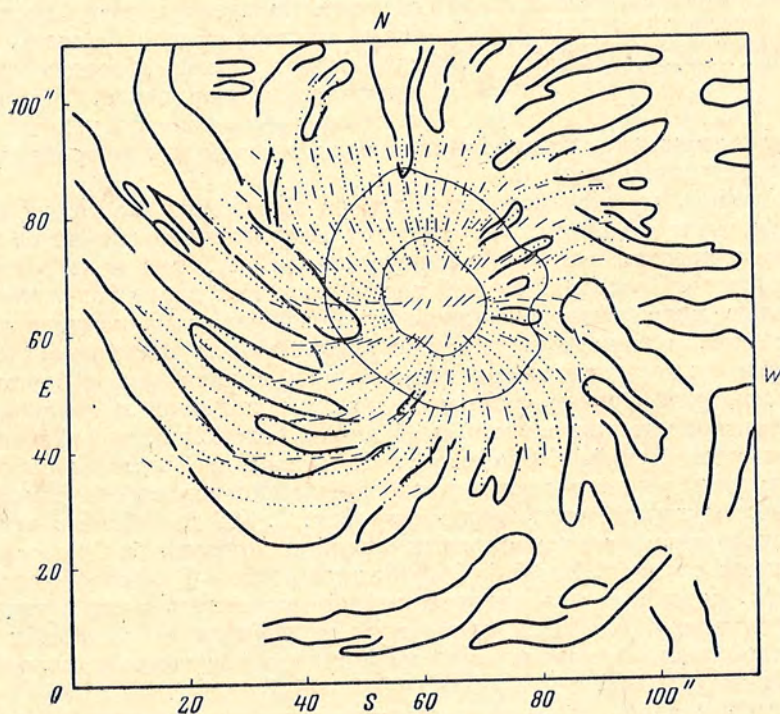
Фиг. 6. Схема азимутов вектора $\mathbf{N}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за

7.IX 1962 г., $t_1 = 8^{\text{h}}00^{\text{m}}$, $t_2 = 12^{\text{h}}15^{\text{m}} - 13^{\text{h}}10^{\text{m}}$

Обозначения те же, что на фиг. 2



Фиг. 7. Схема азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в центре линии H_{α} за 9.IX 1962 г., $t_1 = 7^{\text{h}}45^{\text{m}}$, $t_2 = 13^{\text{h}}05^{\text{m}} - 14^{\text{h}}00^{\text{m}}$
Обозначения те же, что на фиг. 2



Фиг. 8. Схема азимутов вектора $\mathbf{H}$ в картинной плоскости и тонкой структуры хромосферы в синем крыле H_{α} $\Delta\lambda = 0,45 \text{ \AA}$ за 12.VII 1962 г., $t_1 = 7^{\text{h}}20^{\text{m}}$, $t_2 = 7^{\text{h}}55^{\text{m}} - 8^{\text{h}}50^{\text{m}}$
Обозначения те же, что на фиг. 2

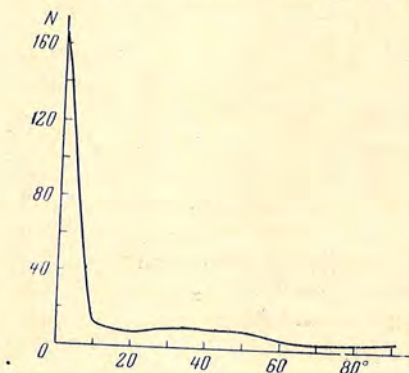
Запись магнитных полей велась некоторое время спустя после съемки спектрогелиограмм.

Был изучен материал, полученный 26 и 28.VI; 1, 12, 13.VII; 6, 7 и 9.IX 1962 г.

Весьма хорошие условия для наблюдений были 7.IX 1962 г. На фотогелиограмме в интегральном свете, полученной в этот день, хорошо видна структура в полутени пятна.

2. Для сопоставления ориентации тонкой структуры хромосферы с направлением поперечных магнитных полей производилась зарисовка спектрогелиограмм с увеличением в том же масштабе, что и карты магнитного поля. Потом такие зарисовки совмещались наилучшим образом с соответствующей картой магнитного поля. Ориентирами служили пятна иточные параллели.

На картах (фиг. 2—8) показаны азимуты поперечных магнитных полей с нанесенной на них тонкой структурой хромосферы (темные волокна) в центре линии H_{α} . На фиг. 8 тонкая структура получена в синем крыле линии H_{α} на расстоянии 0,45 Å от центра. На всех фигурах черточками указаны направления проекции вектора магнитной напряженности H на картинную плоскость. Пунктиром проведено предполагаемое направление вектора поля в проекции на картинную плоскость. Сплошной тонкой линией обведены контуры полутеней и ядер пятен. Жирной линией очерчены контуры темных хромосферных волокон.



Фиг. 9. Частотное распределение волокон в зависимости от углов между направлением силовых линий магнитного поля и направлением волокон

Время записи поля и съемки спектрогелиограмм указано под фигурами.

Как видим, имеется довольно близкое общее сходство между направлением магнитного поля в фотосфере и направлением элементов тонкой структуры хромосферы как в центре линии H_{α} , так и на расстоянии 0,45 Å от него. Последний случай рассматривается далее более подробно.

С целью количественной оценки сходства между направлениями магнитного поля и элементов тонкой структуры было построено частотное распределение по углам между направлением силовых линий и направлением волокон. Причем, если угол между волоконцем и силовой линией оставался постоянным вдоль всей длины волоконца, это рассматривалось как один случай. Когда этот угол менялся вдоль длины волоконца, то он измерялся в двух местах и на график наносились оба случая. Полученные результаты представлены на фиг. 9. По оси абсцисс отложены углы между направлением силовых линий и волоконца, а по оси ординат — число случаев. Из этой фигуры видно, что ~70% от общего числа волоконца, следует вдоль силовых линий магнитного поля с точностью до 5° и только около 30% направлено под большими углами к полю. Число волоконца, направленных под большими углами к силовым линиям, незначительно.

Как упоминалось выше, в некоторые дни спектрогелиограммы получались как в центре, так и в различных частях линии H_{α} , т. е. на различных высотах в хромосфере. На наших спектрогелиограммах можно проследить ориентацию волоконца до расстояний 0,6 Å от центра линии H_{α} . Согласно [9], центр линии H_{α} образуется в хромосфере на высоте 5000 км, а излучение контура, соответствующее расстоянию 0,6 Å от центра линии, — на высоте 3000 км.

Сравнение ориентаций волоконцев, расположенных на разных высотах в хромосфере, проводилось также путем их зарисовки по спектрогелиограммам, полученным в разных частях линии. Такие эскизы совмещались по пятнам и суточным параллелям. Примеры зарисовок приведены на фигурах 10—12, где сплошными линиями обведены контуры волоконцев для центра H_{α} , а пунктиром — в крыле на расстоянии $\Delta\lambda$ от центра (на фиг. 10 и 11 $\Delta\lambda = 0,45$ и $0,59 \text{ \AA}$ соответственно для наблюдений 26.VI, а на фиг. 12 $\Delta\lambda = 0,30 \text{ \AA}$ для наблюдений 13.VII).

В результате такого сопоставления оказалось, что в большинстве случаев ориентация волоконцев на различных высотах (от 3000 до 5000 км) в хромосфере следует вдоль одних и тех же направлений. Как было сказано выше, эти направления обычно совпадают с направлением силовых линий магнитного поля на уровне хромосферы. Последнее хорошо видно на фиг. 8, где имеется хорошее соответствие между направлением силовых линий магнитного поля и волоконцев, полученных в синем крыле линии ($\Delta\lambda = 0,45 \text{ \AA}$).

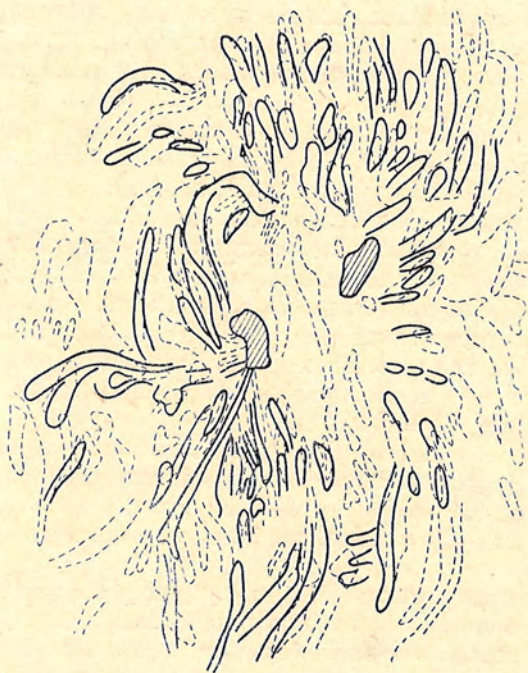
Для 7.IX 1962 г. мы смогли исследовать не только ориентацию тонкой структуры хромосферы по отношению к магнитному полю, записанному в фотосфере, но также и ориентацию гранул в полутени, расположенных примерно на том же уровне, на котором производилась запись магнитного поля.

На фиг. 13 на карту магнитного поля (часть той же карты, что и на фиг. 6) жирными сплошными линиями нанесены контуры тонкой структуры в полутени пятна. Из этой фигуры видно, что имеется сходство в ориентации структуры полутени и магнитного поля, на что указано также в [10,11].

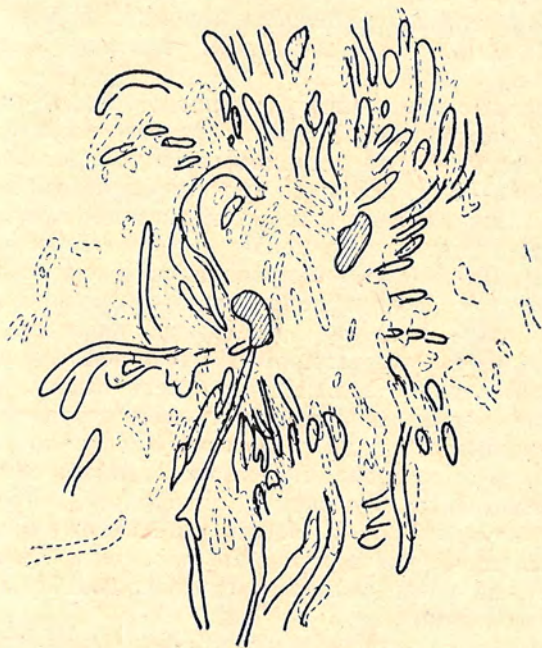
К сожалению, этот случай у нас единственный и делать окончательные выводы преждевременно. Однако можно заметить, что, по-видимому, согласие между направлением тонкой структуры и магнитного поля на уровне хромосферы (см. фиг. 6) несколько лучше, чем в фотосфере (фиг. 13). Возможно, это связано с пониженной плотностью хромосферы над пятнами [12, 13] и магнитному полю легче контролировать движение вещества.

3. Непосредственные измерения расщепления линий на спектрограммах, а также фотоэлектрические записи, произведенные А. Б. Северным и В. Бумбой [14], показали, что в хромосфере над областью солнечных пятен имеются поля 300—500 гс. Записи продольных полей в линии H_{α} Ca II также говорят о наличии заметных полей в хромосфере Солнца [15]. Поэтому присутствие магнитных полей в хромосфере вряд ли может вызывать сомнение. Из-за большой проводимости вещества в хромосфере магнитное поле $\sim 2,3 \text{ гс}$ будет ориентировать движение волоконцев, средняя скорость которых $\sim 5 \text{ км/сек}$ [16]. Другими словами, можно считать, что ориентация тонкой структуры хромосферы определяется действием сил магнитного поля. В связи с этим можно, по-видимому, считать, что отличие в отдельных местах ориентации тонкой структуры хромосферы от направления магнитного поля в фотосфере связано с различием в ориентации полей на этих уровнях. Сказать, в какой степени это отличие является реальным, на основании имеющегося материала нельзя. Дело в том, что, как показал А. Б. Северный [17] и, особенно в областях больших полей, имеет место вращение плоскости поляризации. Поэтому использованные нами записи магнитных полей могут в какой-то мере отличаться от истинных.

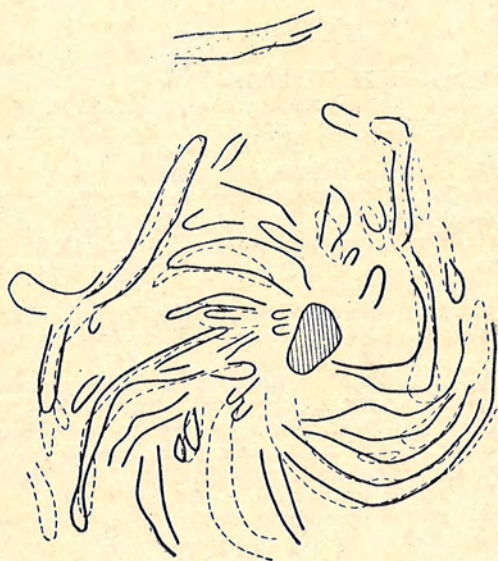
Другая причина, приводящая к некоторому различию в ориентации магнитного поля и тонкой структуры, может быть связана с тем, что записи полей велись некоторое время спустя после съемки спектрогелиограмм. Поэтому возможно некоторое изменение ориентации поля со временем [17]. Здесь нужны дополнительные исследования.



Фиг. 10. Зарисовки тонкой структуры хромосферы активной области за 26.VI 1962 г.
Сплошные линии — центр H_{α} , пунктирные $\Delta\lambda = 0,45 \text{ \AA}$.
Интервал между спектрогелиограммами $\Delta t = 21^m$

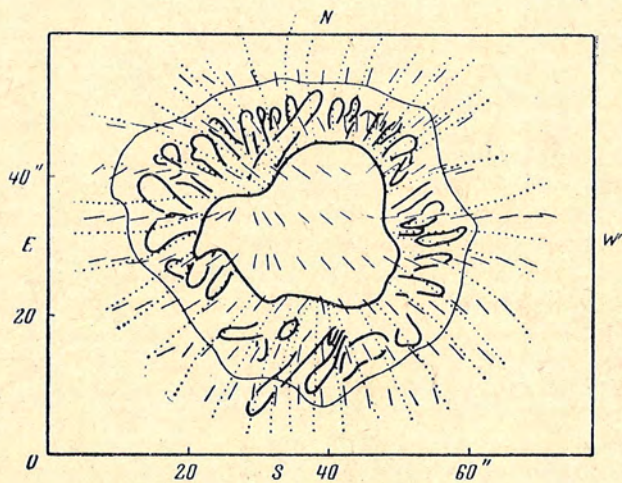


Фиг. 11. Зарисовки тонкой структуры активной области за 26.VI 1962 г.
Сплошные линии — центр H_{α} , пунктирные — $\Delta\lambda = 0,59 \text{ \AA}$; $\Delta t = 28^m$



Фиг. 12. Зарисовки тонкой структуры активной области за 13.VII 1962 г.

Сплошные линии — центр H_{α} , пунктирные — $\Delta\lambda = 0,30\text{\AA}$;
 $\Delta t = 9^m$



Фиг. 13. Схема азимутов вектора H в картинной плоскости и тонкой структуры полутени в интегральном свете за 7.IX 1962 г., $t_1 = 8^h 51^m$

Обозначения те же, что на фиг. 2

В заключении автор выражает глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному и С. И. Гопасюку за полезное обсуждение работы.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. F. Hale. *Astrophys. J.*, **71**, 73, 1930.
 2. D'Azambuja. *Ann. Obs. Paris-Meudon*, **8**, 44, 1930.
 3. К. О. Кипенхойер. Солнечная активность. Сб. «Солнце», под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957.
 4. А. Б. Северный. *Астрон. ж.*, **39**, 961, 1962.
 5. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **20**, 52, 1958.
 6. J. L. Leger. *Ann. d'Astrophys.*, **25**, N° 3, 127, 1962.
 7. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **15**, 31, 1957.
 8. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **28**, 166, 1962.
 9. К. де Ягер. *Строение и динамика атмосферы Солнца*. ИЛ, 1962.
 10. В. Е. Степанов и С. И. Гопасюк. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **28**, 194, 1962.
 11. Г. В. Куклин и В. Е. Степанов. *Солнечные данные*, № 1, 1963.
 12. Э. Р. Мустель. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **13**, 96, 1955.
 13. Э. Р. Мустель и Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **22**, 75, 1960.
 14. A. B. Severny. *V. V. V. Observatory*, **78**, N° 902, 33, 1958.
 15. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **28**, 174, 1962.
 16. Т. Т. Цап. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, **28**, 246, 1962.
 17. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, *Наст. том*, стр. 126.
-

НОВОЕ В СХЕМЕ МАГНИТОГРАФА КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ АН СССР

Н. С. Никулин

Описана электронная схема, позволяющая использовать магнитограф для измерения как продольной, так и поперечной составляющих магнитного поля на поверхности Солнца.

Чтобы исключить возможность нарушения симметрии входных цепей магнитографа из-за дрейфа нуля дифференциальных катодных повторителей [3], последние из схемы исключены.

Упрощен процесс настройки магнитографа, так как отпала необходимость балансирования дифференциальных катодных повторителей, а балансирование анодных токов фотоумножителей производится с помощью полуавтомата.

В схему магнитографа введен автоматический компенсатор изменения яркости. При изменении интенсивности светового потока в 10 раз масштаб записи магнитных полей остается неизменным.

Прибор позволяет одновременно регистрировать продольную или поперечную составляющую магнитного поля на поверхности Солнца, лучевые скорости и интенсивность светового потока либо в свете спектральной линии (в ядре), либо в непрерывном спектре.

NEW DETAILS IN THE SCHEME OF THE MAGNETOGRAPH OF THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by *N. S. Nikulin*.— A description is given of the electronic scheme which permits to use the magnetograph for measurements of the longitudinal as well as the transversal components of the solar magnetic field.

The differential cathode repeaters [3] have been excluded from the scheme, so as to exclude the possibility of departure from symmetry of the magnetograph input due to the drift of their zero-point. The process of adjustment of the magnetograph is simplified, as now it is not necessary to balance the differential cathode repeaters and the anode currents of the photomultipliers are balanced semiautomatically.

An automatic compensator of brightness variations has been introduced into the scheme. The scale of magnetic field recordings does not change at intensity variations of the light flux up to a factor of ten.

The device permits simultaneous registration of the longitudinal or transversal component, radial velocities and the intensity of the light flux either in a spectral line (in the umbra) or in the continuous spectrum.

Необходимость переработки схемы магнитографа была вызвана тем, что в 1958 г. была поставлена задача регистрировать не только продольную, но и поперечную составляющие магнитного поля на поверхности Солнца. Метод измерения поперечной составляющей и ее направления описан в [1] и [2].

При измерении продольного поля через выходные щели спектрографа проходят пучки света от середины крыльев линии, чувствительной к зееман-эффекту. Эти пучки промодулированы в противофазе. По нагрузочным сопротивлениям фотоумножителей [3] протекают переменные составляющие анодных токов, находящиеся также в противофазе. Напряжения, снимаемые с этих сопротивлений, подаются на вычитающий блок, с выхода которого снимается сигнал с амплитудой, равной сумме амплитуд этих напряжений.

Свет, эллиптически поляризованный зеркалами питающей оптики вызывает появление синфазных переменных составляющих в анодных токах фотоумножителей. Эти составляющие взаимно компенсируются в вычитающем блоке. Но это справедливо лишь в том случае, если чувствительность фотоумножителей одинакова.

Разбалансирование анодных токов фотоумножителей может привести к регистрации ложного сигнала, вследствие того что эллиптическая поляризация света зеркалами питающей оптики оказывается скомпенсированной лишь частично.

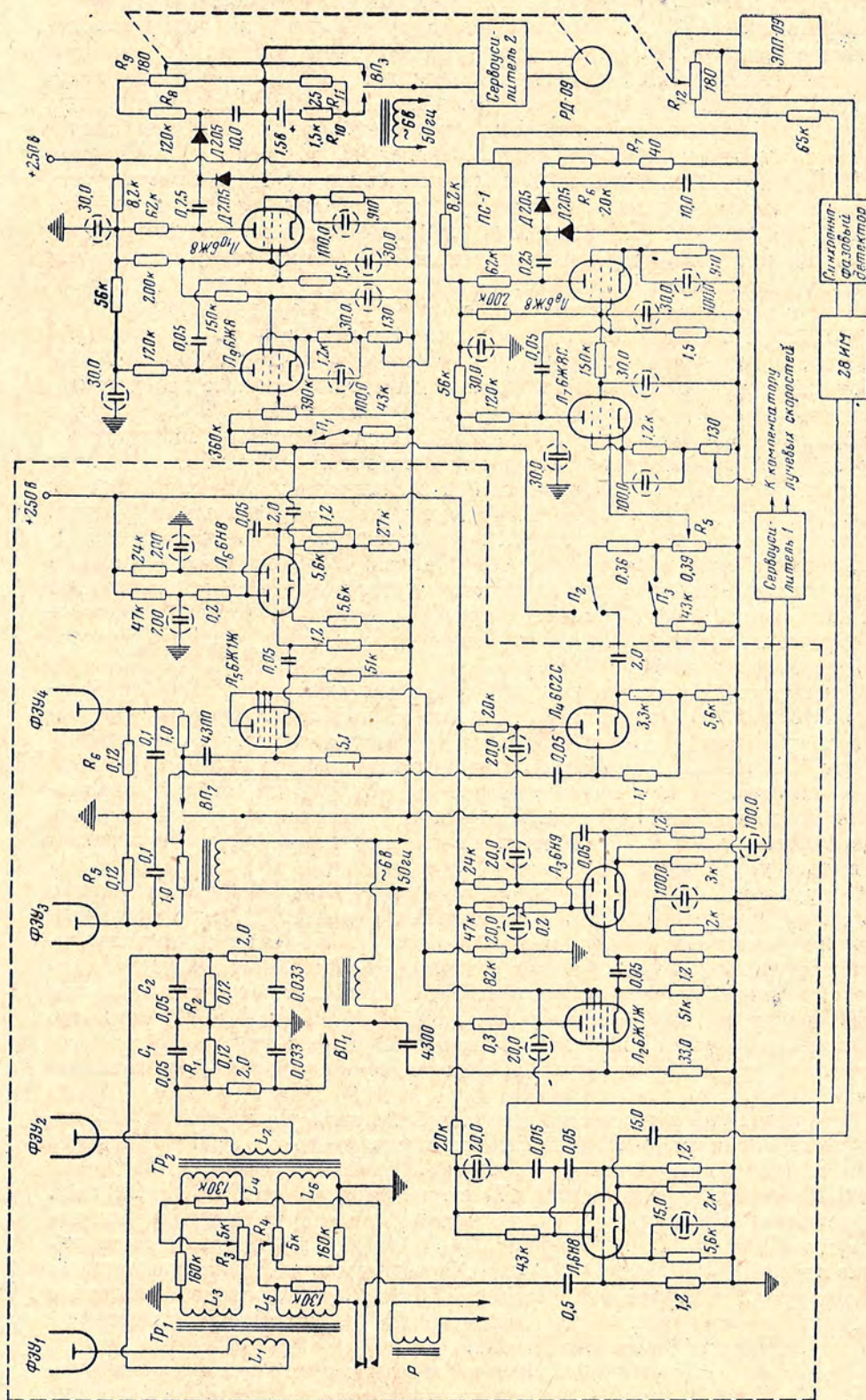
Дрейф нуля компенсатора лучевых скоростей также является следствием разбалансирования анодных токов фотоумножителей. Полностью избавиться от разбалансирования можно только в том случае, если вместо двух фотоумножителей использовать один, как это и сделано в Пулковской обсерватории [4], но в этом случае повышение стабильности работы магнитографа достигается за счет значительного понижения его чувствительности. Чтобы сохранить высокую чувствительность магнитографа, приходится использовать схему с двумя фотоумножителями, но при этом необходимо принять все меры, позволяющие уменьшить возможность разбалансирования их анодных токов [3].

В схеме магнитографа, работавшего в Крымской астрофизической обсерватории до 1961 г. [3], напряжение с нагрузочных сопротивлений в анодных цепях фотоумножителей подводилось к вычитающим блокам через дифференциальные катодные повторители. Дрейф нуля дифференциальных катодных повторителей приводит к точно таким же результатам, как и разбалансирование анодных токов фотоумножителей. Для повышения стабильности работы схемы входных цепей магнитографа и компенсатора лучевых скоростей были переработаны. Дифференциальные катодные повторители из схемы исключены, а разность (или сумма в случае измерения поперечного поля) как переменных, так и постоянных составляющих получается непосредственно из анодных токов фотоумножителей.

Магнитограф. Для измерения магнитных полей на поверхности Солнца в схеме магнитографа (фиг. 1) используются фотоумножители фирмы ЕМІ типа 6256 В [3] (ФЭУ₁ и ФЭУ₂). Нагрузками в анодных цепях фотоумножителей являются первичные обмотки L_1 и L_2 трансформаторов Tr_1 и Tr_2 и включенные последовательно с ними сопротивления R_1 и R_2 , шунтированные конденсаторами C_1 и C_2 . Трансформаторы намотаны на сердечниках, набранных из мопермалловых пластин с высокой магнитной проницаемостью. Это позволило получить большое полное сопротивление обмоток на частоте 130 гц. Полное входное сопротивление схемы по переменному току (около 70 к) определяется в основном величинами сопротивлений, шунтирующих вторичные обмотки трансформаторов. Переменные сопротивления R_3 и R_4 служат для симметрирования схемы в период отлаживания. При помощи реле P на вход предварительного усилителя (L_1) подается либо разность напряжений, снимаемых с обмоток L_5 , L_6 , включенных навстречу (при измерении продольных полей), либо сумма напряжений, снимаемых с обмоток L_3 , L_4 , включенных последовательно (при измерении поперечных полей). Коэффициент усиления предварительного усилителя около 10. Амплитудная характеристика линейна до $U_{\text{вых}} = 1,5$ в.

С выхода предварительного усилителя сигнал поступает на вход усилителя 28ИМ и затем на синхронно-фазовый детектор. Эти узлы оставлены почти без изменения [3].

Компенсатор лучевых скоростей. Постоянные составляющие анодных токов фотоумножителей ФЭУ₁ и ФЭУ₂ протекают через сопротивления R_1 и R_2 (переменные составляющие шунтируются конденсаторами C_1 и C_2). Напряжения, падающие на сопротивлениях R_1



Фиг. 1. Схема магнитографа с автоматическим компенсатором изменения интенсивности светового потока, компенсатора лучевых скоростей и регистратора интенсивности светового потока. Часть схемы, обведенная пунктиром, собрана в виде отдельного блока

и R_2 , через развязывающие цепочки подаются на контакты вибрационного преобразователя $ВП_1$. С вибрационного преобразователя снимается переменное напряжение, амплитуда которого пропорциональна разности напряжений, падающих на сопротивлениях R_1 и R_2 , а фаза сдвигается на 180° при перемене знака этой разности. Это напряжение подается на вход усилителя с высоким входным сопротивлением L_2, L_3 . Затем следует сервоусилитель I , приводящий в действие реверсивный двигатель ЭПП-09, который при помощи сельсинной связи вращает плоскопараллельную пластинку компенсатора лучевых скоростей. Электронный потенциометр ЭПП-09, работающий в следящей системе компенсатора лучевых скоростей, одновременно является и регистратором угла поворота плоскопараллельной пластинки.

Регистратор интенсивности светового потока в свете спектральной линии и в непрерывном спектре. Кроме двух фотоумножителей $ФЭУ_1$ и $ФЭУ_2$, работающих непосредственно в схеме магнитографа, в приборе установлены еще два фотоумножителя фирмы ЕМ1 типа 9502 В ($ФЭУ_3$ и $ФЭУ_4$). Фотоумножитель $ФЭУ_3$ установлен за выходной щелью спектрографа [3]; он используется для регистрации остаточной интенсивности в ядре спектральной линии, чувствительной к зееман-эффекту, крылья которой использованы для измерения магнитных полей на поверхности Солнца. Фотоумножитель $ФЭУ_4$ установлен в непрерывном спектре. Напряжения, снимаемые с нагрузочных сопротивлений, включенных в анодные цепи фотоумножителей, преобразуются в переменные напряжения при помощи одного вибрационного преобразователя $ВП_2$ (вибрационные преобразователи $ВП_1, ВП_2$ и $ВП_3$ применены стандартные от электронного потенциометра ЭППВ-51).

С контакта вибрационного преобразователя, связанного с анодом фотоумножителя $ФЭУ_3$, напряжение подается на управляющую сетку катодного повторителя L_4 . Амплитудная характеристика этого каскада такова, что при любых возможных значениях интенсивности светового потока, падающего на катод фотоумножителя $ФЭУ_3$ (ядро линии), ограничения сигнала не наблюдается. Напряжение, снимаемое с сопротивления в цепи катода лампы L_4 , подается на переключатель $П_2$, установленный на пульте управления магнитографа.

С другого контакта вибрационного преобразователя, связанного с анодом фотоумножителя $ФЭУ_4$, напряжение подается на вход предварительного усилителя, собранного на лампах L_5, L_6 . Амплитудная характеристика этого усилителя также остается линейной при любых возможных значениях интенсивности светового потока, падающего на катод фотоумножителя $ФЭУ_4$ (непрерывный спектр). Напряжение, снимаемое с выхода этого усилителя, подается также на переключатель $П_2$, и, кроме того, на вход усилителя L_9, L_{10} , о назначении которого будет сказано ниже.

Переключатель $П_2$ позволяет подавать на вход усилителя L_7, L_8 напряжение, пропорциональное интенсивности светового потока либо в свете спектральной линии, либо в непрерывном спектре.

При помощи переключателя $П_3$ сигнал можно ослабить в 100 раз, а переменное сопротивление R_5 необходимо для плавной регулировки амплитуды этого сигнала. Усилитель L_7, L_8 собран по схеме, аналогичной схеме лампового вольтметра ЛВ-9. На выходе усилителя включен диодный выпрямитель, нагруженный делителем R_6, R_7 , напряжение с которого подается на электронный потенциометр ПС-1, являющийся регистратором интенсивности светового потока.

Автоматический компенсатор изменения яркости. На магнитографе, конструкция которого описана в [3], кроме напряженности магнитного поля и лучевых скоростей регистрировалась

также остаточная интенсивность в ядре линии. Это позволяло при построении карт магнитных полей на поверхности Солнца учитывать изменение яркости и вводить соответствующую поправку, но эта операция требовала много времени на обработку записей. В 1961 г. в магнитограф вмонтирован прибор, который следит за изменением интенсивности светового потока в непрерывном спектре и вводит соответствующую поправку автоматически.

Ранее уже говорилось, что напряжение, снимаемое с выхода предварительного усилителя L_5, L_6 , амплитуда которого пропорциональна интенсивности светового потока в непрерывном спектре, подается на вход усилителя L_9, L_{10} (схема точно такая же, как и у усилителя L_7, L_8). Диодный выпрямитель, включенный на выходе усилителя, нагружен делителем, состоящим из сопротивления R_8 и реохорда R_9 . На реохорде падает напряжение U_0 , значение которого пропорционально интенсивности светового потока в непрерывном спектре I .

$$U_0 = K_0 I, \quad (1)$$

где K (как и K_1, K_2, K_3 в последующих выражениях) — коэффициент пропорциональности. Напряжение, снимаемое с движка реохорда U_1 , пропорционально U_0 и углу поворота оси реохорда α

$$U_1 = K_1 U_0 \alpha = K_1 K_0 I \alpha. \quad (2)$$

Это напряжение подводится к контакту вибрационного преобразователя $ВП_3$. К другому контакту подводится опорное напряжение U_B , снимаемое с делителя R_{10}, R_{11} . Напряжение на этот делитель подается от гальванического элемента.

Переменное напряжение, снимаемое с вибрационного преобразователя, подается на вход сервоусилителя 2. Амплитуда этого напряжения пропорциональна разности напряжений, снимаемых с движка реохорда R_9 и с делителя R_{10}, R_{11} . На выходе сервоусилителя включен реверсивный двигатель РД-09, ось которого связана с осью реохорда R_9 . Следящая система стремится к тому, чтобы амплитуда переменного напряжения, снимаемого с вибрационного преобразователя, равнялась нулю

$$U_B - U_1 = U_B - K_1 K_0 I \alpha = 0, \quad (3)$$

и поэтому

$$\alpha = \frac{U_B}{K_1 K_0} \frac{1}{I}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что угол поворота вала двигателя РД-09 обратно пропорционален интенсивности светового потока в непрерывном спектре.

Кроме движка реохорда R_9 с осью двигателя РД-09 связан также и движок реохорда R_{12} . На реохорд R_{12} подается напряжение U_2 , снимаемое с выхода синхронно-фазового детектора магнитографа, величина которого пропорциональна IH

$$U_2 = K_2 IH, \quad (5)$$

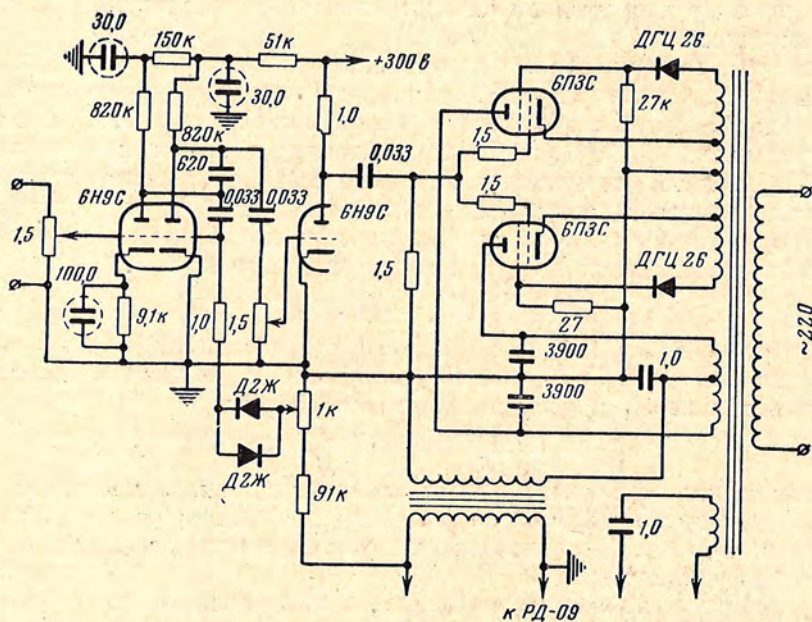
где H — составляющая продольного (или поперечного) поля. Напряжение U_3 , снимаемое с движка реохорда R_{12} , пропорционально U_2 и α

$$U_3 = K_3 U_2 \alpha = \frac{K_2 K_3 U_B}{K_0 K_1} H. \quad (6)$$

Это напряжение, пропорциональное H и не зависящее от изменения I , подается на регистрирующий прибор ЭПП-09. При изменении интенсивности светового потока в 10 раз масштаб записи остается неизменным.

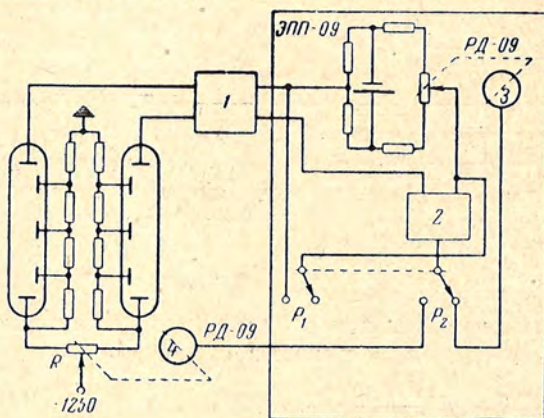
Схемы сервоусилителей [5], работающих в следящих системах компенсатора лучевых скоростей I и автоматического компенсатора изменения яркости 2 совершенно аналогичны фиг. 2.

Полуавтоматическая балансировка фотомножителей. Схема, с помощью которой осуществляется полуавтоматическая балансировка анодных токов фотомножителей, приведена на фиг. 3. Если перед электронно-оптическим анализатором круговой поляризации света установлена насадка (поляроид + $\frac{1}{4}$ λ -пластинка),



Фиг. 2. Схема сервоусилителей компенсатора лучевых скоростей и компенсатора изменения интенсивности светового потока

то световые потоки, падающие на катоды фотомножителей, оказываются полностью и синфазно промодулированными. Для балансирования фотомножителей на выходную щель спектрографа необходимо установить непрерывный спектр, а электронный тракт схемы магнитографа (1) должен работать в режиме измерения продольной составляющей магнитного поля (переменные составляющие анодных токов фотомножителей вычитаются).



Фиг. 3. Схема полуавтоматической балансировки анодных токов фотомножителей, работающих в схеме магнитографа

На пульте управления магнитографа установлена кнопка (на схеме не показана), при нажатии которой срабатывают реле P_1 — P_2 . Контакты P_1 замыкают накоротко измерительную схему ЭПП-09, при этом напряжение с выхода синхронно-фазового детектора магнитографа 1 подается непосредственно на вибрационный преобразователь, включенный на входе сервоусилителя

ЭПП-09 2. При помощи контактов P_2 к выходу сервоусилителя 2 вместо двигателя 3 подключается двигатель 4, ось которого связана с осью переменного сопротивления R .

Следящая система устанавливает движок переменного сопротивления в такое положение, чтобы разность переменных составляющих анодных токов фотоумножителей равнялась нулю. При этом на экране осциллографа, с помощью которого настраивается магнитограф, появляется характерная картина распределения шумов фотоумножителей в виде узлов и пучностей. После этого кнопка балансировки отпускается, реле P_1 включает измерительную схему ЭПП-09, а реле P_2 подключает к выходу сервоусилителя 2 двигатель 3, установленный в ЭПП-09. Затем остается установить на выходную щель спектрографа линию, и прибор готов к работе.

В заключение выражаю благодарность А. Б. Северному за советы и помощь, оказанную при разработке и налаживании описанного прибора.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 28, 166, 1962.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs. Наст. том, стр. 126.
3. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 3, 1960.
4. Л. М. Котляр. Изв. ГАО, № 167, 95, 1961.
5. Д. Е. Полонников. Электронные усилители автоматических компенсаторов. Физматгиз. 1960, стр. 286.

ИЗМЕНЕНИЕ КОНФИГУРАЦИЙ И НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГРУППАХ ПЯТЕН СО СЛАБЫМИ ВСПЫШКАМИ

Н. В. Годовников, М. Б. Огирь, Е. Ф. Шапошникова

В [1] было показано, что в результате мощных вспышек происходят резкие изменения в конфигурациях групп пятен и в их магнитных полях. В настоящей работе, являющейся продолжением [1], изучено развитие групп пятен, внутри которых происходили только слабые вспышки с баллами не выше $1+$.

Рассмотрены материалы по солнечным пятнам и их магнитным полям за время с июля 1957 г. до января 1962 г.

В большинстве случаев группы с малыми вспышками не было обнаружено связи в поведении конфигураций и градиентов магнитного поля с появлением вспышек. Однако некоторые группы показывают ту же связь со вспышками, что была найдена в [1], но выражена она более слабо.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что выводы, полученные ранее в [1], характерны в основном для групп с мощными вспышками, но не являются результатом обычного развития групп пятен без вспышек или со слабыми вспышками.

VARIATIONS OF MAGNETIC FIELD STRENGTHS AND CONFIGURATIONS IN SPOT GROUPS WITH WEAK FLARES, by N. V. Godovnikov, M. B. Ogir and E. F. Shaposhnikova. — In [1] it was shown that sharp changes occur in the configurations and the magnetic fields of the spot groups as a result of strong flares. In the present paper, which is a continuation of [1], the development is studied of spot groups with only weak flares of importance not greater than $1+$.

Data on sunspots and their magnetic fields, obtained from July 1957 to January 1962, are examined.

In most cases of groups with weak flares no connection has been found between the behaviour of the configurations and magnetic field gradients and the appearance of flares. However some groups show the same connection with flares, that was detected in [1]. This connection is expressed less distinctly.

Therefore the present investigation shows that the conclusions obtained previously in [1] are characteristic in the main for groups with strong flares and are not a result of the usual development of spot groups without flares or with weak flares.

Введение

Настоящая работа является продолжением [1], где изучалась структура магнитных полей и ее изменения в области солнечных пятен в связи с наблюдавшимися там мощными вспышками. Рассматривались вспышки балла от 2 до $3+$ по международной классификации. Основные выводы, сделанные в [1], заключались в следующем:

1. При сильных вспышках происходит растяжение рассматриваемой конфигурации пятен, один из одноименных полюсов выталкивается, а ближайшие к месту возникновения вспышки разноименные полюсы слегка сближаются.

2. Градиенты магнитных полей вблизи нейтральных точек перед сильными вспышками превосходят $0,1$ гс/км (результаты лабораторного моделирования конфигурации магнитных полей, подобных наблюдаемым),

причем они тем больше, чем мощнее вспышка. После же вспышек величина градиента поля падает.

Однако в [1] оставался еще не выясненным вопрос о том, насколько обнаруженные изменения поля характерны именно для вспышек, нельзя ли приписать их проявлению нормального развития групп пятен. Поэтому возникла необходимость выяснить, какие изменения в конфигурациях магнитного поля происходят при небольших вспышках (баллов 1—, 1, 1+), каков характер изменений конфигураций групп пятен и градиентов магнитного поля ото дня ко дню. Для этого были использованы все имеющиеся в нашем распоряжении данные о пятнах и их полях за период с июля 1957 г. по декабрь 1961 г.

§ 1. Данные наблюдений

Выбор и изучение групп пятен с небольшими вспышками сопряжены с целым рядом трудностей. К их числу относится то, что такие группы в подавляющем большинстве случаев быстро разваливаются, меняют свои конфигурации, дробятся. Нам же было важно проследить развитие групп в течение целого ряда дней и суметь уверенно отождествить их основные полюсы ото дня ко дню. С этой целью была проведена большая работа по пересмотру всех групп пятен, наблюдавшихся с 1 июля 1957 г. до января 1962 г. В результате было найдено 10 мультиполярных групп с малыми вспышками и значительное число биполярных групп, из которых изучению подвергнуто 10. Из рассмотрения были полностью исключены группы пятен, наблюдавшиеся до начала МГГ, так как они не имели достаточных определений магнитных полей.

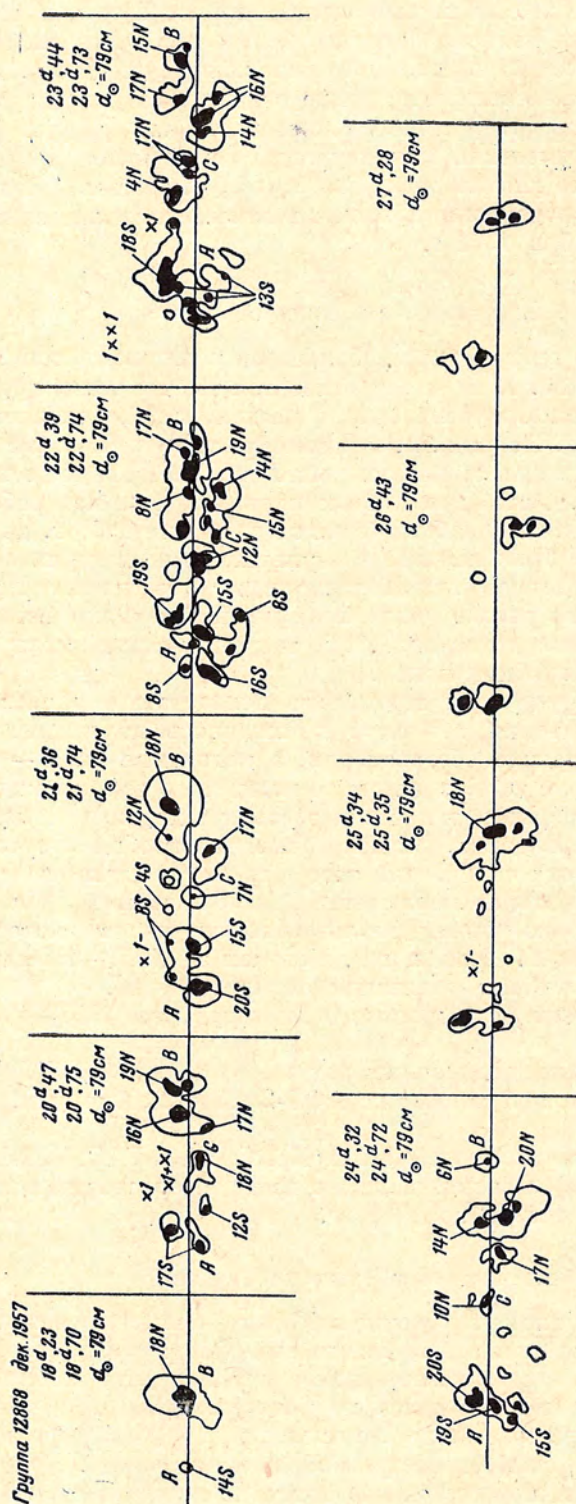
В случае каждой группы мы стремились пользоваться данными какой-либо одной обсерватории, но часто приходилось положение пятен брать по наблюдениям одной обсерватории, а магнитные поля — по наблюдениям другой. Кроме того, в данных о магнитных полях каждой обсерватории имелись перерывы, так что и здесь приходилось привлекать материалы других обсерваторий. За некоторые дни вообще отсутствовали сведения о магнитных полях для того или иного пятна, вследствие чего их приходилось брать по наблюдениям за ближайший день.

При выполнении работы были использованы следующие материалы:

1. Каталоги вспышек Е. Додсон и Р. Хедеман за 1957—1959 гг. [2].
2. Квартальные бюллетени солнечной активности [3].
3. Карты Солнца Фраунгоферовского института за 1957—1961 гг. [4].
4. Каталог магнитных полей солнечных пятен за время МГГ [5].
5. Фотогелиограммы, полученные на АФР-2 (Симеиз, Пиркули, Кисловодск).
6. Наблюдения магнитных полей пятен (КраО, ГАО, ГАС, ИЗМИРАН, Маунт-Вилсон, Потсдам), приславшиеся в нашу обсерваторию в порядке кооперации за период с 1957 по 1961 гг.

§ 2. Методика обработки наблюдений

По фотогелиограммам при увеличении в 10 раз делались эскизы каждой из рассматриваемых групп пятен за все те дни, когда группа изучалась. На эскизах (фиг. 1, вверху) указаны номер группы, дата наблюдения, момент определения положения пятен по фотогелиограммам (1-е число), момент измерения магнитного поля (2-е число; в случае совпадения этих моментов дается одно число), диаметр изображения Солнца. Косым крестом отмечено приближенное положение вспышек с указанием их балла. Горизонтальная линия, проходящая через все эскизы, — суточная параллель. В дни, когда группы пятен находились на лимбах или вблизи них,

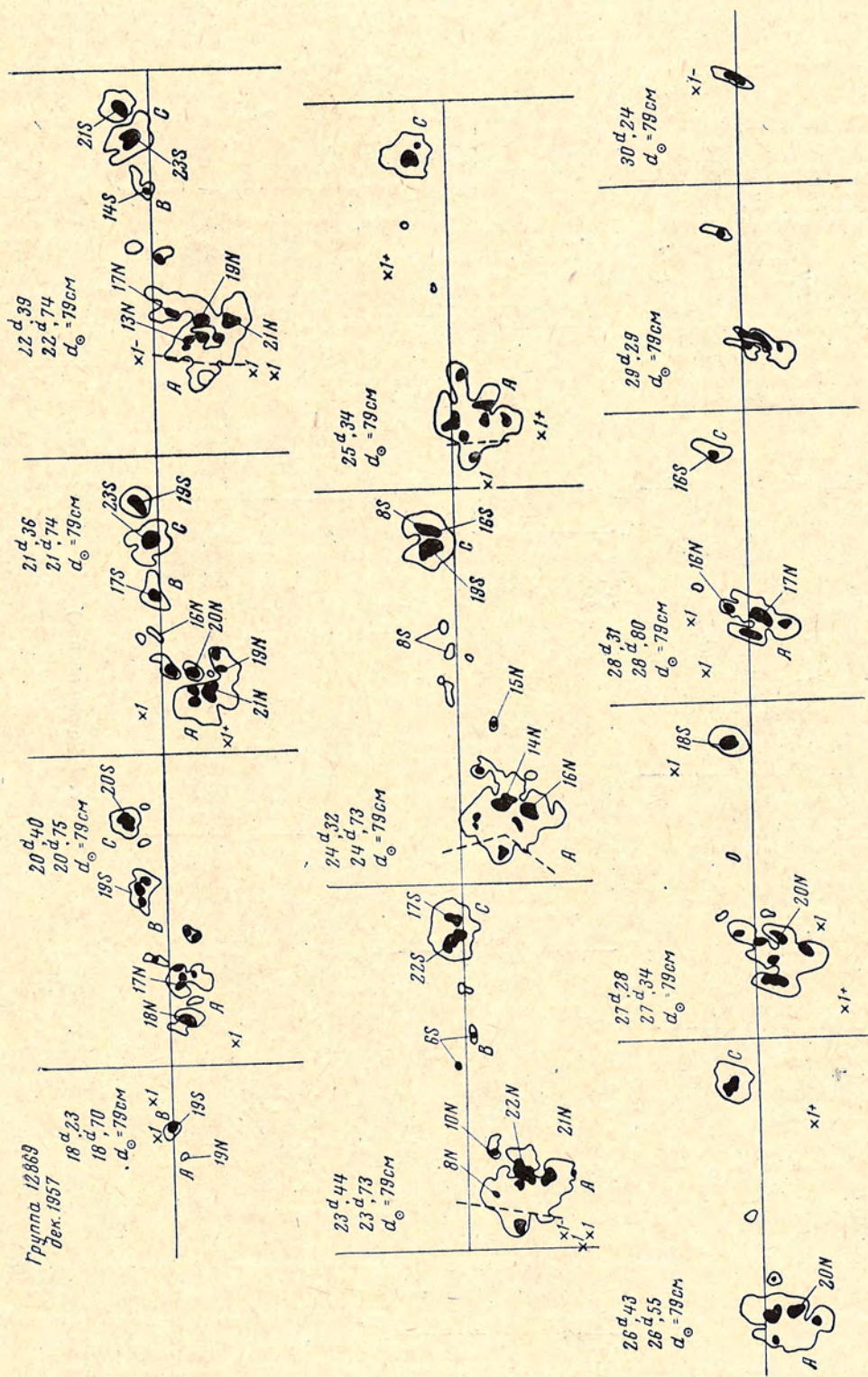


a

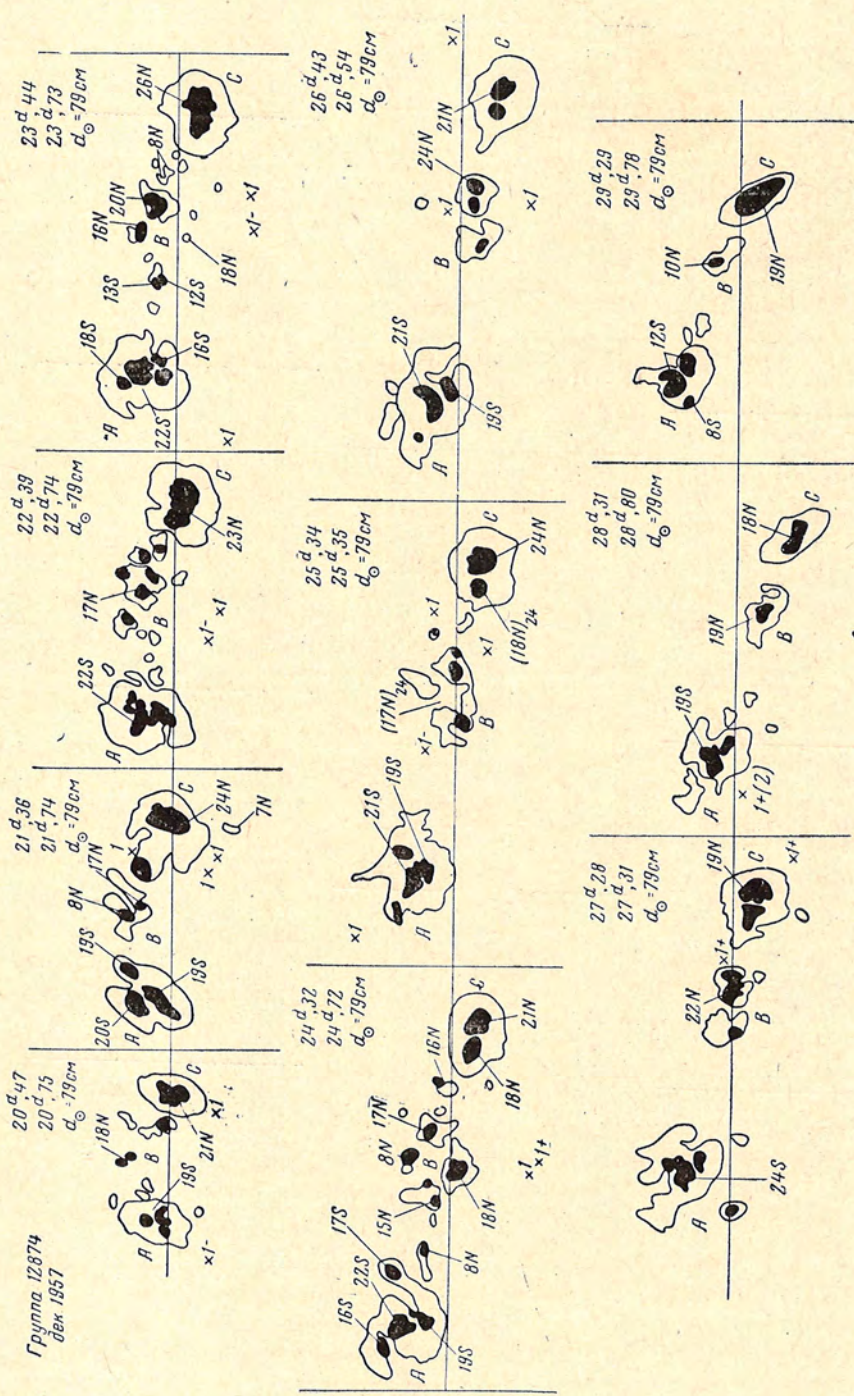
Фиг. 1. Эскизы групп пятен (продолжение см. на стр. 219—232)

В верхнем правом углу каждого эскиза дается момент определения положения пятен по фотогелиограммам и момент измерения магнитного поля (первое и второе числа соответственно; в случае совпадения этих моментов дается одно число). Ниже указан диаметр изображения Солнца. В скобки заключены данные о полях, взятые из наблюдений за соседние дни. Около скобок указана дата определения поля. Рядом с определением поля, взятым из наблюдений другой обсерватории, дано сокращенное название этой обсерватории. Горизонтальная линия, проходящая через все эскизы, — суточная параллель

Группа 12869
дек. 1957

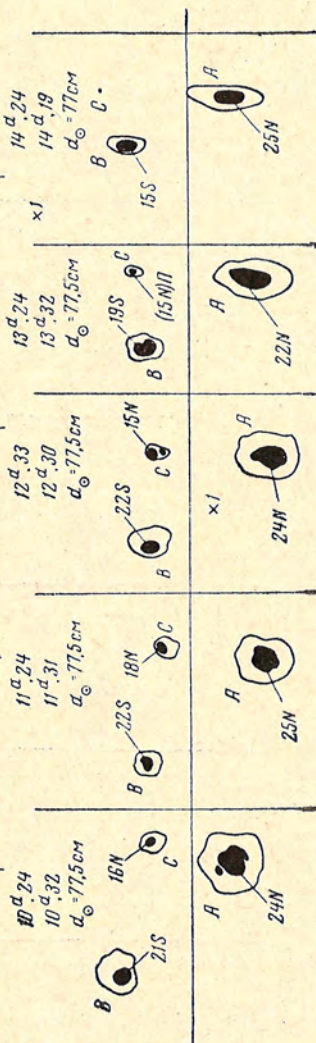
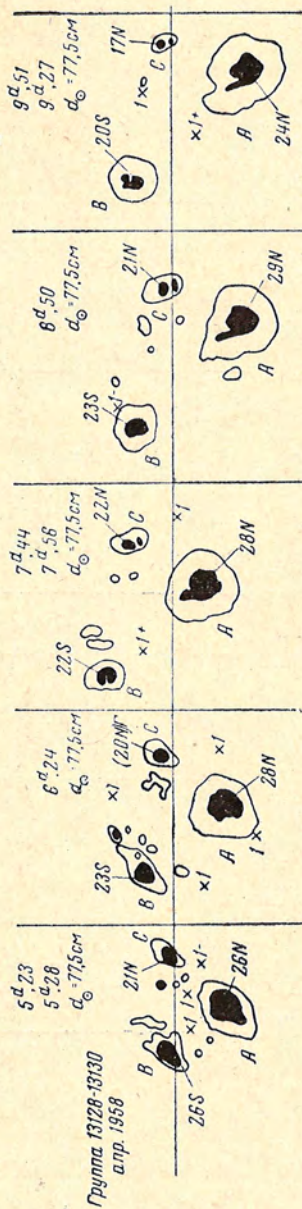
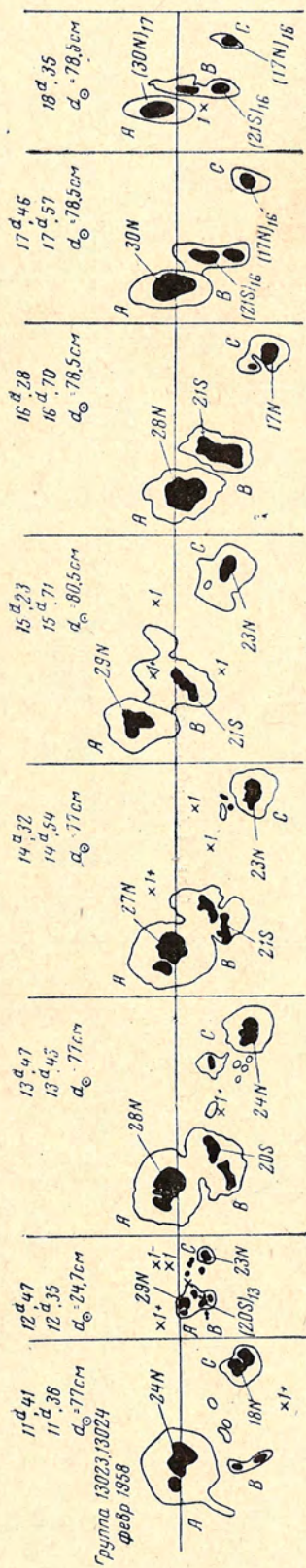


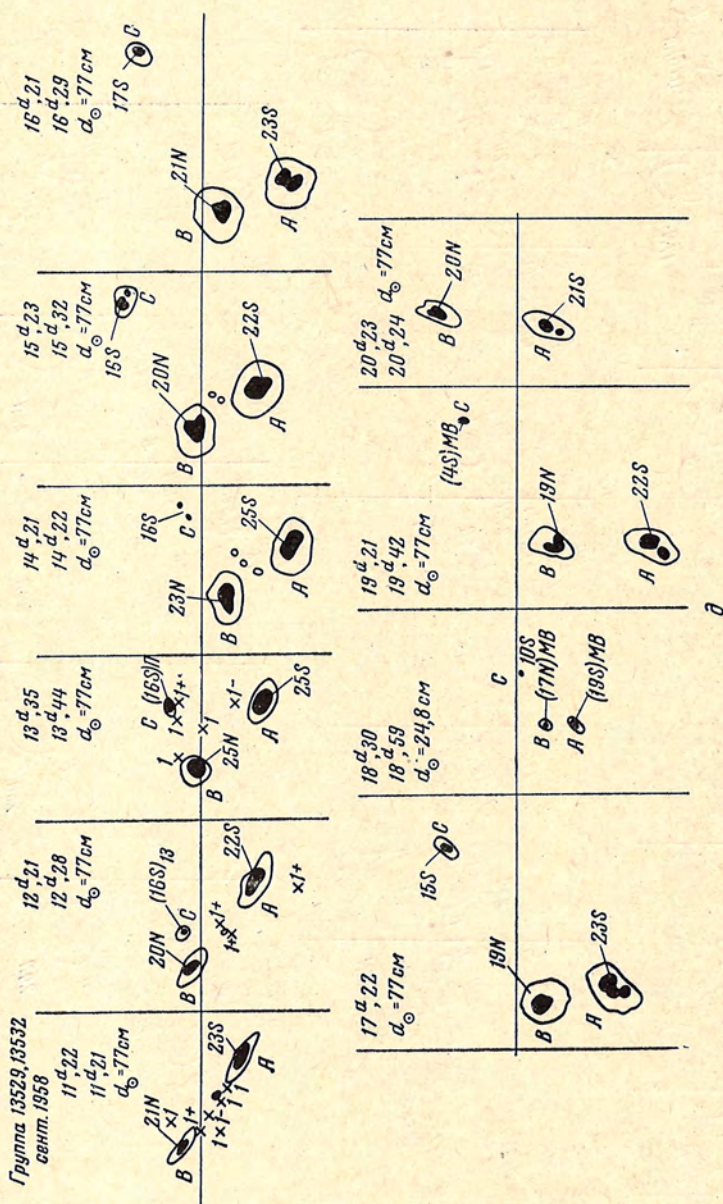
Фиг. 1 (продолжение)



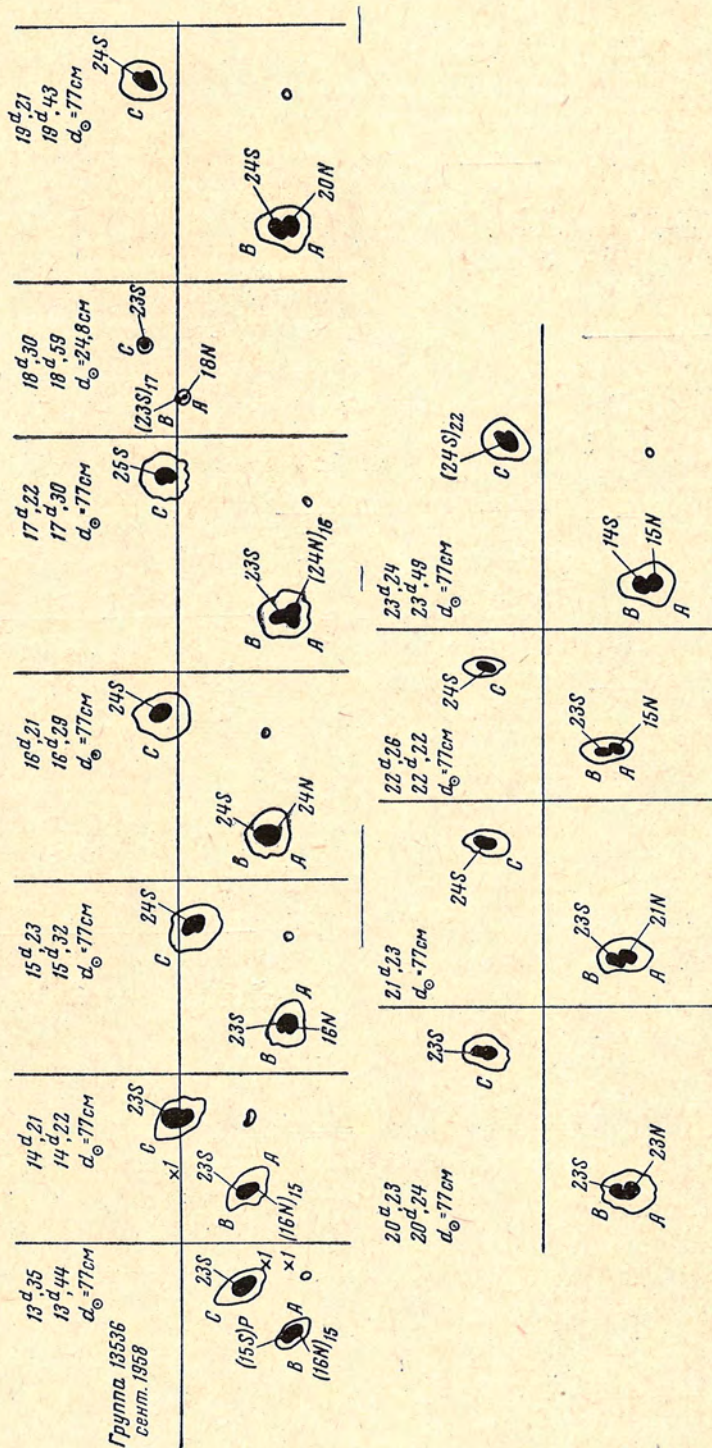
Фиг. 1 (продолжение)

в



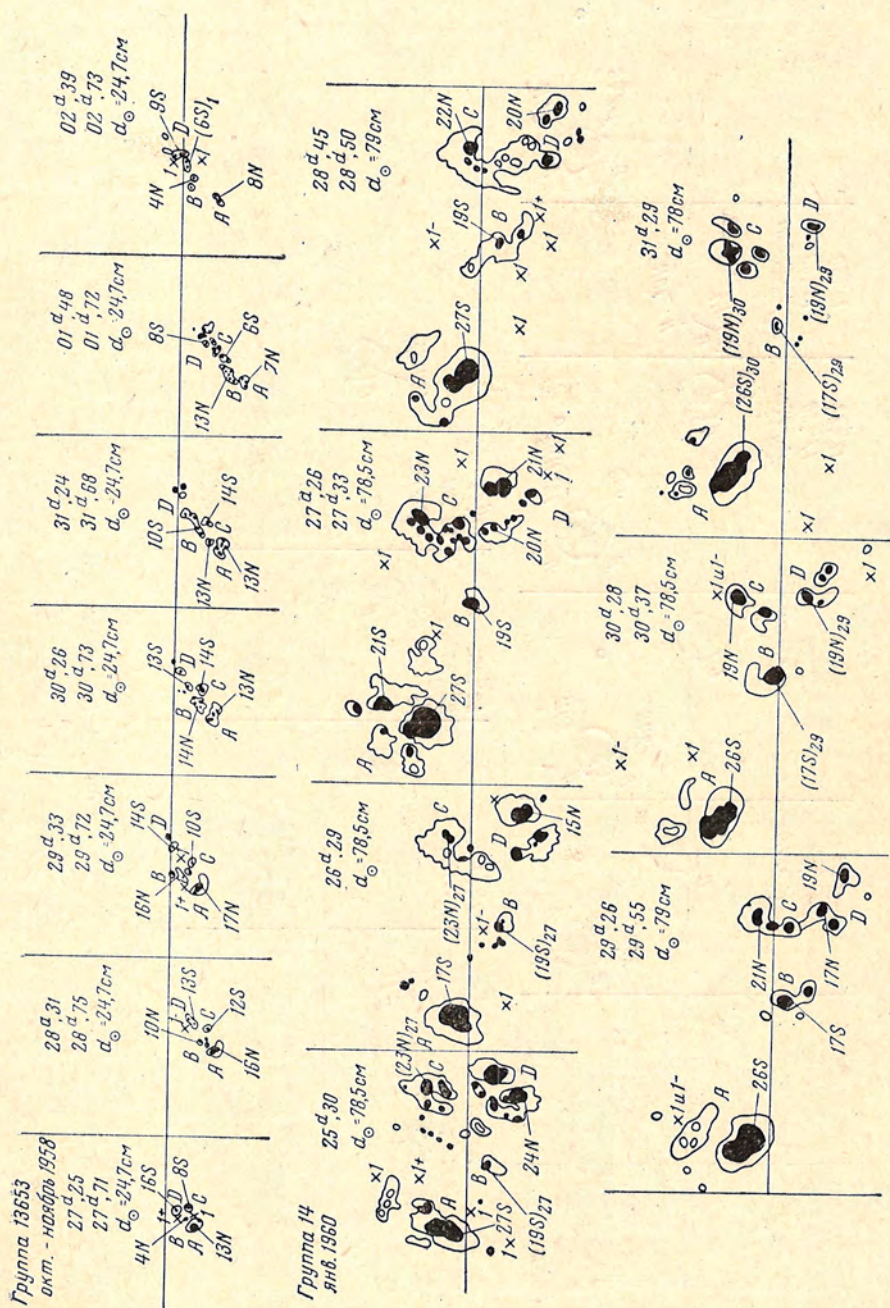


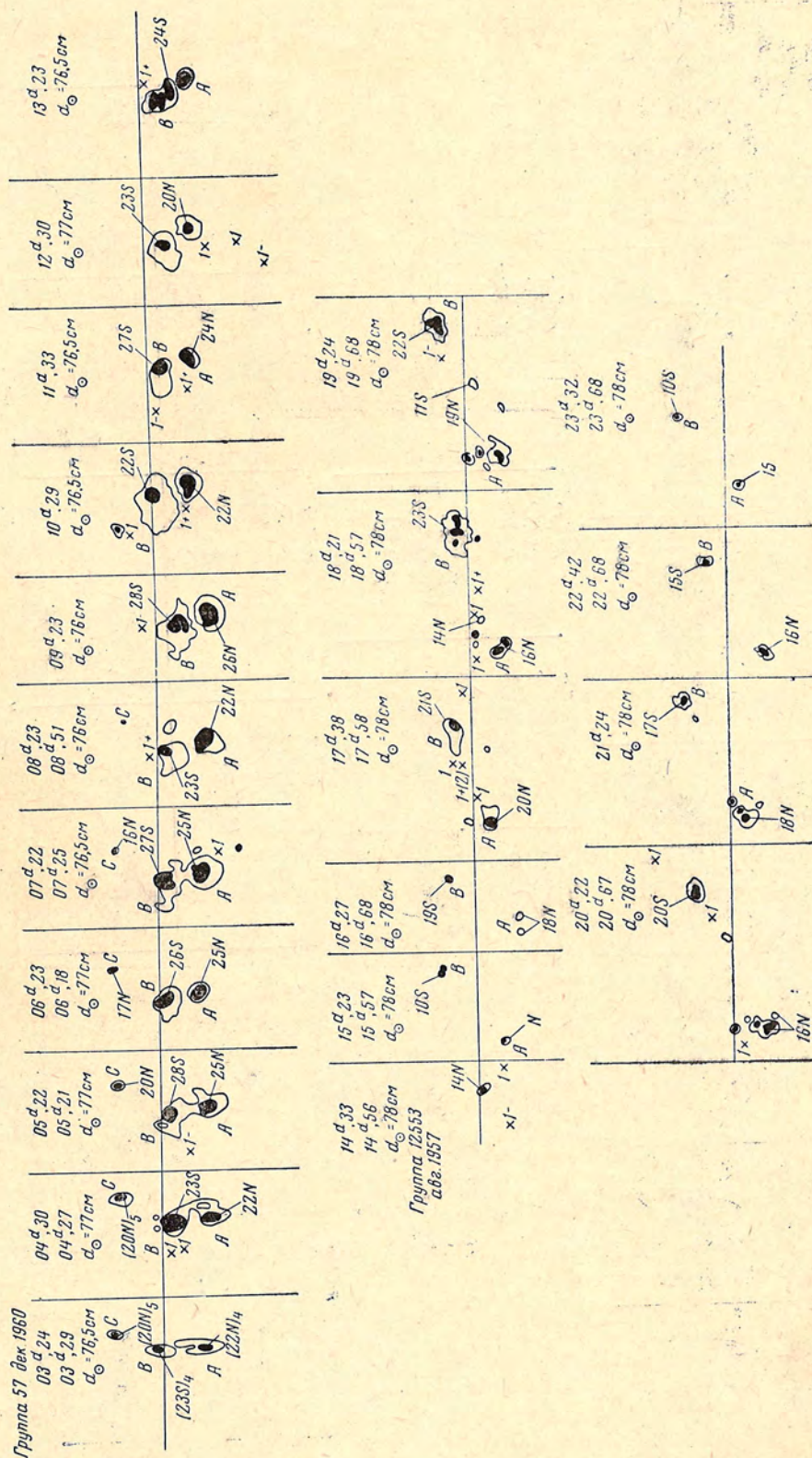
Фиг. 1 (продолжение)



с

Фиг. 1 (продолжение)





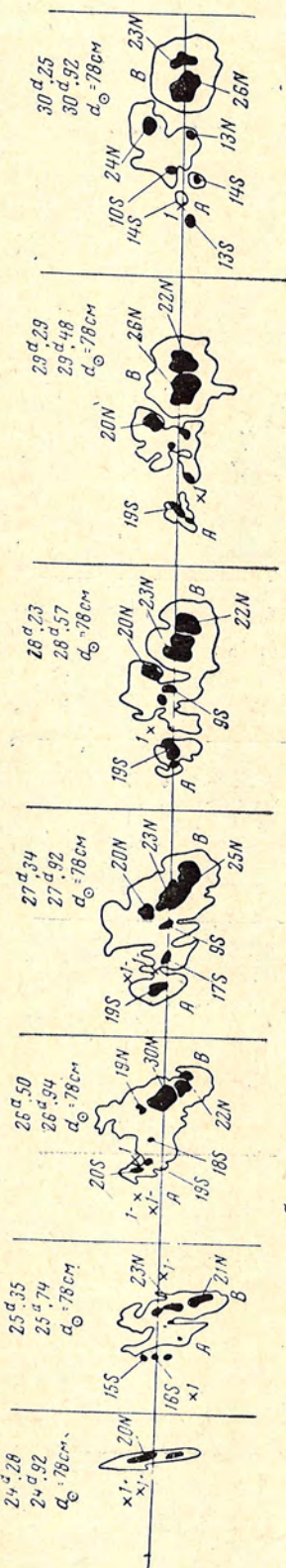
Группа 12548

сентябрь 1957

24.9.57

24.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$



01.9.57

01.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

02.9.57

02.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

03.9.57

03.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

04.9.57

04.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

05.9.57

05.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

06.9.57

06.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

07.9.57

07.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

08.9.57

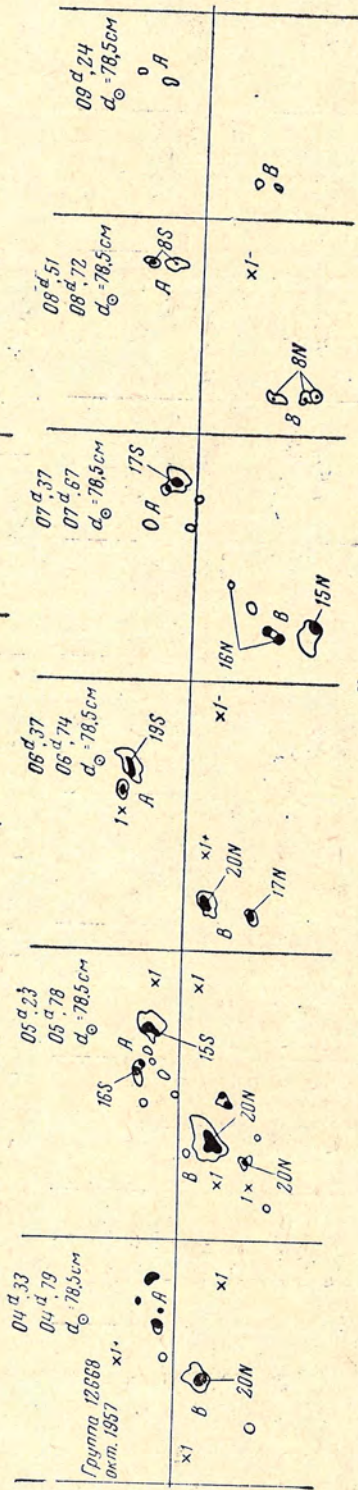
08.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

09.9.57

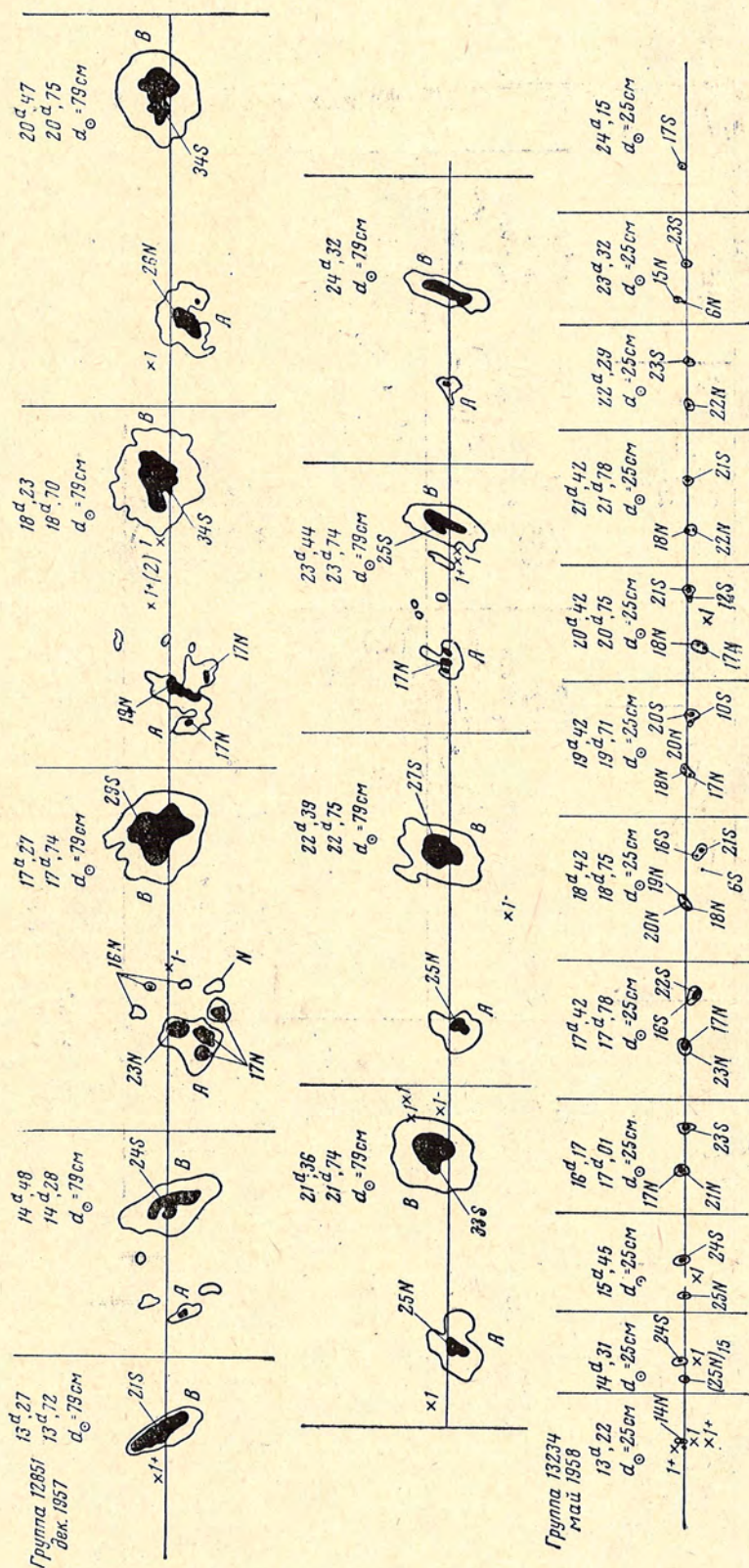
09.9.57

$d_0 = 78 \text{ см}$

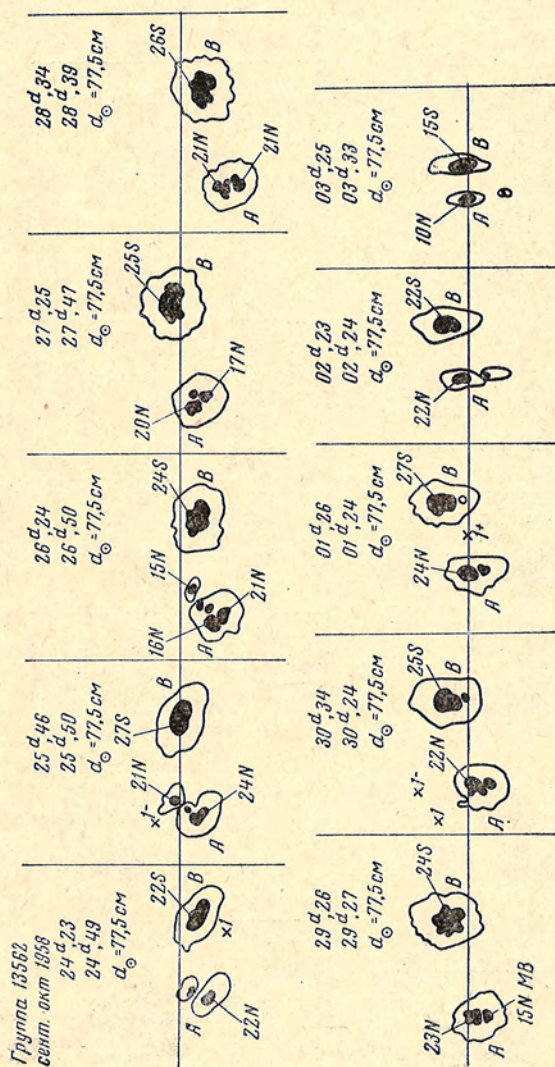


Фиг. 1 (продолжение)

11

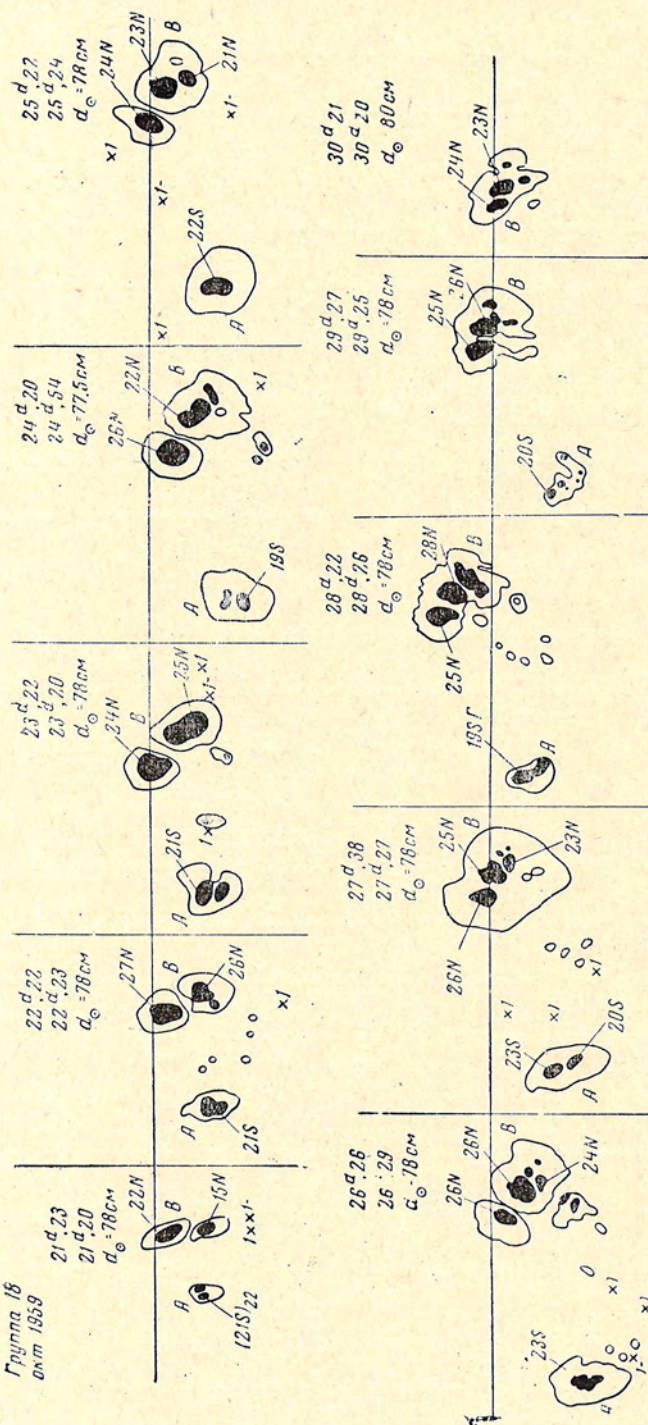


Фиг. 4 (продолжение)

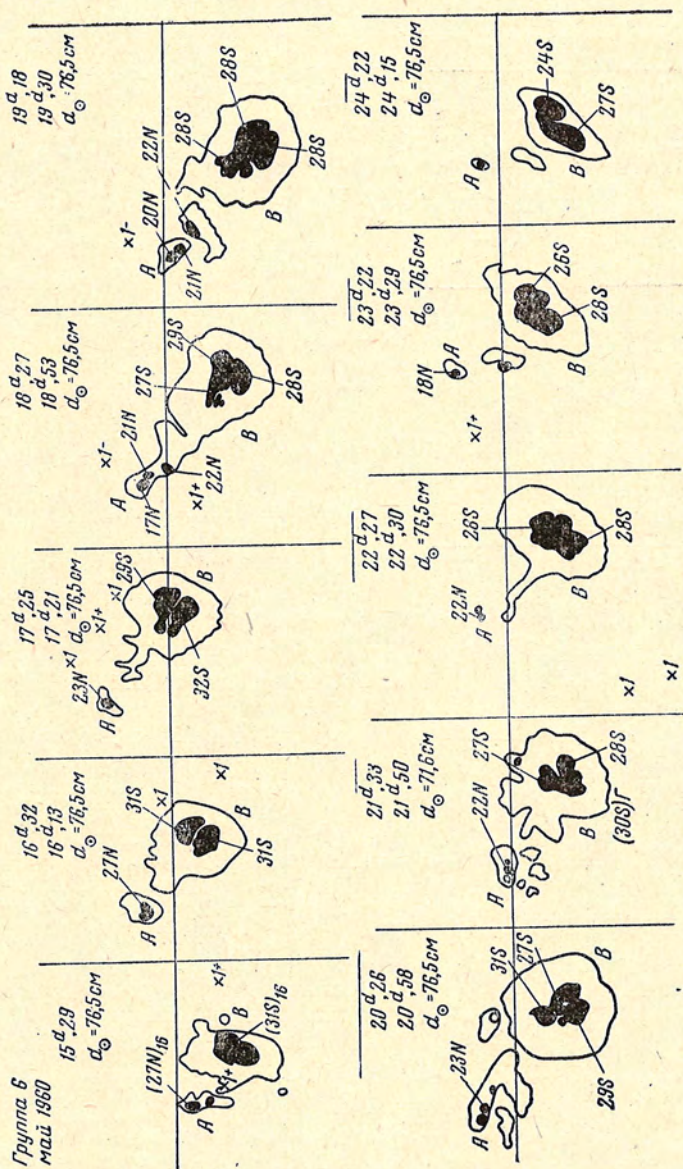


Фиг. 1 (продолжение)

Группа 18
окт 1958



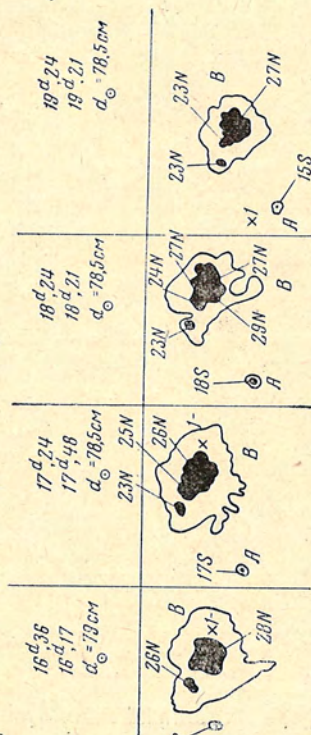
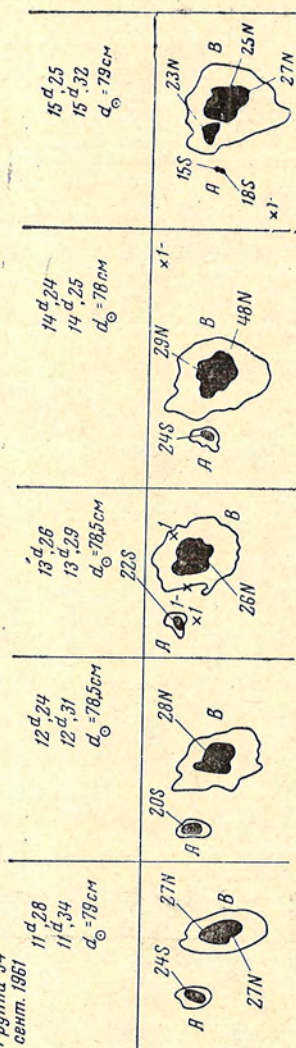
Фиг. 1 (продолжение)



Фиг. 1 (продолжение)

0

Группа 34
сент. 1961



Фиг. 1 (окончание)

зарисовки групп не даны из-за большой неуверенности. В эти же дни и по той же причине не определялись магнитные поля для указанных групп. Во все остальные дни видимости групп даны их подробные зарисовки с нанесением магнитных полей. Возле каждого пятна приведены полярность и напряженность магнитного поля. Данные о полях, взятые из наблюдений за соседние дни, заключены в скобки, около которых указано, когда сделано это определение. Иногда в данные о магнитных полях какой-либо одной обсерватории вносятся недостающие определения из наблюдений другой обсерватории. Около таких определений рядом ставится название обсерватории, давшей их. Названия обсерваторий даны сокращенно: Кр — Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР, Г — Главная астрономическая обсерватория АН СССР, К — Горная астрономическая станция ГАО АН СССР в Кисловодске, И — ИЗМИР АН СССР, МВ — Маунт-Вилсонская обсерватория, П — Потсдамская обсерватория. Нумерация групп, наблюдавшихся в течение МГГ, дана по системе обсерватории Маунт-Вилсон (пятизначные числа)*. С 1959 по 1961. г. группы пронумерованы по наблюдениям КрАО (однозначные и двузначные числа). Время дано всюду мировое.

Положение каждого пятна группы исправлялось за эффект проекции при помощи координатных сеток Солнца (аналогично тому, как это делалось в [1]). Площади пятен также исправлялись за сокращение согласно соотношению $s = s_0 \sec \theta$, где s_0 — неисправленная площадь пятна. Исправленные за перспективные сокращения конфигурации каждой группы дали возможность проследить, как происходило развитие групп и каков характер изменений их конфигураций ото дня ко дню. Для каждой группы пятен определялось относительное изменение расстояний $\frac{\Delta R}{R}$ между каждой парой пятен, где R — расстояние между пятнами, а затем выводилось среднее за все дни изучения группы.

В таблице 1 в столбцах 2 и 3 даны средние относительные изменения расстояний для разноименных полюсов: ближайших ($NS_{\min}$) и более отдаленных ($NS_{\max}$). В столбцах 4 и 5 даны средние изменения расстояний для одноименных полюсов (NN , SS). В последнем столбце таблицы даются средние относительные изменения расстояний для обоих полюсов биполярных групп (NS).

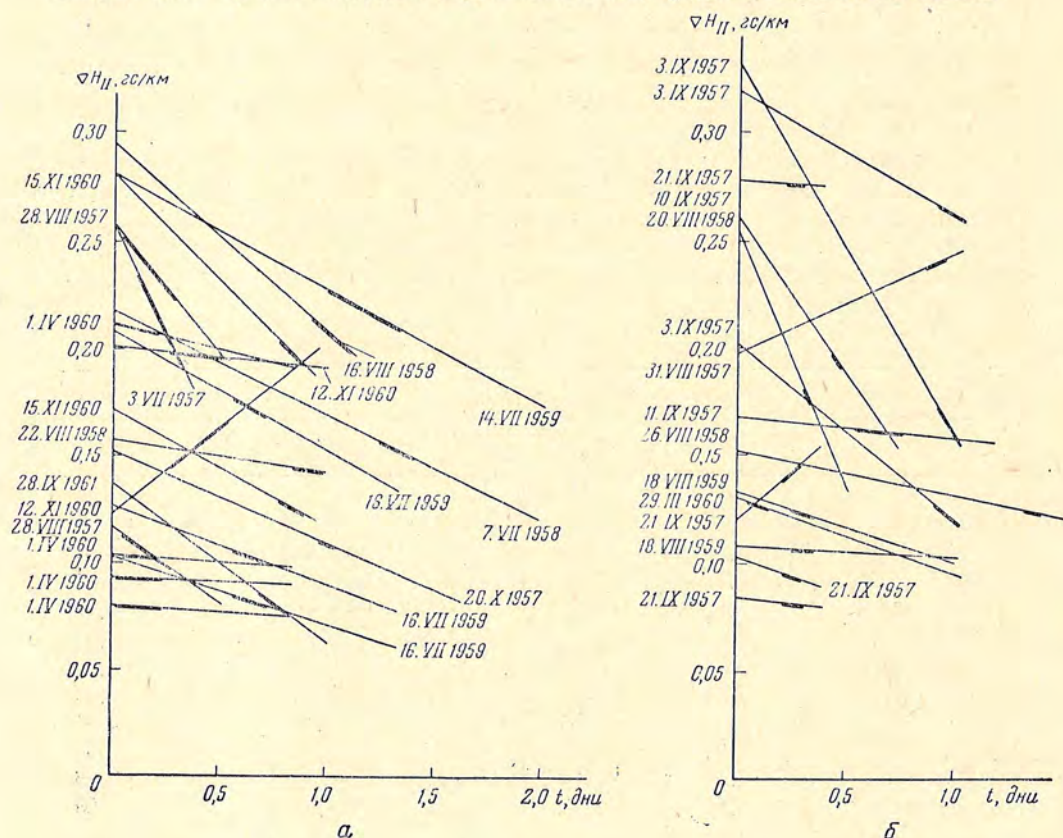
Таблица 1

Мультиполярные группы					Биполярные группы	
номер	(NS) _{min}	(NS) _{max}	NN	SS	номер	NS
12868	+0,14	+0,07	—0,02	—	12553	—0,02
12869	+0,04	+0,05	—	+0,14	12648	—0,08
12874	+0,06	+0,04	+0,01	—	12668	+0,24
13023—13024	+0,04	+0,10	+0,07	—	12851	—0,01
13128—13130	—0,02	0	+0,08	—	13234	+0,07
13529, 13532	+0,22	—0,02	—	+0,09	13292	+0,03
13536	+0,09	+0,03	—	+0,02	13562	+0,06
13653	+0,17	+0,15	+0,17	+0,10	6	+0,04
14	+0,04	+0,01	+0,02	+0,04	18	+0,05
57	—0,05	—0,13	—0,08	—	34	+0,08
Среднее	+0,07	+0,03	+0,04	+0,08	—	+0,05

* Иногда обсерватория Маунт-Вилсон слишком подробно делила группы пятен, вследствие чего некоторые группы, которые всеми остальными обсерваториями рассматриваются как одна, имеют два номера по системе обсерватории Маунт-Вилсон.

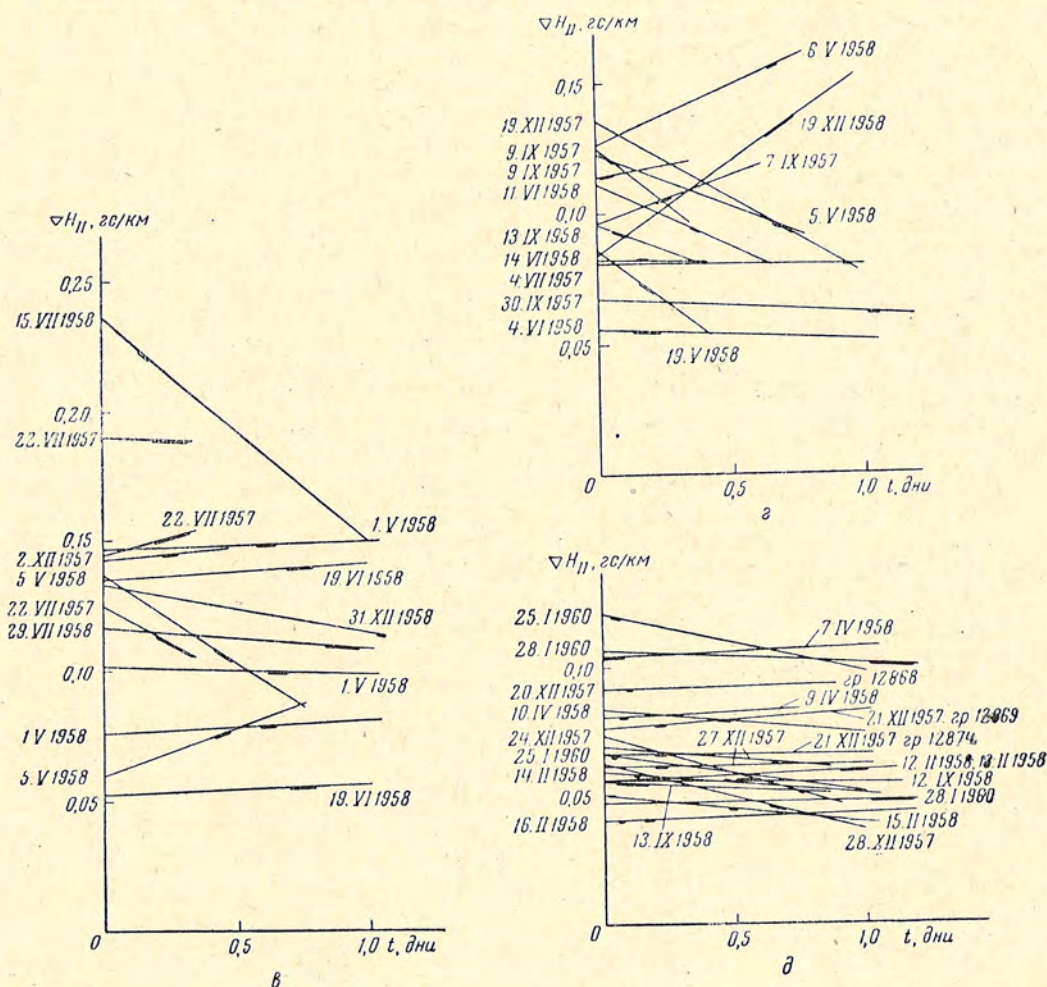
Из таблицы видно, что в среднем наблюдается взаимное удаление пятен ($\frac{\Delta R}{R} = +0,05$), хотя в отдельных случаях есть и сближение.

Все отобранные группы пятен были разбиты на два класса, К первому классу отнесены группы, в которых наблюдалось несколько разноименных магнитных полюсов. Для групп этого класса было произведено лабораторное моделирование (аналогично тому, как это делалось в [1]) с целью определения градиента магнитного поля вблизи нейтральной точки (∇H_I). Для этих же групп было произведено определение характерного перепада поля путем деления суммы напряженностей двух одноименных полюсов (вблизи которых располагается нейтральная точка поля) на расстояние между ними, выраженное в километрах (обозначен через ∇H_{II}). При этом было важно установить, насколько близки эти величины к тем, которые вычисляются по нейтральной точке поля, и дают ли они аналогичный ход изменения. Обнаружение сходства между ними указывало бы на возможность использования характерного перепада поля в случае необходимости быстрой оценки ситуации магнитного поля. Перепад поля был также вычислен для всех вспышек, изученных в [1]. На фиг. 2 приведены результаты измерений перепада поля отдельно для каждого класса вспышек, рассмотренных в [1], и для групп со слабыми вспышками. На графиках по оси абсцисс отложено время в днях, а по оси ординат — величина перепада поля в гс/км. Прямыми линиями соединены величины перепада поля, вычисленные до и после вспышки. На этих прямых жирной чертой отмечена продолжительность вспышки.



Фиг. 2. Графики перепада поля между α — для вспышек I класса (см. [1]); β — для вспышек II класса (см. [1]); γ — для вспышек работа). Величины перепада поля, вычисленные до и после вспышки, соединены

Следует отметить, что при нахождении градиентов и перепадов поля возникают следующие трудности. Очень часто имелись не единственные полюсы какой-либо полярности, а, наоборот, чаще всего к определенной полярности относилось несколько очень близких и по расстоянию и по напряженностям полюсов одной полярности. Близость полюсов по расстоянию, а также близкие по значению напряженности как будто говорят о том, что мы имеем дело с одним полюсом. В таких случаях бралось среднее значение напряженности этих близких полюсов и их среднее расстояние. Надо также указать, что выбор групп класса I для 1957 г. был затруднен тем обстоятельством, что, во-первых, это был год максимума солнечной активности (наблюдалось мало групп пятен, в которых



III класса (см. [1]); α — для вспышек IV класса (см. [1]); θ — для вспышек балла 1 + (настоящие прямыми линиями). Жирной чертой на этих линиях указана продолжительность вспышки

Таблица 2

Номер группы	Дата	∇H_I	∇H_{II}
12868	20. XII 1957 г.	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$9,1 \cdot 10^{-2}$
	21. XII	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$9,3 \cdot 10^{-2}$
	22. XII	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$8,8 \cdot 10^{-2}$
	23. XII	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$
	24. XII	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$9,5 \cdot 10^{-2}$
12869	20. XII	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$8,4 \cdot 10^{-2}$
	21. XII	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$7,6 \cdot 10^{-2}$
	22. XII	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$
	23. XII	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
	24. XII	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$
12874	20. XII	$8,1 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$
	21. XII	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
	22. XII	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
	23. XII	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$7,3 \cdot 10^{-2}$
	24. XII	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$
	25. XII	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
	26. XII	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$6,9 \cdot 10^{-2}$
	27. XII	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$
	28. XII	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
	29. XII	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$
13023, 13024	12. II 1958 г.	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
	13. II	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$
	14. II	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$
	15. II	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$
	16. II	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$
	17. II	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-2}$
	18. II	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$
13128—13130	5. IV	$7,3 \cdot 10^{-2}$	$1,14 \cdot 10^{-1}$
	6. IV	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
	7. IV	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
	8. IV	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-1}$
	9. IV	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$
	10. IV	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$
	11. IV	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$
	12. IV	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$
	13. IV	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
	14. IV	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-2}$
13529, 13532	12. IX	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-2}$
	13. IX	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$5,5 \cdot 10^{-2}$
	14. IX	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$
	15. IX	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$
	16. IX	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$
	17. IX	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$
	18. IX	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-2}$
	19. IX	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$
13536	13. IX	0	$4,5 \cdot 10^{-2}$
	14. IX	0	$5,2 \cdot 10^{-2}$
	15. IX	0	$5,0 \cdot 10^{-2}$
	16. IX	0	$5,0 \cdot 10^{-2}$
	17. IX	0	$4,8 \cdot 10^{-2}$
	18. IX	0	$4,2 \cdot 10^{-2}$
	19. IX	0	$4,6 \cdot 10^{-2}$

Таблица 2 (продолжение)

Номер группы	Дата	∇H_I	∇H_{II}
13653	20.IX 1958 г.	0	$4,0 \cdot 10^{-2}$
	21.IX	0	$4,3 \cdot 10^{-2}$
	22.IX	0	$4,3 \cdot 10^{-2}$
	27.X	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
	28.X	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$
	29.X	$3,7 \cdot 10^{-2}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$
	30.X	$5,1 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$
	31.X	$7,0 \cdot 10^{-2}$	$7,7 \cdot 10^{-2}$
	1.XI	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$5,9 \cdot 10^{-2}$
	2.XI	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$

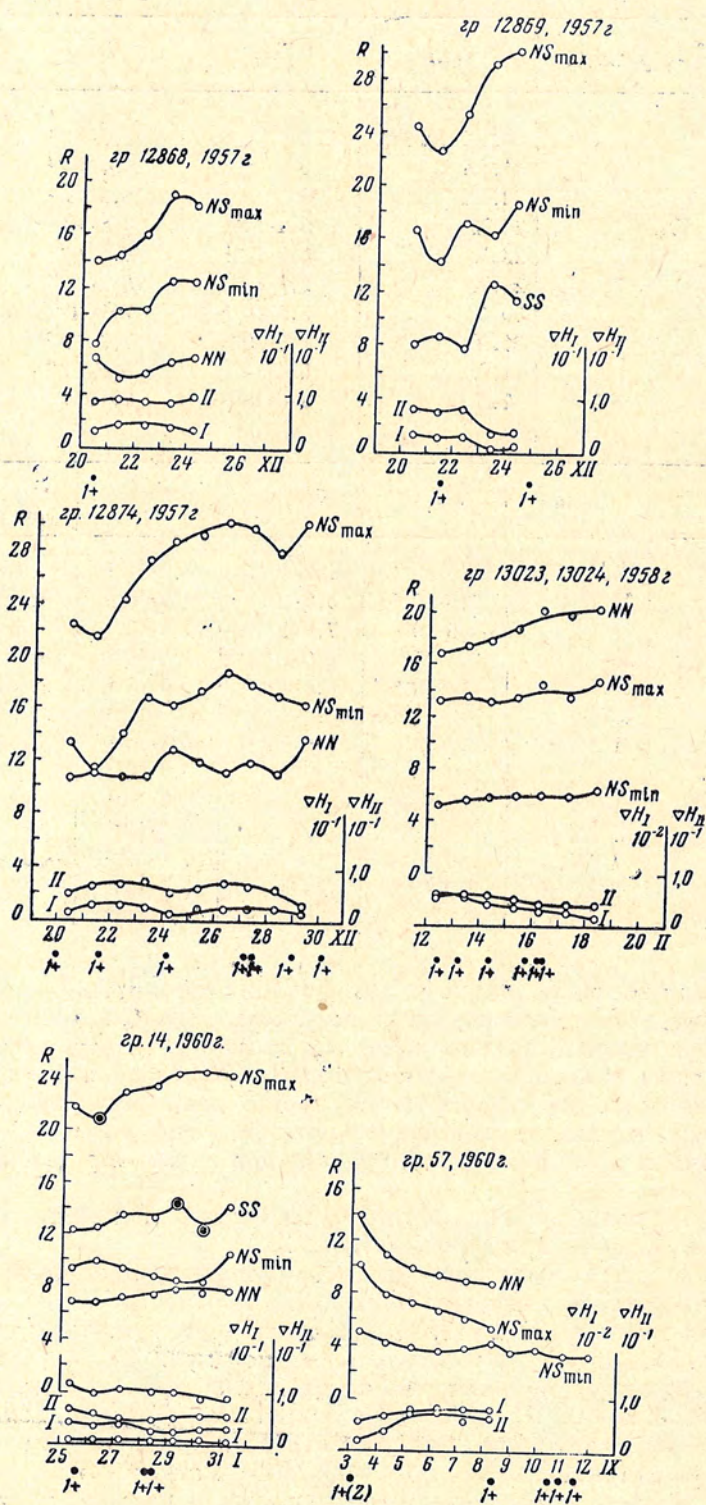
Номер группы	Дата	∇H_{INN}	∇H_{ISS}	∇H_{IINN}	∇H_{IISS}
14	25.I 1960 г.	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
	26.I	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$9,8 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^{-2}$
	27.I	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,06 \cdot 10^{-1}$	$4,7 \cdot 10^{-2}$
	28.I	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$
	29.I	$2,3 \cdot 10^{-2}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$
	30.I	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-2}$	$5,8 \cdot 10^{-2}$
	31.I	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$8,6 \cdot 10^{-2}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$
57		$2,0 \cdot 10^{-3}$		$5,3 \cdot 10^{-2}$	
	4.IX	$3,0 \cdot 10^{-3}$		$6,8 \cdot 10^{-2}$	
	5.IX	$9,0 \cdot 10^{-3}$		$8,0 \cdot 10^{-2}$	
	6.IX	$7,0 \cdot 10^{-3}$		$7,9 \cdot 10^{-2}$	
	7.I	$6,0 \cdot 10^{-3}$		$8,0 \cdot 10^{-2}$	
	8.IX	$8,0 \cdot 10^{-3}$		$7,6 \cdot 10^{-2}$	

происходили вспышки только малых баллов); во-вторых, это было только начало совместной международной работы по наблюдению магнитных полей пятен, часто по разным причинам происходили перерывы в наблюдениях, что не дало возможности отобрать группы с полным непрерывным рядом магнитных наблюдений за весь период видимости группы на диске Солнца. Кроме того, на этот период пришлось много дней, когда наблюдали только те станции, которые не давали детальных определений магнитных полей.

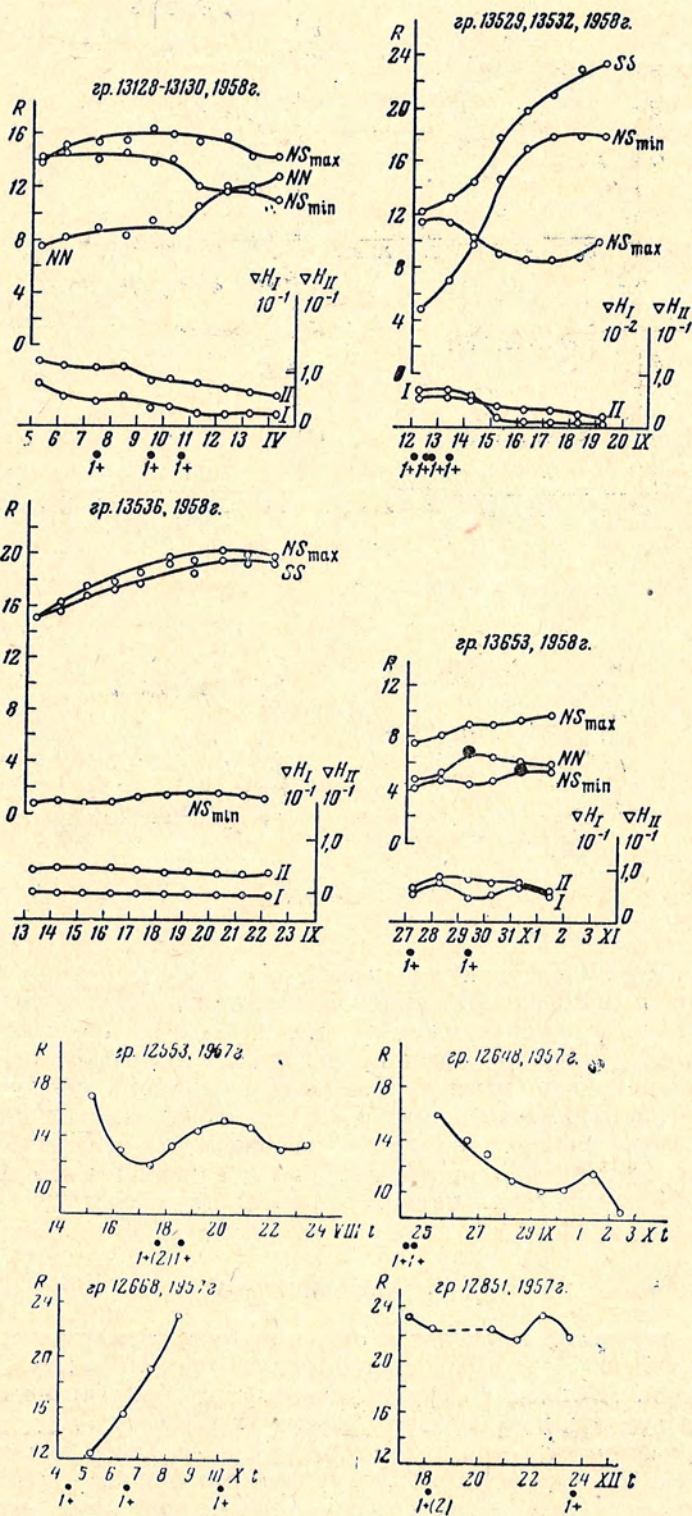
Величины градиентов поля для групп I класса и величины характерного перепада поля приведены в табл. 2.

Класс II составили группы типа биполярных. В одних случаях такие группы состоят только из двух пятен противоположной полярности (например, группы 13562, 13234, 6, 34). В других случаях они состоят из нескольких пятен, но пятна одноименной полярности располагаются близко друг к другу и постепенно сходятся в общую полутень (например, группы 13292 и 18). При обработке эти близкие пятна одноименной полярности надо считать одним полюсом, ибо когда в аналогичных случаях имелись регистрации поля, полученные на магнитографе, то оказывалось, что между такими пятнами не существует разрыва поля.

На фиг. 3 приводятся графики изменения расстояний R между всеми полюсами изученных групп, изменение градиентов ∇H_I и изменения перепада поля между одноименными полюсами ∇H_{II} . По левой шкале оси



Фиг. 3. Графики изменения расстояний между пятнами (верхние кривые), изменения перепада поля между одноименными. Справа от кривых изменения расстояний указано.



градиентов поля вблизи нейтральной точки (кривые I) и изменения характерного полюсами (кривые II) в гс/км (окончание на стр. 240)
к каким полюсам относятся эти изменения

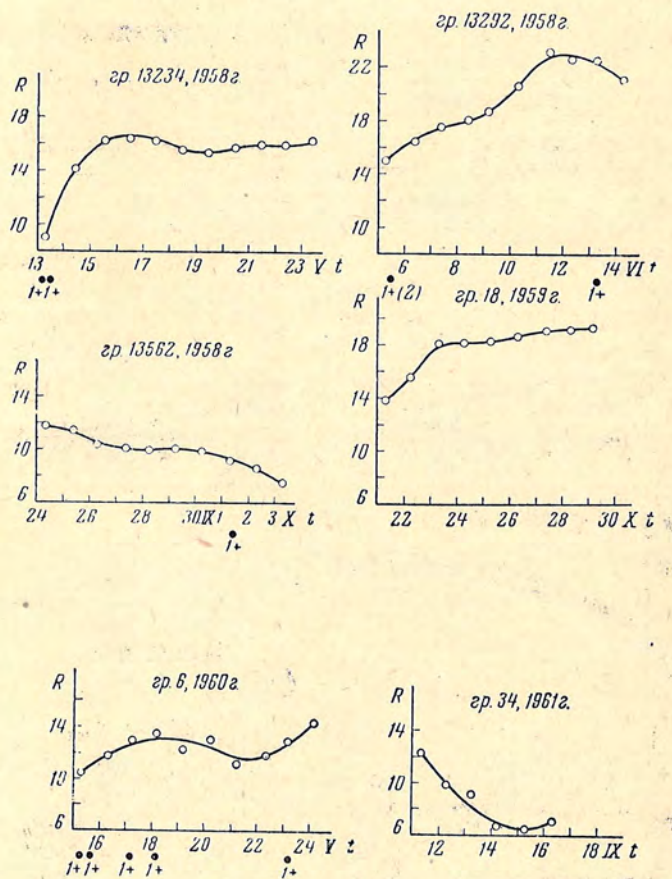


Рис. 3 (окончание)

ординат отложены расстояния в см (при $d_{\odot} = 250$ см), по правой шкале — градиент поля, вычисленный при моделировании (I), и характерный перепад поля между одноименными полюсами (II). По оси абсцисс отложено время в днях с отметкой, когда происходила вспышка балла $1+$. Справа от каждой кривой, дающей изменение расстояний между полюсами, указано, к каким именно полюсам относятся эти измерения. В случае группы — четырехполюсника № 14, имеющей две нейтральные точки, приводятся градиенты, вычисленные около каждой из них, а также перепады поля между двумя парами одноименных полюсов.

§ 3. Описание группы

В этом параграфе приводится описание каждой группы с указанием характера изменения конфигураций, градиентов поля и характерных перепадов поля. В описании группы указывается общее число зарегистрированных в группах вспышек за все время их видимости на диске Солнца. Как уже указывалось, при положении групп на лимбе или вблизи него для них не даны зарисовки конфигураций пятен и их магнитные поля. Вследствие этого, число вспышек, указанное на фиг. 1 и 3, нередко меньше общего числа вспышек, произошедших в группах за все время их видимости (исключены те вспышки, которые произошли в те дни, когда не дано зарисовок и магнитных полей).

Группа 12868. Появилась 17.XII 1957 г. из-за края в северном полушарии Солнца в виде двух пятен, причем лидер группы был по своим размерам значительно больше хвостового пятна. 19.XII не было наблюдений на всех обсерваториях, определяющих магнитные поля (следует отметить, что 19.XII в группе наблюдались вспышки балла 1: 1) от 3^h20^m до 3^h42^m с координатами $16N, 49E$ и 2) с 3^h10^m до 3^h40^m с координатами $15N, 54E$). С 20.XII группа состояла уже из пяти пятен, группирующихся в три центра различной полярности. Эта конфигурация группы продержалась довольно устойчиво до 25.XII, позднее средний центр постепенно разваливался, и с 27.XII группа была уже биполярной. Магнитные поля взяты из наблюдений обсерватории Маунт-Вилсон до 25.XII. В последние дни видимости группы не было детальных определений магнитных полей. Характерный перепад поля между одноименными полюсами почти вдвое больше градиента возле нейтральной точки. Ход изменения обеих указанных величин почти параллелен. Вспышки, происшедшие в группе, не оказали на них заметного влияния.

Группа 12869. Появилась 17.XII 1957 г. из-за края в южном полушарии Солнца в виде одного небольшого пятна; 18.XII уже были видны два малых пятна, а с 20.XII группа состояла из мелких пятен и пор. С 21.XII хвостовое пятно, а с 23.XII и головное пятно значительно возросли по своим размерам, а пятна в средней части группы постепенно пропадали. Магнитные поля взяты по наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон с 18.XII, но 19.XII не наблюдала ни одна станция (следует отметить, что в этот день в группе наблюдались две вспышки балла 1: 1) в 17^h07^m — 17^h34^m с координатами $25S, 78E$ и 2) в 23^h38^m — 00^h01^m с координатами $27S, 59E$). Средний центр группы состоял из мелких пятен, конфигурация которых менялась, и центр постепенно разрушался. Определение центра за 23.XII не очень уверенное. С 28.XII пятна в середине группы совсем исчезли и группа превратилась в биполярную. Градиенты поля, определенные моделированием, примерно вдвое меньше перепада поля между одноименными полюсами. Ход кривых I и II почти параллелен. Никакой зависимости между изменениями градиентов, перепадом поля и расстоянием между полюсами в связи со вспышками установить нельзя.

Группа 12874. Появилась 18.XII 1957 г. из-за края в северном полушарии Солнца в виде большого пятна. 19.XII наблюдений магнитных полей не было, в этот день в группе наблюдались две вспышки: 1) в 1^h52^m — 2^h04^m балла 1 с координатами $22N, 55E$ и 2) в 23^h58^m — 24^h03^m балла $1+$ с координатами $23N, 69E$. С 20.XII группа состояла из двух больших пятен в голове и в хвосте с небольшими пятнами между ними, конфигурация которых значительно менялась за все время прохождения группы по видимому диску. Магнитные поля в основном брались по наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон; из-за отсутствия наблюдений указанной обсерватории 25.XII взяты магнитные поля, определенные Кисловодской горной станцией, а 26 и 27.XII — по наблюдениям КрАО. Кривые изменения градиента у нейтральной точки и перепада поля имеют почти параллельный ход.

Сравнение изменений расстояний между полюсами с изменением градиента и перепадом поля между одноименными полюсами говорит о существовании определенной зависимости между указанными величинами. В группе за время ее видимости на диске Солнца наблюдалось семь вспышек балла $1+$. При детальном просмотре графика на фиг. 2, видно, что вспышка, наблюдавшаяся в ночь с 19 на 20.XII, произвела заметные изменения в ходе расстояния между одноименными полюсами, градиента возле нейтральной точки и перепада поля. К сожалению, 19.XII

совсем не производилось наблюдений и невозможно указать точно, каков был ход всех графиков в этот день. Вспышка 24.XII вызвала расталкивание полюсов одноименной полярности, сближение ближайших полюсов разноименной полярности, уменьшение перепада поля; градиент у нейтральной точки после вспышки также уменьшился, а потом снова стал возрастать. Вспышка в ночь с 28 на 29.XII также вызвала уменьшение градиента, перепада поля, расталкивание одноименных полюсов и сближение ближайших разноименных полюсов. Следует отметить, что при общей оценке балла этой вспышки 1+ одна из обсерваторий дала ей балл 2. Вспышки 21 и 27.XII, по-видимому, не внесли существенного изменения в группу. О действии вспышки 30.XII ничего определенного сказать нельзя, так как с этого дня наблюдения над этой группой не производились.

Г р у п п а 13023, 13024. Вышла из-за края 6.II 1958 г., но изучение ее начато с 11.II, когда в ней сформировались три ясно выраженных разноименных полюса *A*, *B* и *C*. Эти полюсы можно было уверенно проследить почти до самого захода группы. Группа была велика и состояла из крупных пятен с большой напряженностью поля. В ней произошел ряд вспышек балла 1 и 1— и семь вспышек балла 1+. Измерения магнитных полей за 12, 13, 14, 17. II взяты по наблюдениям КрАО, за 11.II — по наблюдениям ГАС, за 15 и 16.II — по наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон. 18.II ни одна обсерватория полей не определяла.

Характерной особенностью конфигурации группы являлась ее вытянутость; все основные полюсы располагались близко к одной прямой, образуя довольно вытянутый треугольник. В процессе развития группа в целом плавно расширялась и все больше вытягивалась. Вспышки балла 1+ не оказали никакого заметного влияния на конфигурацию пятен. Градиент и перепад поля дают почти одинаковый ход изменения.

Г р у п п а 13128—13130. Эта крупная по размерам группа, вышедшая из-за края 3.IV 1958 г., состояла из трех больших пятен и нескольких мелких. При прохождении группы по видимому диску Солнца в ней наблюдались вспышки балла 1, 1— и четыре вспышки балла 1+. С самого начала группа в целом плавно расширялась. Но, после того как 10.IV в ней произошла последняя вспышка балла 1+, гораздо более резко изменил свое положение полюс *C*. Разноименные полюсы *A*, *B* и *B*, *C* (*SN*) сблизились, а одноименные полюсы *A* и *C* раздвинулись. Градиент и перепад поля изменялись примерно одинаково и после вспышки балла 1+ значительно уменьшились. Сведения о полях за 5, 6, 7, 13 и 17.IV взяты из наблюдений КрАО, за остальные дни — по наблюдениям ГАО.

Г р у п п а 13529, 13532. Появилась из-за края 10.IX 1958 г. Группа была довольно велика по размерам и состояла из двух крупных пятен (*A* и *B*) и небольшого третьего (*C*). В основном за все дни использовались определения полей КрАО. В группе произошло пять вспышек балла 1+ и много мелких вспышек. Каждая из этих вспышек никакого заметного изменения в конфигурации группы не вызвала. Но после того, как в ней закончились вспышки балла 1+, начал еще более быстро, чем раньше, удаляться полюс *C* от полюсов *A* и *B*. Разноименные же полюсы *A* и *B* сблизились друг с другом. Градиент и перепад имели примерно одинаковый ход изменения и после вспышек балла 1+ значительно уменьшились.

Г р у п п а 13536. Появилась из-за края 11.IX 1958 г. и в основном состояла из двух крупных пятен, причем восточное пятно группы состояло из двух ядер противоположной полярности. Для ядер *B* и *C* в основном использовались измерения полей КрАО, но для ядра *A* за все дни

имелись только определения обсерватории Маунт-Вилсон. Изучение группы начато с 13.IX, когда она стала отчетливо видимой на диске. 11.IX в ней произошла вспышка балла 1+, 12.IX и 13.IX — несколько вспышек балла 1, больше никаких вспышек в группе не было. Группа характеризуется плавным раздвижением всех полюсов. Градиент поля вблизи нейтральной точки практически равен нулю. Перепад поля имеет большую величину и в течение всего времени изучения группы сохраняет примерно постоянное значение.

Г р у п п а 13653. Эта группа возникла на диске Солнца 26.X 1958 г. в виде небольшого одиночного пятна. Но уже 27.X она имела большие размеры и состояла из нескольких пятен средней величины. С 27.X по 2. XI в ней можно было проследить четыре центра *A*, *B*, *C* и *D*, каждый из которых состоял из нескольких мелких ядер. Эти мелкие ядра от дня ко дню сильно менялись, одни из них исчезали, другие появлялись. Этот факт, а также плохое качество пластинок обусловили известную неопределенность в выборе точного центра для каждого полюса данной конфигурации, особенно для полюса *D*, который вследствие этого был вообще исключен из рассмотрения. Все данные о полях пятен в этой группе взяты из наблюдений обсерватории Маунт-Вилсон, ибо ни одна другая обсерватория не дала столь подробных определений поля. В течение того периода, когда группа подвергалась изучению, в ней произошли две вспышки балла 1+ и ряд вспышек балла 1 и 1—. Для группы характерно расширение в целом и стремление полюсов расположиться близко к одной прямой. Колебания в изменении расстояний *NN*, возможно, вызваны не точностью выбора центров *A* и *B*, но, может быть, связаны и со вспышкой балла 1+. Градиент и перепад поля довольно близки по величине, но несколько отличаются ходом своего изменения.

Г р у п п а 14. Эта очень протяженная группа, состоявшая из нескольких крупных пятен и ряда мелких, вышла из-за края 23.I 1960 г. Она изучалась с 25 по 31.I, когда в ней можно было уверенно выделить четыре центра — *A*, *B*, *C* и *D*. Все данные о полях пятен были взяты по наблюдениям КрАО. За время прохождения по видимому диску Солнца (с 23.I по 4.II) в этой группе наблюдался целый ряд мелких вспышек и четыре вспышки балла 1+. 28.I произошли две вспышки балла 1+ на одном и том же месте через несколько минут одна после другой. Существенных изменений после вспышек балла 1+ в группе не обнаружено. Правда, некоторое изменение в расстояниях *NS_{max}* и *SS*, возможно, обусловлено вспышками балла 1+ (см. фиг. 2), но возможно и то, что они связаны с неточностью выбора центра полюсов *B*, *C* и *D* (неуверенные точки на фиг. 2 обведены кружком). С течением времени группа все больше вытягивалась, полюс *A* отходил от полюсов *B*, *C*, *D*, равноименные же полюсы *B* и *C*, наоборот, сближались друг с другом. Конфигурация пятен группы имела две нейтральные точки, и градиент поля измерялся около каждой из них. Градиенты и перепады поля довольно близки друг к другу по величине и характеру изменения.

Г р у п п а 57. Эта группа изучалась с 4.IX 1960 г. (через день после ее выхода из-за края) по 8.IX; 3.IX, когда она еще была на краю, в ней произошла вспышка балла 1+ или 2, в последующие дни в ней были только небольшие вспышки. До 8.IX группа состояла из трех пятен различной полярности, из которых *A* и *B* были очень крупные и мощные по напряженности поля. Полюс *C* был значительно меньше и слабее. Данные о полях за все дни взяты из наблюдений КрАО. По мере развития группы все полюсы довольно быстро и плавно сближались друг с другом, а полюс *C* становился все меньше и слабее. 8.IX в группе произошла вспышка балла 1+, после которой полюс *C* вообще исчез. Градиент и перепад поля в группе плавно и примерно одинаково возрастали.

б) Описание биполярных групп

Г р у п п а 12553. Эта группа образовалась в южном полушарии вблизи восточного края диска и впервые была видна 14.VIII 1957 г. в виде небольшого пятна северной полярности. 15.VIII уже наблюдалось образовавшееся головное пятно южной полярности. 16 и 17.VIII никаких значительных изменений в группе не произошло. 18.VIII было отмечено разложение хвостового пятна, но 20.VIII мелкие пятна в хвостовой части группы снова были видны как значительное пятно, окруженное мелкими пятнами. В дальнейшем мелкие пятна исчезли, и с 22.VIII в группе были видны только головное и хвостовое пятна. Магнитные поля взяты по наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон, кроме 21.VIII, когда были использованы магнитные наблюдения КрАО. Вспышка балла 1+, происшедшая 17.VIII (одна из обсерваторий дала ей балл 2), вызвала наибольшее сближение полюсов группы.

Г р у п п а 12648. Появилась 24.IX 1957 г. из-за края в северном полушарии Солнца. 24.IX в группе было видно одно большое пятно, содержащее в общей полутени много ядер различной полярности. С 25.IX вблизи пятна возникали мелкие пятна, но они не были устойчивы и быстро исчезали. 29.IX большое пятно распалось на два, головное пятно устойчиво сохраняло свою форму, а хвостовое уже 30.IX состояло из нескольких пятен. С 3.X группа представляла собой большое пятно с длинным хвостом мелких пятен, которые быстро исчезли, и сохранилось только большое лидерное пятно. В основном использованы магнитные поля Маунт-Вилсонской обсерватории, 28 и 29.IX — магнитные поля КрАО, а 3.X — ИЗМИРАН. В группе наблюдались вспышки балла 1+ только 24.IX, в остальные дни были вспышки только баллов 1 и 1—.

Г р у п п а 12668. Возникла в юго-восточном квадранте Солнца 1.X 1957 г. В течение 1—3.X это была группа очень мелких пятен. С 4.X пятна значительно возросли, и хотя общая конфигурация пятен несколько менялась, общая площадь пятен группы оставалась почти одинаковой. Определения магнитных полей в группе начаты с 1.X, но 2 и 3.X из-за малых размеров пятен определений магнитных полей не было. В основу исследований были взяты магнитные поля Маунт-Вилсонской обсерватории. С 9.X не было детальных определений магнитных полей. В группе наблюдались три вспышки балла 1+ (4, 6 и 10.X), остальные вспышки были балла 1 и 1—. На ход изменения расстояний между полюсами вспышки не оказали никакого влияния: полюсы расходились без заметных отклонений от направления линии, соединяющей их начальное и конечное положения.

Г р у п п а 12851. Появилась из-за края 13.XII 1957 г. в южном полушарии Солнца. Лидер группы — большое пятно; хвостовое пятно значительно меньших размеров; в середине группы много мелких пятен, число которых постепенно уменьшалось. С 20.XII группа состояла только из лидера и хвостового пятна. В основном взяты наблюдения магнитных полей обсерватории Маунт-Вилсон с 18.XII (до 18.XII нет подробных измерений). 15 и 19.XII нет наблюдений ни одной обсерватории, 24.XII магнитные поля в группе не определялись, 25.XII группа уже не видна. Вспышки, происшедшие в группе, не оказали какого-либо существенного влияния на ее развитие.

Г р у п п а 13234. Это чисто биполярная группа с момента выхода из-за края. С 13.V по 23.V 1958 г. в ней произошли две вспышки балла 1+, после чего оба пятна резко разошлись. В дальнейшем расстояния между пятнами оставались практически неизменными. Определение полей взято по наблюдениям обсерватории Маунт-Вилсон.

Г р у п п а 13292. Эта очень протяженная группа вышла из-за края 3.VI 1958 г. Она состояла из четырех крупных ядер, которые нами были

объединены в два полюса разных полярностей. 5.VI в группе произошла вспышка балла 1+ (или 2), в последующие дни в ней возникали только очень слабые вспышки. С течением времени группа быстро расширялась, причем все четыре ее ядра расположились на одной прямой. Данные о полях пятен взяты из наблюдений разных обсерваторий: 5, 7 и 8.VI — из наблюдений Потсдамской обсерватории, 9.VI — из наблюдений ИЗМИРАН, 10, 12 и 13.VI — из наблюдений ГАС, 11 и 14.VI — из наблюдений КрАО.

Г р у п п а 13562. Группа вышла из-за края 22.IX 1958 г. Оба ее полюса быстро сближались друг с другом. Одновременно два ядра, входящие в состав пятна северной полярности, отодвигались один от другого. 1.X в группе произошла вспышка балла 1+, после которой особенно резко раздвинулись ядра северной полярности. Определение полей за все дни, кроме 3.X, взяты из наблюдений КрАО, за 3.X использованы данные о магнитных полях Потсдамской обсерватории.

Г р у п п а 18. Появилась из-за края 20.X 1959 г. и состояла в основном из трех крупных пятен. Два очень близких пятна северной полярности, которые постепенно сошлись в общую полутень, нами были объединены в один полюс. С 21 до 23.X оба полюса противоположной полярности очень быстро расходились один от другого, а затем их раздвижение стало гораздо более медленным. Полюс южной полярности постепенно уменьшался по размерам, дробился и 30.X совсем исчез. В группе наблюдались только вспышки балла 1 и 1—. За 21, 23, 24 и 30.X данные о полях взяты из наблюдений ГАС, за остальные дни — из наблюдений КрАО.

Г р у п п а 6. Для этой очень протяженной биполярной группы, вышедшей из-за края 13.V 1960 г., характерно то, что в ней произошло девять вспышек балла 1+ и много более мелких вспышек. Возможно, что возникновение большого числа вспышек балла 1+ в биполярной группе было связано с наличием в полутени мощного пятна южной полярности значительного числа очень мелких пятен типа уплотнения полутени, для которых не имелось определения магнитного поля. Сведения о полях пятен в данной группе в основном взяты из наблюдений КрАО.

Г р у п п а 34. Вышла из-за края 10.IX 1961 г., для нее характерно быстрое сближение сравнительно небольшого по размерам и слабого по напряженности полюса южной полярности с очень большим и мощным полюсом северной полярности. 16.IX пятно южной полярности исчезло, но на следующий день возникло новое пятно южной полярности примерно таких же размеров и такой же напряженности, как и исчезнувшее, но на большем расстоянии от пятна северной полярности. Вновь возникшее пятно удалялось от большого пятна. Возможно, что это пятно является не вновь образовавшимся, а прежним пятном, внезапно резко отошедшим от своего мощного соседа. В группе произошли две вспышки балла 1+ и ряд мелких вспышек. Вспышки балла 1+ 10.IX и 18.IX произошли вблизи лимба и поэтому не указаны на фиг. 1 и 3. Определение полей для всех пятен взято из наблюдений КрАО.

§ 4. Заключение

В результате просмотра материала по солнечным пятнам и их магнитным полям за большой интервал времени (4,5 года) удалось отобрать только 10 мультиполярных групп с малыми вспышками (класс I). Биполярных групп можно было найти значительно больше, но, так как они представляют меньший интерес, чем группы класса I, нами было рассмотрено только 10 групп этого класса. Изучение 20 отобранных групп с малыми вспышками позволило обнаружить следующие особенности этих групп.

1. В большинстве случаев не было обнаружено связи в поведении конфигурации и градиентов магнитного поля с появлением вспышек. Однако

некоторые группы обнаруживают ту же связь со вспышками, что была найдена в [1], но выраженную значительно слабее. Так, в группах 12874 (после вспышек балла 1+ 24.XII и 29.XII 1957 г.) и 14 (после вспышки балла 1+ 25.I 1960 г.) обнаружено расталкивание одноименных полюсов, сближение ближайших разноименных полюсов и падение градиентов поля возле нейтральной точки. В группах 13128—13130 и 13529, 13532 прослеживается этот же эффект, но не после каждой отдельной вспышки балла 1+, а после целого ряда таких вспышек.

2. В среднем для всех групп наблюдается раздвижение полюсов, причем $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{ср}} \approx +0,05$, что существенно меньше того, что получается при крупных вспышках (в [1] $\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\text{ср}} \approx +0,3$).

3. По сравнению со случаями мощных вспышек градиент поля вблизи нейтральной точки в рассмотренных группах с малыми вспышками очень мал — порядка 10^{-2} и 10^{-3} гс/км.

4. Характерный перепад поля между одноименными полюсами в половине всех случаев того же порядка, что и градиент у нейтральной точки, но в ряде случаев он на порядок выше. Сам перепад поля характеризуется плавным изменением, причем ход его подобен ходу градиента, вычисленного при моделировании. Аналогичный результат о ходе градиента и перепада поля получается и для мощных вспышек, рассмотренных в [1] (см. фиг. 2, а, б, в, г настоящей работы и фиг. 16 и 17 [1]).

5. Перепады поля, найденные для различных групп с сильными вспышками, и для групп со слабыми вспышками, показывают, что в зависимости от балла вспышки перепад поля, вычисленный после вспышки, все время понижается по сравнению с перепадом, вычисленным перед вспышкой. В случае групп со слабыми вспышками перепады поля остаются почти постоянными (за период до и после вспышки).

Анализ всех полученных результатов показывает, что при обычном развитии групп пятен (при отсутствии вспышек вообще или при наличии только слабых вспышек) не происходит резких, скачкообразных изменений в структуре магнитного поля. Это подтверждает правильность выводов [1] о том, что резкие изменения в конфигурациях и напряженностях магнитных полей свойственны только группам пятен, в которых происходят мощные вспышки.

Приносим благодарность члену-корр. АН СССР, проф. А. Б. Северному за обсуждение работы, а также лаборантам С. И. Абраменко и Г. Н. Панкратовой за помощь в обработке материала.

Апрель 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный и Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 15, 1963.
2. H. W. Dodson and E. R. Hedeman. I. G. Y. Solar activity Report series, N 12, 1960; N 15, 1961.
3. Quarterly Bulletin of Solar activity, N 119—136, 1957—1961.
4. Maps of the Sun 1957—61 of Fraunhofer Institut.
5. V. E. Stepanov, E. F. Shaposhnikova, N. N. Petrova. The Catalogue of strengths and polarities of magnetic fields of sunspots for the period of I. G. Y. (1 July 1957—31 Dec. 1958). Ann. IGY, 23, 1963.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СОЛНЦЕ ПО СПЕКТРАМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

1. РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ШИРИНЫ ЛИНИИ ЛИТИЯ 6103,6 Å

Э. Е. Дубов и Т. П. Хромова

Рассматривается вопрос о возможности использования спектров пятен для определения содержания элементов на Солнце. По крайней мере для группы элементов, включающей в себя Li, Na, K, Rb, Ga, In, Al, это оказывается возможным при надлежащей оценке рассеянного света в спектре пятна. Сравниваются различные методы оценки рассеянного света. В спектре пятна отождествлена линия Li I 6103,6 Å и определена ее эквивалентная ширина.

A DETERMINATION OF THE ABUNDANCE OF SOME ELEMENTS ON THE SUN FROM SUNSPOT SPECTRA, I. Method. Equivalent width of Lithium line 6103,6 Å, by E. E. Dubov and T. P. Khromova.—The possibility of utilizing sun spot spectra for the determination of the abundance of elements on the sun is discussed. These spectra can be used at least for a group of elements, including Li, Na, K, Rb, Ga, In and Al, if light scattering in the spot spectrum is properly taken into account. Methods for estimating light scattering are compared. The Li 6103,6 Å line is identified in the spot spectrum and its equivalent width is measured.

Введение

Определение содержания на Солнце таких элементов, как Li, Ga, Rb, очень затруднительно. Это вызывается двумя факторами. Во-первых, само содержание этих элементов на Солнце мало; во-вторых, при температуре атмосферы Солнца они почти полностью ионизованы. Так, число атомов ионизованного лития превышает число атомов нейтрального лития более чем в 600 раз. Спектральные линии ионов лежат далеко в ультрафиолете. Линии же нейтральных атомов очень слабы и едва могут быть измерены, что делает определение содержания этих элементов на Солнце весьма неуверенным. Так, например, два значения для эквивалентной ширины линии In 4511 Å, приведенные в [1], различаются почти в четыре раза. Представляется естественным попытаться провести такие определения по спектрам пятен, так как при более низкой температуре солнечных пятен линии нейтральных элементов должны быть усилены.

До настоящего времени спектры солнечных пятен не привлекались для исследования химического состава. Существует, по крайней мере, три причины, которые затрудняли использование спектров солнечных пятен для этой цели. Эти причины следующие.

1. Так как пятно занимает небольшой по площади участок изображения Солнца, то во избежание ошибок, связанных с неточностью наведения и гидирования, необходимо, чтобы весь используемый участок

спектра был сфотографирован одновременно. Это стало возможным только в последние годы с помощью спектрографа с эшелле.

2. Большие ошибки в определении химического состава может внести неправильный учет рассеянного света. Рассеянного света может быть очень много, и по интенсивности он может превосходить излучение самого пятна. Однако, по нашему мнению, рассеянный свет может быть учтен достаточно точно, так что ошибки при определении эквивалентной ширины спектральной линии будут заведомо меньше, чем ошибки, вносимые недостаточно хорошо известными значениями сил осцилляторов.

3. Нет достаточно надежной модели пятна. Это делает неуверенным переход от эквивалентных ширин линий к содержанию элементов. Оказалось, что для некоторых элементов эту трудность можно обойти. Обсуждению этого вопроса посвящен следующий раздел.

Определение содержания Li по спектрам пятен интересно потому, что в активной области содержание его может отличаться от обычной для Солнца величины, так как в этих областях во время хромосферных вспышек, по мнению ряда авторов (см., например, [2]), происходят ядерные реакции. Литий легко принимает участие в ядерных реакциях, и его содержание может оказаться несколько измененным.

1. Теория

Известно, что эквивалентная ширина спектральной линии связана с содержанием соответствующего элемента по отношению к водороду формулой [1, 3]

$$\frac{W_\lambda}{\lambda} = C \frac{N_{EI}}{N_H}, \quad (1)$$

где C определяется соотношением

$$\lg C = \lg gf + \lg \chi + \theta_0 \Delta\chi + \lg L_\lambda - \lg \mu + \text{const}, \quad (2)$$

$\theta_0 = 5040/T_0$, $\mu = \cos \vartheta$, $\Delta\chi$ — энергия связи нижнего уровня данной линии (энергия ионизации атома с данного уровня), а

$$L_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi Z(x_0) g_\lambda(x_0) dx_0. \quad (3)$$

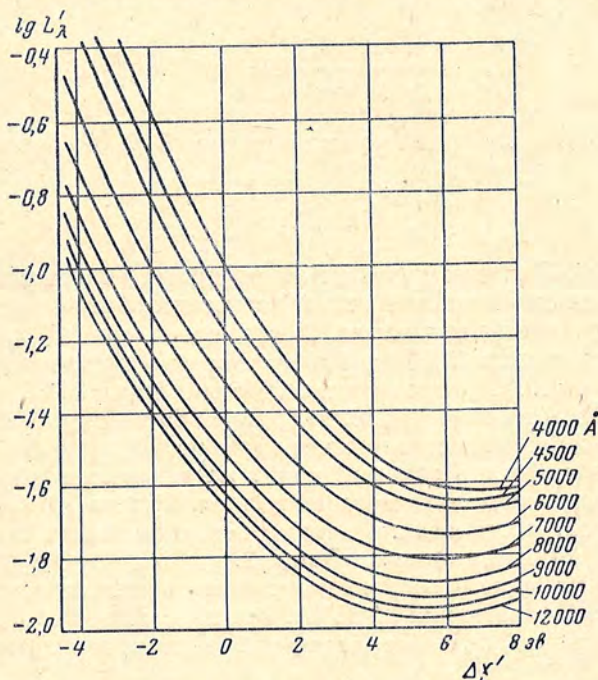
Здесь ψ — функция насыщения. Для слабых линий она равна единице. $Z(x_0)$ зависит от числа ионов или атомов, излучающих и поглощающих в данной линии

$$Z(x_0) = \frac{1}{n_0} \frac{n_{r,s}}{\sum n_r} \frac{10^{x_0 - \theta_0 \Delta\chi}}{g_{r,s}}, \quad (4)$$

причем $x_0 = \lg \tau_{\lambda_0}$, где λ_0 — некоторая произвольно выбранная длина волны непрерывного спектра, а T_0 и χ_0 соответствующие значения температуры и коэффициента непрерывного поглощения и $g_\lambda(x_0)$ — весовая функция, определяемая структурой атмосферы. Как обычно через n_r мы обозначаем концентрацию атомов данного элемента в r -состоянии ионизации и через $n_{r,s}$ — число таких ионов в состоянии возбуждения, исходном для рассматриваемой линии. Таким образом, величина C зависит от модели атмосферы и ионизационных свойств элемента только через интеграл L_λ . Согласно расчетам Клааса и Эльста для солнечной фотосферы, оказалось, что для группы элементов, в которую входят Li, Na, Al, K, Ga, Rb и In, зависимость L_λ от λ и от $\Delta\chi$ совершенно одинакова.

На фиг. 1 приведены кривые $\lg L_\lambda$ для солнечной фотосферы, взятые нами из [3]. Видно, что на широком участке спектра от 4000 до 7000 Å изменение λ на 1000 Å соответствует изменению $\lg L_\lambda$ менее чем на 0,1 (при $\Delta\chi > 0$). Для $\Delta\chi$ от 1 до 2 эв разница значений $\lg L_\lambda$ также находится в пределах 0,10—0,15. Если $\Delta\chi > 2$ эв, то зависимость $\lg L_\lambda$ от $\Delta\chi$ становится еще более слабой.

Какова бы ни была структура солнечного пятна, для него эта разница в значениях L_λ не может быть больше, ибо подынтегральная функция



Фиг. 1. Зависимость $\lg L_\lambda$ от $\Delta\chi$ и λ для нейтральных элементов со сравнительно низким потенциалом ионизации

в (3) в этом случае должна меняться еще медленнее. В самом деле, все модели пятен дают более медленное изменение температуры с глубиной, чем в фотосфере (см., например, [4]). Соответственно меньше будет градиент функции источников, определяющий функцию g_λ в уравнении (3), и, как можно видеть из [3] [уравнение (30.3)], меньшее ее изменение с длиной волны. С помощью уравнений (3) и (4) можно показать, что L_λ зависит от $\Delta\chi$ только благодаря изменению θ_0 с глубиной, которое, как уже отмечалось выше, для пятен меньше, чем для невозмущенной фотосферы.

Таким образом, если мы найдем два элемента рассматриваемой группы, для одного из которых известно содержание на Солнце, подберем такие их линии, у которых различие длин волн меньше 1000 Å и энергия связи нижних уровней различается менее чем на 1 эв, то можно, совсем не вводя в рассмотрение какой-либо конкретной модели солнечного пятна, определить по его спектру содержание второго элемента. Нужно, конечно, чтобы обе линии были настолько слабы, чтобы $\psi = 1$, что соответствует прямолинейной части кривой роста. Необходимо также знать или рассчитать соответствующие значения gf .

Обозначим элемент с известным содержанием на Солнце значком о и второй элемент — значком х. Предполагается, что N_o/N_H в пятне и в невозмущенной фотосфере одинаково.

Написав уравнение (1) для обоих элементов, после некоторых преобразований получим

$$\frac{W_{\lambda_x} f_{\lambda_0}}{W_{\lambda_0} f_{\lambda_x}} = \frac{N_x C_x}{N_0 C_0}, \quad (5)$$

причем

$$\frac{C_x}{C_0} = \frac{(gf\lambda)_x}{(gf\lambda)_0} 10^{0.4(\Delta\chi_x - \Delta\chi_0)} \quad (6)$$

и, следовательно,

$$\frac{N_x}{N_0} = \frac{W_{\lambda_x} (gf\lambda^2)_0}{W_{\lambda_0} (gf\lambda^2)_x} 10^{0.4(\Delta\chi_0 - \Delta\chi_x)} \quad (7)$$

Отсюда, зная N_0/N_H и определив из наблюдений $W_{\lambda_x}/W_{\lambda_0}$, найдем величину N_x/N_H .

2. Материал наблюдений

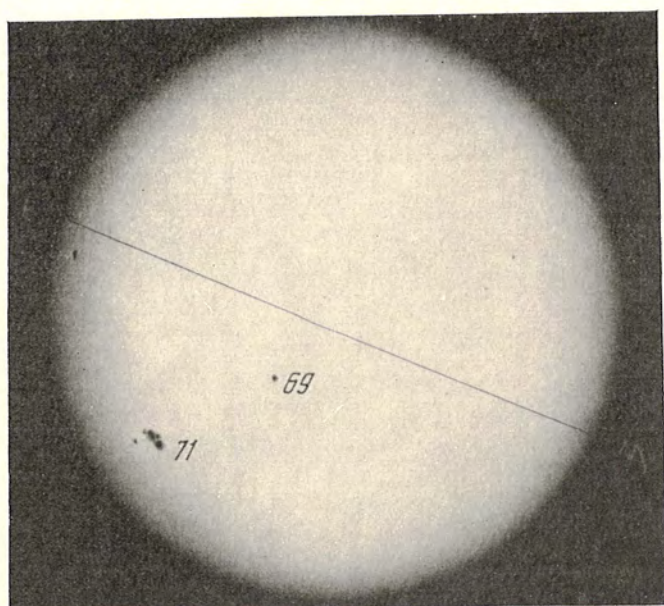
В сентябре 1960 г. при хороших атмосферных условиях на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории ($f = 20$ м) мы получили спектры двух пятен. Координаты одного из них $6^\circ 5S$ и $14^\circ 5E$, магнитное поле 2400 гс, и относится оно к группе 386 по [9] (№ 69 по каталогу КрАО). Второе пятно с координатами $21^\circ S$ и $46^\circ E$ с магнитным полем 2800 гс, относящееся к группе 389 по [9] (№ 71а по каталогу КрАО). Действие магнитного поля нами не учитывалось, так как использованы только очень слабые линии, на эквивалентные ширины которых магнитное поле практически не влияет. Группа № 71 довольно быстро развивалась, часто давала мелкие вспышки балла 1 и 1—, после 20.IX в ней возникали вспышки балла 2.

В четвертом порядке решетки были сняты участки спектров около линии лития $6707 \text{ \AA}$ (пластинка № 3563). Эта пластинка использована нами при исследовании рассеянного света для построения фотометрической модели пятна.

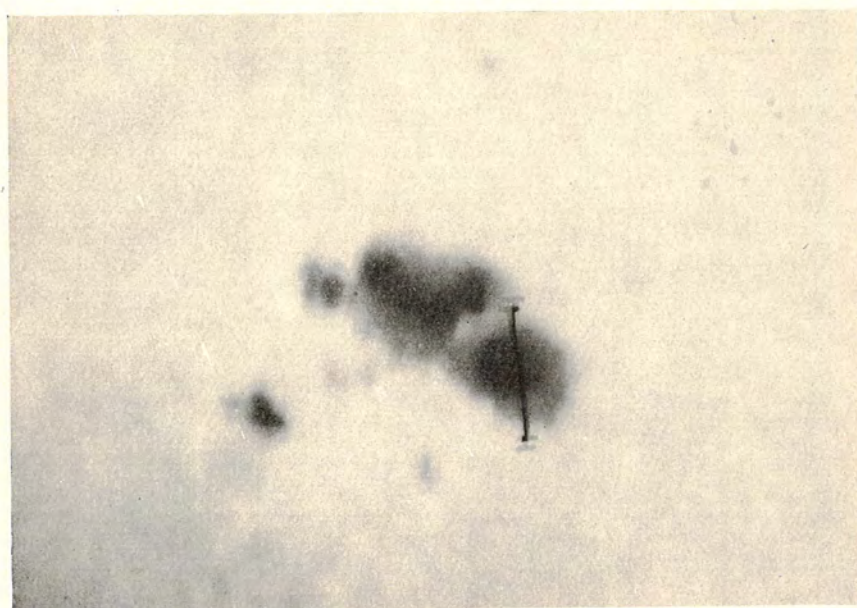
С помощью спектрографа с эшелле [10] с дисперсией около $1 \text{ \AA/мм}$ и разрешающей силой $0,04 \text{ \AA}$ были сфотографированы спектры пятен ($\lambda\lambda 3500\text{—}6700 \text{ \AA}$), спектр центра диска Солнца и спектр невозмущенной фотосферы на том же расстоянии от центра диска, как и пятна (пластинки № 3564—3575). Таким образом, одновременно сняты спектры пятен в очень широком интервале длин волн. Это позволяет нам сравнивать спектральные линии, отстоящие довольно далеко друг от друга, и быть уверенными, что соответствующие профили и эквивалентные ширины относятся к одному и тому же месту пятна и одинаковым образомотягощены влиянием рассеянного света.

Дальнейшей обработке подвергались пока только спектры пятна 71а — пластинки №№ 3571, 3572 и 3573. Обрабатывались все три пластинки, но на пластинке № 3571 (экспозиция 3 сек) с нормальной плотностью получилась только красная часть спектра, остальные недодержаны. На пластинке № 3573 красная часть спектра передержана (экспозиция 15 сек), но хорошо вышла фиолетовая часть спектра. Пластинка № 3572 (6 сек) подходит для измерений во всех частях спектра.

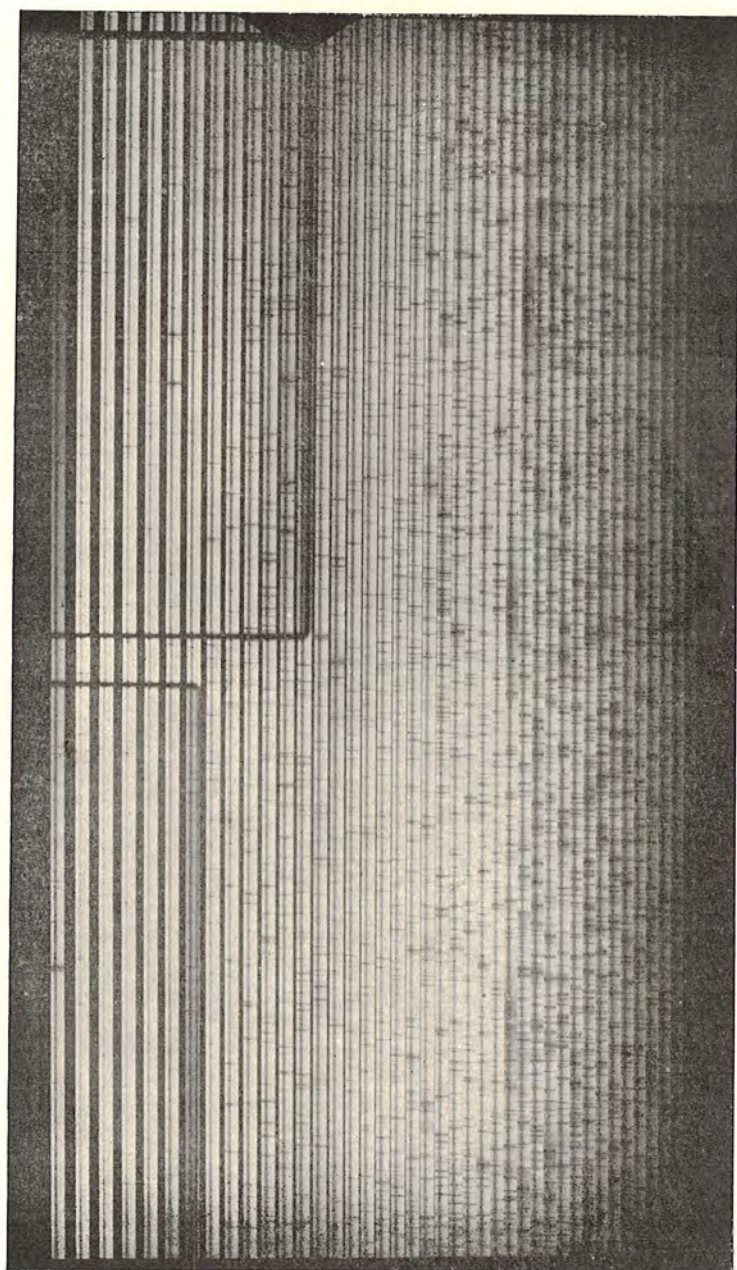
На фиг. 2 приведена фотография Солнца 18.IX 1960 г., на фиг. 3 показана группа пятен 71 и расположение щели спектрографа. На фиг. 4 приведен спектр пятна по пластинке № 3572. Шкалки были сняты и обработаны одновременно с остальными пластинками. Дальнейшая фотометрическая процедура была обычной, но проводилась на визуальном микрофотометре МФ-2, в котором для повышения чувствительности фотоэлемент заменен фотоумножителем. Измерения производились через каждые



Фиг. 2. Фотогелнограмма 18 сентября 1960 г.



Фиг. 3. Группа № 71 и расположение щели спектрографа



Фиг. 4. Спектр нитра, полученный с помощью эшеле

0,04 Å. Контур линии строился для каждой из пластинок два-три раза, и результаты осреднялись. Для исследования рассеянного света делались записи на регистрирующем микрофотометре МФ-4. Фотографические эффекты у края полосы спектра исключались.

3. Рассеянный свет, температура пятна

При исследовании спектра пятен очень большую трудность представляет учет рассеянного света, замывания, неточности гидрировки и т. п. эффектов, приводящих к наложению фотосферного спектра на спектр пятна. Методика учета рассеянного света разработана Т. В. Крат [11], методика учета замывания предложена Вандерсом [12]; вопросы учета обоих эффектов рассмотрены также В. Е. Степановым [13]. Говард [14] предложил более простой метод оценки эффектов рассеянного света, учитывающий, кроме того, возможные неточности гидрировки. При применении метода Говарда не нужно специально снимать спектр края Солнца. Особенно удобно пользоваться этим методом, если спектр пятна снят с помощью эшеле. Для сравнения рассеянный свет и замывание исследованы нами для различных длин волн двумя способами. В [11] показано, что рассеяние в атмосфере можно представить в виде

$$i_1(\xi) = a_1 + b_1 F(\xi), \quad (8)$$

где $i_1(\xi)$ — интенсивность рассеянного света в долях интенсивности центра диска Солнца, ξ — расстояние от центра диска в долях солнечного радиуса, a_1 и b_1 — постоянные, а $F(\xi)$ — функция, табулированная в [11]. Величины a_1 и b_1 определяются из наблюдений по фотографиям спектра края солнечного диска. 18.IX 1960 г. край Солнца не снимался. Для определения количества света, рассеянного частицами атмосферы, зеркалами телескопа и внутри спектрографа мы воспользовались фотографиями спектра края Солнца, полученными 20.VIII и 25.X 1960 г., когда условия и время наблюдений, а также качество изображений были примерно такими же, как и 18.IX 1960 г. Обе пластинки дают сходные результаты, и подробные измерения мы проводили только по пластинке № 3614, снятой 25.X. Фотометрирование проводилось в областях 6100, 5800, 4850, 4510 и 3725 Å. При этих исследованиях рассеяние света в спектрографе определялось непосредственно около полосы спектра. Нахождение величин a_1 и b_1 сводится к измерению рассеянного света в зависимости от величины ξ и решению уравнений типа (8). Величина a_1 определялась нами непосредственно из измерений, ибо для любых трех точек за краем диска, находящихся на одинаковом расстоянии друг от друга, можно написать:

$$a_1 = \frac{i_1''' - i_1''}{i_1' + i_1''' - 2i_1''},$$

так как согласно [11] вблизи края Солнца можно считать, что $F(\xi) = e^{-1,2(1+2\xi)}$, где x_i — расстояние между рассматриваемыми точками. Величину $F(\xi)$ мы брали из [11], b_1 находили, решая уравнение (8). Для пятна № 71a 18.IX $\xi = 0,77$.

Величины a_1 , b_1 и i_1 приведены в столбцах 4, 5 и 6 табл. 1. В уравнении (8) i_1 выражено в долях интенсивности центра солнечного диска. Удобнее i_1 выразить в долях фотосферы, соседней с пятном (I_ϕ). Величины I_ϕ для разных длин волн мы брали из [15]. Необходимо также было определить количество света, рассеиваемого в спектрографе (i_c). Для этого поперек щели была приклеена узкая непрозрачная полоска и фотографировался спектр Солнца с экспозициями 6 и 15 сек. Результаты приведены на фиг. 5 и в столбце 7 табл. 1. Величина $i_0 = i_1 + i_c$ дается в столбце 8 табл. 1.

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	$F(\xi)$ ($\xi = 0,77$)	$\frac{I_{\Phi}}{I_{\text{центра}}}$	Коэффициенты рассеяния		i_1 (в % I_{Φ})	i_c (в % I_{Φ})
			$a_1 \cdot 10^3$	$b_1 \cdot 10^3$		
6100	0,66	0,82	2,6	5,5	0,77	4,3
5832	0,66	0,80	5,71	1,87	0,87	4,5
4855	0,65	0,76	7,57	3,57	1,31	5,2
4510	0,65	0,74	13,4	1,95	1,93	5,7
3726	0,63	0,68	16,7	1,99	2,64	7,8

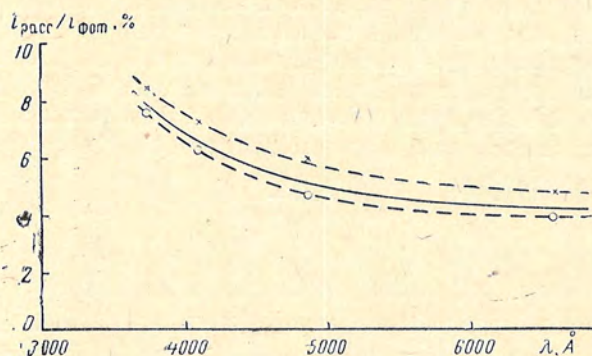
Таблица 1 (продолжение)

$t_0 = i_1 + i_c$	$\frac{dS}{dx}$	m	$a \cdot 10^{-4}$	$I_{\text{расс}} = i_0 + i_3$	$\frac{I_{\text{пятна}}}{I_{\text{фот}}}$	$\alpha = \frac{I_{\text{расс}}}{I_{\text{пятна}}}$
5,1	106,7	2,2	12,0	5,6	15,2*	0,37
5,4	92,7	2,3	12,4	6,0	13,3	0,45
6,5	135,0	3,2	44,3	6,5	10,5	0,620
7,7	84,4	3,6	19,4	8,7	6,9	1,26
10,4	53,3	4,0	12,1	12,6	3,05	4,13
					5,04**	2,50

* Для 6710 Å.

** По другой пластинке.

Учет замывания, связанного с дрожанием изображения, рассеянием в эмульсии и т. п. производился методом, предложенным Вандерсом [12]. В. Е. Степанов [13] применил этот метод для определения величины замывания в центре пятен с учетом формы фотометрического разреза пятна и полутени. Он сделал это для нескольких конкретных случаев. При фотометрическом исследовании оказалось, что у нас форма фотометрического

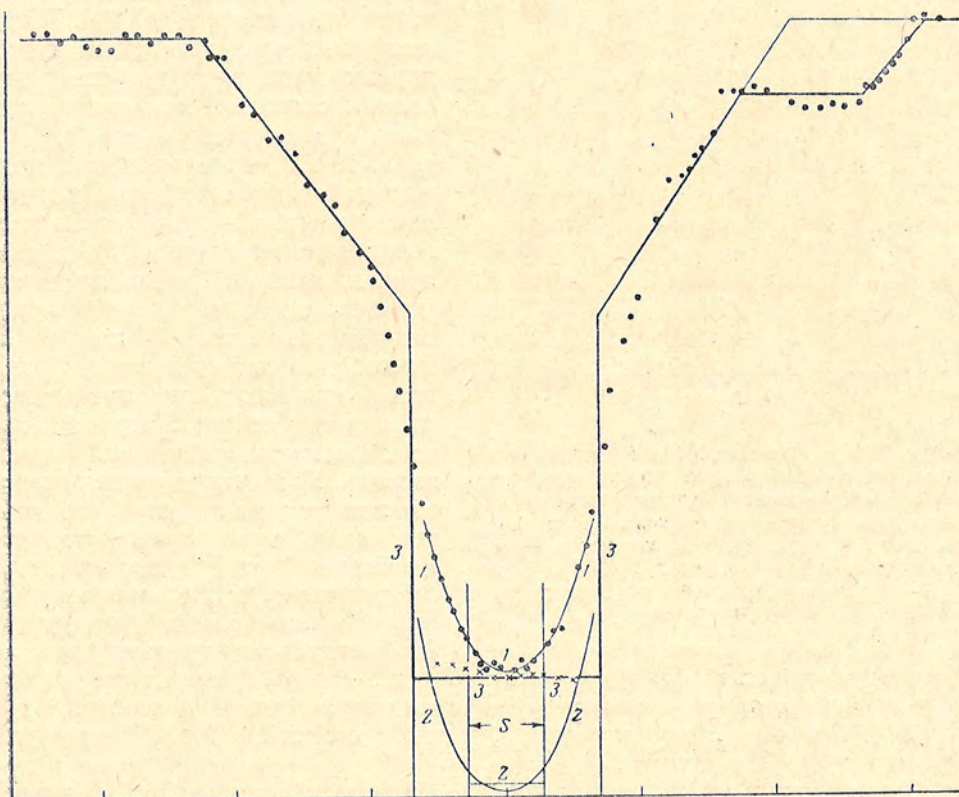


Фиг. 5. Интенсивность света, рассеянного в спектрографе, в зависимости от длины волны

Точки и крестики — определения по двум различным фотографиям

разреза пятна другая. Измерения производились по пластинке № 3563 в области спектра 6710 Å (фиг. 6). Спектрограф с решеткой дает спектр высокого качества, и в области 6710 Å рассеянный свет довольно слаб. В нашем случае можно считать, что в полутени интенсивность линейно падает по направлению к ядру пятна, а на границе ядра скачком падает до

значения, одинакового для всего ядра. Для этого случая и приведены все расчеты. Мы определяли количество рассеянного света, связанного с замыванием, для разных точек ядра пятна, и вычисляли, сколько рассеянного света попадает в щель микрофотометра при фотометрировании



Фиг. 6. Фотометрический разрез пятна в области 6710 Å

1 — наблюдаемое распределение яркости; 2 — вычисленный ход рассеянного света; 3 — истинное распределение яркости в пятне (ломаная линия)]

Расстояния от оси абсцисс до точек, обозначенных крестиками, соответствуют расстоянию между кривыми 1 и 2. Деления по оси абсцисс нанесены через $1,905 \cdot 10^{-4} R_{\odot}$

спектра пятна с заданной высотой щели. Согласно [14] функция замывания имеет вид

$$V(r) = \frac{a}{\pi} e^{-ar^2}, \quad (9)$$

и количество рассеянного света, связанного с замыванием, определяется как

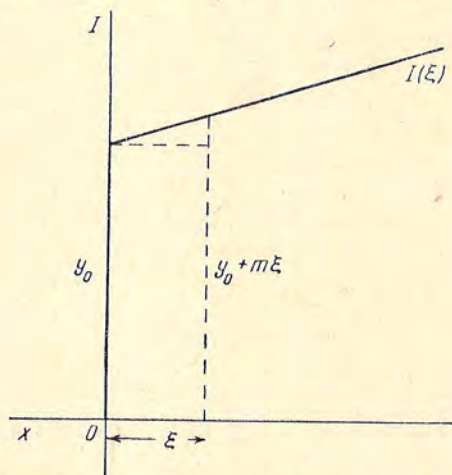
$$i_3(x) = \frac{1}{2} (y_0 + mx) [1 - \Phi(\sqrt{2ax})] + \frac{m}{2\sqrt{a\pi}} e^{-ax^2}, \quad (10)$$

где

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^u e^{-\frac{t^2}{2}} dt \quad (11)$$

и a — так называемая постоянная замывания. Обозначение остальных величин видно из фиг. 7, на которой показано предполагаемое истинное

распределение интенсивности на краю Солнца (на границе пятна). Величину a мы определяли по упоминавшимся уже фотометрическим разрезам края солнечного диска по способу, описанному в [13], причем для



Фиг. 7. Ход интенсивности на краю диска Солнца. x — координата точки, для которой определяется рассеянный свет, y_0 — интенсивность на краю солнечного диска (пятна). Предполагается, что интенсивность растет линейно по закону $y_0 + m\xi$, где ξ — расстояние от края по направлению внутрь диска

края Солнца величина потемнения к краю и яркость диска на краю также брались нами из [13]. Такие измерения проделаны нами и для других длин волн по спектрам, снятым с эшелле. Значения величины a приведены в столбце 11 табл. 1. На фиг. 6 нанесены кривые наблюдаемого распределения яркости (кривая 1) и кривая рассеянного света (кривая 2), вычисленная нами в предположении, что истинное распределение яркости дается ломаной линией 3. Расстояние между кривыми 1 и 2 для различных точек пятна равно расстоянию от оси абсцисс до точек, обозначенных на фиг. 6 крестиками. Крестики довольно хорошо ложатся на линию 3, что подтверждает наше предположение. Расстояние между кривыми 1 и 2 соответствует 15,2% яркости соседней невозмущенной фотосферы.

Эта величина и принята нами за истинную яркость пятна в области 6710 Å. В табл. 1 приведены данные с учетом рассеяния в спектрографе с эшелле, а кривая 2 на фиг. 6 построена без учета этого рассеяния, так как пластинка № 3563 снята на спектрографе с решеткой.

Аналогичное построение выполнено для всех фотометрических разрезов, сделанных по пластинкам № № 3571—3573. Так как в дальнейшем при обработке спектра использована щель микрофотометра МФ-2 по высоте меньшая, чем размеры пятна, то для оценки количества рассеянного света, который будет попадать в щель микрофотометра, мы делали графическое интегрирование вдоль длины S (см. фиг. 6), соответствующей высоте щели МФ-2. Результаты такого интегрирования приведены в столбце 12 табл. 1, а в столбце 13 этой таблицы даны значения интенсивности света, излученного пятном в долях интенсивности прилегающей фотосферы, исправленные за рассеяние. В последнем столбце приведены значения a , равного отношению интенсивности рассеянного света к интенсивности излучения пятна, исправленной за рассеянный свет. Из табл. 1 видно, что в нашем случае рассеянный свет в большей степени определяется рассеянием в спектрографе.

При исследовании рассеянного света методом Говарда [14] измеряют эквивалентную ширину линий, которых не должно быть в спектре солнечных пятен, а их присутствие целиком относится за счет рассеянного света фотосферы, попавшего на изображение пятна. Говард использовал две такие линии: 6369,479 и 6432,690 Å. Мы использовали также линии 6238,396; 5402,782; 4965,176 и 4161,801 Å. В табл. 2 приведена соответствующая выписка из [7].

Если, как и раньше, обозначить через $\alpha = \frac{I_{\text{расс}}}{I_{\text{пятна}}}$ — отношение интенсивности рассеянного света к интенсивности пятна, через W_{ϕ} , W_n и $W_{\text{пл}}$ обозначить соответственно эквивалентную ширину некоторой линии в фо-

тосфере, наблюдаемое ее значение в спектре пятна и ее истинную эквивалентную ширину в спектре пятна, то

$$W_{\pi} = W_{\pi} (1 + \alpha) - \alpha W_{\phi}. \quad (12)$$

Принято, что спектр полутени такой же, как и спектр фотосферы, только несколько ослаблен, так что рассеянный свет от полутени по спектральному составу не отличается от рассеянного света фотосферы. Это

Таблица 2

$\lambda, \text{Å}$	Отондествле- ние	I	
		диск	пятно
6432,7	Fe	1	—2
6238,4	Fe	2	—2
5402,8	Y ⁺	0	—3
4965,2	Ni	0	—3
4161,8	Sr ⁺	1	—2

предположение эквивалентно тому, которое чисто математически вводит Говард. Если для некоторой линии истинная эквивалентная ширина в спектре пятна $W_{\pi} = 0$, то

$$\alpha = \frac{W_{\pi}}{W_{\phi} - W_{\pi}}. \quad (13)$$

Результаты измерений и вычислений величины α в зависимости от длины волны приведены в табл. 3.

Таблица 3

λ	Пластика № 3571			Пластика № 3572		Пластика № 3573		$\Delta\alpha$
	W_{ϕ}	W_{π}	α	W_{π}	α	W_{π}	α	
6432,690	58,06	14,40	0,428	21,13	0,572	—	—	0,10
6238,396	62,80	16,31	0,351	9,38	0,176	8,22	0,151	0,06
5402,782	14,64	—	—	6,88	0,885	5,56	0,611	0,25
4965,176	22,20	—	—	8,70	0,664	10,10	0,835	0,12
4161,801	30,00	—	—	17,61	1,420	11,51	0,623	0,30

Оценим ошибку, связанную с пренебрежением W_{π} , которая на самом деле не равна нулю (интенсивность этих линий в пятне равна, по Роулан-ду, —2÷—3), а, по Мюльдерсу, составляет величину в (2—4) мÅ [15]. Эта ошибка согласно (12) равна

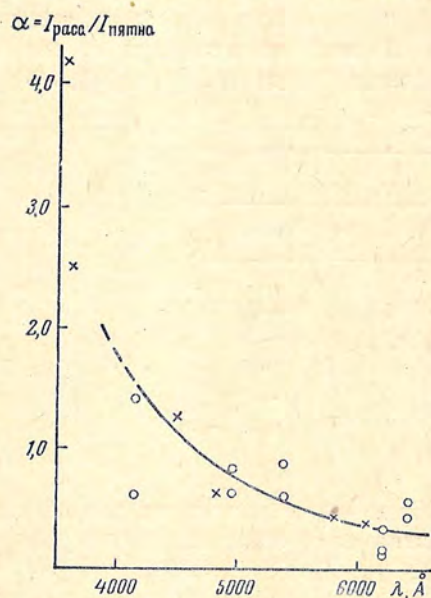
$$\Delta\alpha = \frac{W_{\pi}}{W_{\phi} - W_{\pi}}. \quad (14)$$

Оценка $\Delta\alpha$ приведена в табл. 3. Для линий, у которых $W_{\phi} = 0$;

$$W_{\pi} = W_{\pi} (1 + \alpha). \quad (15)$$

[Значение α , определенные обоими методами, представлены на фиг. 8. Из графика видно, что оба метода дают близкие результаты, и величина α

определяется с большей точностью в красной части спектра *. Как и следовало ожидать, интенсивность рассеянного света резко растет в фиолетовую часть спектра. Поэтому при определении содержания элементов бблшая точность получается для линий, расположенных в красной



Фиг. 8. Зависимость величины α от длины волны

Крестики — значения, полученные методом Крат-Вандерса-Степанова, кружки — методом Говарда

части спектра. Так, например, при определении содержания лития учет рассеянного света может внести в значения эквивалентных ширин ошибку, заведомо меньшую 20 %.

Основной вывод из фиг. 8 таков: даже в тех случаях, когда $\alpha > 1$, т. е. рассеянный свет интенсивнее излучения самого пятна, редукция за рассеянный свет возможна, и полученные значения эквивалентных ширин линий содержат ошибку не более 50 % при $\lambda > 4000 \text{ \AA}$.

Мы не учитывали рассеяния света самого пятна, который также замыкает линии в спектре пятна.

В табл. 4 приведена интенсивность излучения пятна в различных длинах волн, выраженная через интенсивность излучения соседней невозмущенной фотосферы и в $\text{эрг/см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{см} \cdot \text{стер}$. Излучение фотосферы в абсолютных единицах и потемнение к краю взяты нами из [16]. Интенсивность излучения пятна в зависимости от длины волны приведена

на фиг. 9. Там же приведена кривая излучения абсолютно черного тела при температуре 4500°K . Значения цветовой температуры пятна, определенные по его излучению в разных длинах волн, также даны в табл. 4.

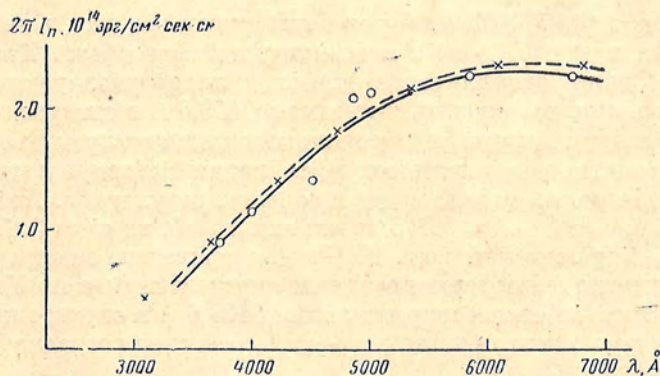
Таблица 4

λ	$I_{\text{п}}/I_{\text{ф}}$	$I_{\text{п}} \cdot 10^{-13}$	T°
6710	0,152	3,62	4469
5832	0,133	3,64	4441
5000	0,107	3,40	4545
4855	0,105	3,34	4560
4510	0,069	2,26	4414
4000	0,057	1,83	4411
3726	0,050	1,43	4456

$$T_{\text{cp}} = 4470^\circ$$

Средняя температура пятна $T = 4470^\circ \text{K}$ ($\theta = 1,13$).

* Определение α оказалось весьма трудоемким и потребовало очень большой тщательности. Эта работа во вторую руку была проведена А. В. Степановым, которому авторы выражают свою признательность.

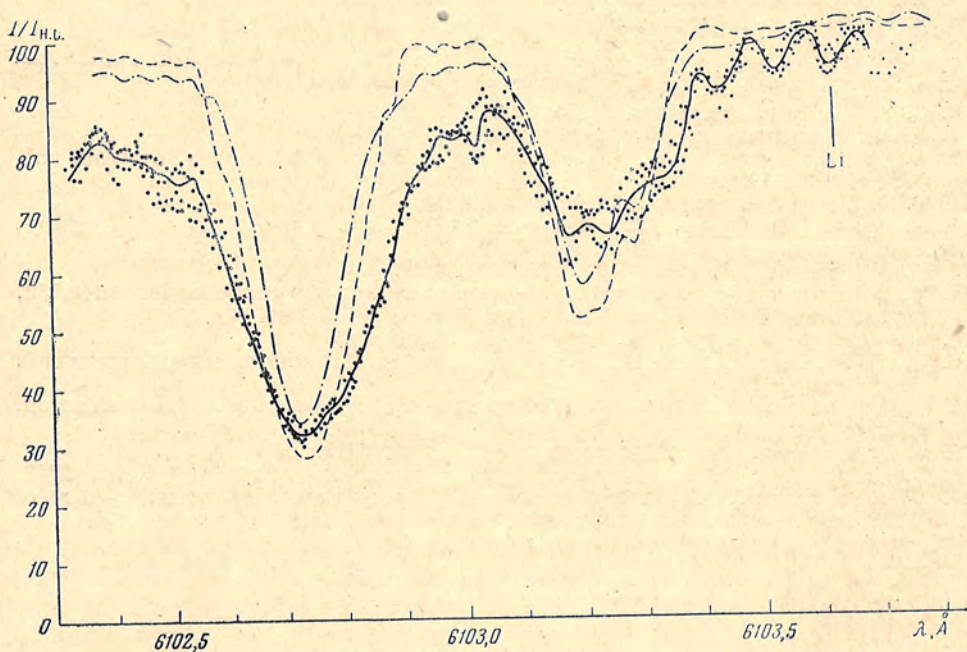


Фиг. 9. Интенсивность излучения пятна в зависимости от длины волны

Кружки — наблюдения, крестики — вычисленные для абсолютно черного тела при $T = 4500^\circ\text{K}$

4. Спектральная линия лития. Выводы

В спектре пятна резонансная линия лития $6708 \text{ \AA}$ слишком сильна для того, чтобы можно было работать на прямолинейной части кривой роста. Оказалось, что в спектре пятна присутствует линия $6103,63 \text{ \AA}$, которую мы отождествили с линией лития $6103,642 \text{ \AA}$. Кроме совпадения длин волн есть еще два довода в пользу такого отождествления. Во-первых, из таблиц спектральных линий, где приведены линии нейтральных атомов и их ионов [17, 18], видно, что вблизи линии $\text{Li } 6103,6 \text{ \AA}$ нет таких линий, которые могли бы ее блендировать. Во-вторых, несложный подсчет показывает, что число поглощающих атомов лития в пятне на уровне $2P$,



Фиг. 10. Участок спектра солнечного пятна и спектра невозмущенной фотосферы в области $6103 \text{ \AA}$

Штриховая линия — невозмущенная фотосфера на том же ρ , что и пятно, сплошная — среднее для пятна по четырем разрезам (пластинки № 3571 и 3572), штрих-пунктирная — фотосфера по Миннаерту

исходном для линии $6103 \text{ \AA}$, будет почти таким же, как и на уровне $2S$ (исходном для линии $6708 \text{ \AA}$) в невозмущенной фотосфере. Как видно из дальнейшего, силы осцилляторов для этих линий различаются мало, и, следовательно, можно ожидать, что линия $6103,6 \text{ \AA}$ в спектре пятен будет иметь эквивалентную ширину в несколько миллиангстрем [19].

Сила осцилляторов вычислялась по таблицам Бейтса и Дамгаард [20], которые для щелочных металлов дают хорошие результаты. Получено, что для линии $\text{Li I } 6103,6 \text{ \AA}$ $f = 0,645$, и так как $g = 6$, то $gf = 3,87$. Профиль линии $6103,6 \text{ \AA}$ приведен на фиг. 10. Там же приведена кривая для невозмущенного спектра фотосферы по нашим определениям и по Утрехтскому атласу [21]. Эквивалентная ширина линии $6103,6 \text{ \AA}$ в спектре пятна равна $3,3 \text{ м\AA}$, что после исправления за рассеянный свет согласно уравнению (15) составляет $4,6 \pm 2,5 \text{ м\AA}$.

Сравнение двух методов определения рассеянного света в спектрах пятен приводит нас к выводу, что метод, предложенный Говардом, более удобен, ибо значительно менее трудоемок, не требует специального фотографирования края Солнца и дает не менее надежные результаты. При использовании этого метода полезно применить как можно больше линий, которые есть в спектре фотосферы и отсутствуют в спектре пятна. Мы использовали пять линий, но это число, конечно, можно увеличить.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. L. Goldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. *Astrophys. J. Suppl.*, **5**, N 45, 1, 1960.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. общ., **13**, 103, 1955.
3. L. Goldberg, A. Keith Pierce. *Nb. d. Phys.*, **52**, 56, 1959.
4. Сб. «Солнце», под ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 169.
5. L. H. Aller. *Astron. J.*, **67**, N 9, 579, 1962.
6. H. H. Russell. *Astrophys. J.*, **55**, 119, 1922.
7. C. E. St. John, C. E. Moore a. o. Revision of Rowland's preliminary table. *Carnegie Inst. of Washington, Publ.*, N 396, 1928
8. C. E. Moore. *Astrophys. J.*, **75**, 222, 298, 1932.
9. Бюлл. «Солнечные данные», № 9, 1960.
10. А. Б. Северный, Н. В. Стещенко, В. Л. Хохлова. *Астрон. ж.*, **37**, № 1, 23, 1960.
11. Т. В. Крат. *Астрон. ж.*, **25**, № 5, 316, 1948.
12. A. J. M. Wanders. *Zs. Astrophys.*, **8**, 108, 1934.
13. В. Е. Степанов. *Сообщ. ГАИШ*, № 100, 1957.
14. R. Howard. *Astrophys. J.*, **127**, 108, 1958.
15. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950, стр. 100.
16. Сб. «Солнце», под. ред. Дж. Койпера. ИЛ, 1957, гл. 3.
17. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев и др. Таблицы спектральных линий. Физматгиз, 1962.
18. C. E. Moore. A multiplet table of astrophysical interest. *Rev. Ed.*, Washington, 1959.
19. Э. Е. Дубов. *Астрон. циркуляр*, № 159, 11, 1955.
20. D. R. Bates, A. Damgaard. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A, **242**, 101, 1949.
21. M. Minnaert, G. M. Mulders, I. Houtgast. *Photometric Atlas of the Solar Spectrum*. Amsterdam, 1940.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА
ПО ВОЗБУЖДЕННЫМ УРОВНЯМ
В МОЩНОМ ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ

А. Н. Бабин, А. М. Пасека, Г. Г. Сидоров, Н. В. Стешенко

Измерена объемная светимость в бальмеровских линиях высокотемпературной области мощного импульсного разряда в водороде в момент максимального сжатия; получены населенности 3—7 уровней водорода. По интенсивности непрерывного спектра разряда определена электронная концентрация $n_e = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Рассчитаны числа процессов, приводящих к заселению различных уровней водорода и определяющих состояние ионизации плазмы. Показано, что основную роль в этих процессах играет электронный удар первого и второго рода.

THE DISTRIBUTION OF HYDROGEN ATOMS AT EXCITATION LEVELS IN A STRONG IMPULSIVE DISCHARGE, by A. N. Babin, A. M. Paseka, G. G. Sidorov and N. V. Steshenko.—The volume luminosity in the Balmer lines of a high temperature region of a strong impulsive discharge in hydrogen has been measured at the moment of maximal compression. The population of the 3—7 hydrogen levels is determined. The electron concentration, $n_e = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, is found from the intensity of the continuous spectrum of the discharge.

The number of processes leading to population of different hydrogen levels and determining the state of ionization of plasma is computed. It is shown that the main role is played by electronic impacts of the first and second kind.

В [1] исследованы механизмы расширения крыльев бальмеровских линий самосжатого шнура в мощном импульсном разряде в водороде. Контуры линий H_α — H_ϵ , изученные в [1], использованы нами для определения объемной светимости газа в указанных линиях в момент максимального сжатия плазмы и вычисления на основании этих данных распределения атомов водорода по возбужденным уровням. Для этой цели выбраны спектрограммы, снятые при наблюдении перпендикулярно оси разряда через центральное окно банки при начальном давлении водорода в банке 0,1 мм рт. ст.

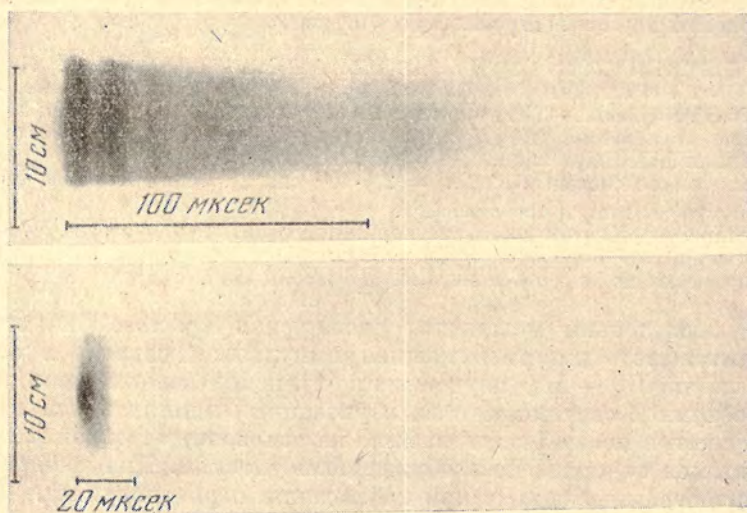
Спектрограммы, условия съемки и обработки которых подробно описаны в [1], позволили получить относительные интенсивности линий разряда $I_{\text{отн}}$ в единицах интенсивности H_δ . Данные, усредненные по четырем спектрограммам, содержатся в табл. 1. Для приведения их в абсолютную систему единиц применен следующий метод. С помощью отдельного объектива фотографировалось изображение разряда через то же окно и в том же самом направлении, как и при съемке спектра; достаточно узким светофильтром выделено излучение в линии H_β . С этой камерой на ту же пластинку фотографировалось Солнце с экспозицией $3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ (перед пластинкой устанавливался вращающийся диск с узкой радиальной щелью и затвор, открывающийся на время одного оборота диска). Распределение энергии в спектре Солнца, а также все условия съемки известны, что дало возможность найти полную энергию, излученную в линии H_β тем объемом плазмы, который просматривается через окно диаметром

Таблица 1

	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}	H_{ε}
$I_{\text{отн}}$	22	7,8	3,2	1,0	0,48
$4\pi e, \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^3}$	$9,3 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^8$
Населенность, см^{-3}	$n_3 = 0,3 \cdot 10^{14}$	$n_4 = 1,0 \cdot 10^{14}$	$n_5 = 1,2 \cdot 10^{14}$	$n_6 = 0,96 \cdot 10^{14}$	$n_7 = 0,96 \cdot 10^{14}$

60 мм (именно это излучение разряда и попадало в спектрограф при съемке спектров, так как проектирующей оптики перед щелью спектрографа не было [1]).

При съемке разряда фотокамерой мы должны получить изображение шнура в окне банки, если за все время разряда основная энергия излучается высокотемпературным шнуром. Однако многочисленные съемки показывают, что шнур практически не выделяется на фоне того свечения, которое происходит в большом объеме банки уже после фазы максимального сжатия. Нас же интересует именно энергоотдача в балмеровских линиях только сжатой плазмы. С целью отделения интересующей нас

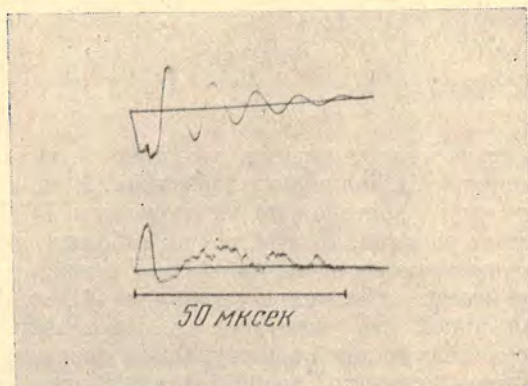


Фиг. 1. Временная развертка свечения разряда в водороде в линии H_{β}

Нижний снимок сделан с ослаблением в 77 раз

части энергии излучения сжатого шнура от налагающегося «фона» производилось фотографирование разряда с временной разверткой. На окно банки устанавливалась перпендикулярно оси разряда щель шириной 1,5 мм, изображение щели проектировалось на фотопленку, намотанную на барабан. Ось вращения барабана расположена параллельно щели. Скорость движения пленки во время съемки равна 40 м/сек. Излучение в интересующих нас линиях (снимались H_{α} и H_{β}) выделялось с помощью светофильтров. Снимки сделаны с несколькими нейтральными фильтрами для расширения диапазона регистрируемой яркости. На фиг. 1 приведены снимки разряда в излучении H_{β} , выполненные с разной степенью ослабления интенсивности. На снимках, где начальная стадия разряда не пере-

держана, хорошо видно изображение сжатого шнура, диаметр его равен 20 мм на том расстоянии от центра, где интенсивность излучения уменьшается вдвое. Обработка снимков показывает, что энергия излучения сжатого шнура составляет в H_α около 14% и H_β 20% от полной энергии, регистрируемой на снимках во время всего разряда. Эти величины изменяются на несколько процентов для разных разрядов, для дальнейших вычислений мы взяли среднюю величину и считали, что энергия сжатого шнура составляет в каждой линии 17% от той полной энергии, которая найдена нами при фотографировании разряда без временной развертки. Интервал времени, в течение которого происходит интенсивное излучение сжатого шнура, грубо можно оценить по снимкам, полученным с вращающимся барабаном, оно оказалось равным ~ 5 мксек. Более точно время



Фиг. 2. Осциллограмма тока разряда (вверху) и свечения водорода в линии H_β (внизу)

свечения найдено фотоэлектрическим методом. Изображение линии H_β в фокальной плоскости камеры спектрографа проектировалось на фотокадод ФЭУ, усиленный фототок подавался на пластины осциллографа. На фиг. 2 показана осциллограмма тока во время разряда и одновременная запись яркости H_β . На основании таких записей найдено, что время свечения сжатого шнура составляет $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ сек. Учитывая эту продолжительность свечения и зная, что при наших калибровочных съемках через окно банки просматривается участок шнура длиной 7,5 см, диаметр шнура 2 см, найдена объемная светимость $4\pi e$ [эрг·см $^{-3}$ ·сек $^{-1}$] в каждой из рассмотренных бальмеровских линий. Данные приведены в табл. 1. В этой же таблице приведены населенности уровней $n_3 - n_7$ [см $^{-3}$] в сжатом шнуре, полученные на основании яркостей линий. При вычислении населенности третьего уровня пришлось в связи с большой плотностью излучения учитывать не только спонтанные, но и вынужденные переходы 3—2 под действием собственного излучения. Они оказались примерно в полтора раза более эффективными, чем спонтанные переходы.

При определении числа излучающих атомов самопоглощение в линиях не учитывалось. Коэффициент поглощения в центре линии H_β только с учетом доплеровского расширения линии $K_0(H_\beta) = 4,6 \cdot 10^{-15}$ (при ионной температуре $2 \cdot 10^6$ град, в соответствии с [2]). Учет штарк-эффекта, являющегося основным фактором в расширении линии или, во всяком случае, в образовании ее протяженных крыльев при наблюдении разряда поперек шнура [1], приведет к значительному уменьшению приведенного выше коэффициента. Если принять во внимание данные табл. 1, показывающие примерно одинаковую населенность уровней $n_3 - n_7$, то насе-

ленность второго уровня также можно принять приблизительно равной 10^{14} см^{-3} . В этом случае оптическая толща в центре H_β $\tau < 1$. В центре линии H_α оптическая толща для центральной части шнура может несколько превышать единицу. В связи с этим приведенная в табл. 1 населенность n_3 должна быть, вероятно, увеличена в 2—3 раза.

Таблица 2

	n_3/n_5	n_4/n_5	n_5/n_5	n_6/n_5	n_7/n_5
Вспышка (см. [3])	13,7	—	1,00	1,72	2,39
« (см. [4])	7,51	0,90	1,00	1,20	0,59
« «	2,54	—	1,00	1,22	0,79
« «	2,74	1,23	1,00	1,07	0,74
Разряд	0,25	0,83	1,00	0,80	0,80

Интересно сравнить относительную заселенность возбужденных уровней водорода в разряде и в солнечных вспышках. В табл. 2 приведены отношения n_k/n_5 для ряда вспышек по наблюдениям [3, 4] и для сжатого шнура в импульсном разряде. Как видно из таблицы, верхние уровни во вспышках и в разряде возбуждены примерно одинаково. Более низкие уровни в разряде имеют значительно меньшую относительную населенность, чем во вспышках, что указывает на более энергичные процессы, приводящие к заселению уровней в импульсном разряде, по отношению к условиям в тех частях вспышки, которые просматриваются в линиях H_α , H_β .

Представляет интерес вычислить, какие процессы приводят в основном к заселению и опустошению уровней и к ионизации водорода в разряде. Однако для подсчета числа процессов в 1 см^3 потребуется также знать электронную концентрацию в шнуре. На спектрах, полученных с широкой щелью спектрографа за пять разрядов (параметры разрядов такие же, как при фотографировании линий), хорошо виден непрерывный спектр плазмы, вызванный тормозным излучением электронов. Интенсивность непрерывного спектра в этом случае равна [5]

$$I_\nu = 7,7 \cdot 10^{-38} n^+ n_e Z^2 \frac{e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}}{\sqrt{T_e}} \Phi\left(\frac{h\nu}{kT_e}\right),$$

где n^+ и n_e — ионная и электронная концентрации, T_e — электронная температура, функция $\Phi\left(\frac{h\nu}{kT_e}\right)$ — поправочный множитель, который при малых $\frac{h\nu}{kT_e}$ показывает логарифмическую зависимость от $\frac{h\nu}{kT_e}$. Интенсивность непрерывного спектра очень слабо зависит от T_e , поэтому можно принять $T_e \approx 10^6$. Задача нахождения $n^+ n_e$ сводится к определению I_ν в абсолютных единицах. Интенсивность непрерывного спектра разряда измерялась в области $4635 \text{ \AA}$, а для абсолютной калибровки использовались спектры Солнца, сфотографированные с тем же спектрографом. Полученная интенсивность излучения 1 см^3 плазмы равна $I_\nu = 9,9 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}$ ($d\nu = 1$, $d\omega = 1$), откуда $n^+ = n_e = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При начальном давлении $0,1 \text{ мм рт. ст.}$ в 1 см^3 находится $7 \cdot 10^{15}$ атомов водорода; таким образом, в шнуре наблюдается сжатие в 34 раза, что находится в полном соответствии с данными [6].

Числа процессов, приводящих к заселению и опустошению уровней, рассчитаны так же, как это было сделано А. Б. Северным [7] для солнечных вспышек. Все расчеты выполнены для ряда значений электронной температуры (от $1,25 \cdot 10^5$ до 10^6 К).

Число возбуждений и ионизаций электронным ударом вычислено из уравнения [8]

$$Z_{ik} = 4\pi n_i n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k} \right)^{3/2} \frac{1}{T_e^{3/2}} \int_{v_i}^{\infty} q_i(v) v^3 e^{-\frac{mv^2}{2kT_e}} dv,$$

где n_i — населенность уровня, с которого происходит возбуждение или ионизация, v — скорость электронов, $q_i(v)$ — эффективное сечение возбуждения для данного уровня в зависимости от скорости электронов.

Для перехода 1—2 использовано экспериментальное значение $q(v)$, взятое из [9]. Для остальных переходов сечения возбуждения и ионизации были вычислены по формулам, приведенным в [10]; точность этих сечений достаточна для наших целей, что в частности, вытекает из сравнения теоретического и экспериментального значения $q(v)$ для перехода 1—2. В табл. 3 даны числа возбуждений, а в табл. 4 — числа ионизаций в 1 см^3 за 1 сек, разделенные на населенность нижнего уровня и электронную концентрацию в плазме.

Числа тушений электронным ударом второго рода вычислены из соотношения

$$\frac{Z_{ki}}{n_k n_e} = \frac{g_i}{g_k} e^{\frac{\epsilon_{ki}}{kT_e}} \frac{Z_{ik}}{n_i n_e},$$

где n_k — населенность верхнего уровня, g_i , g_k — статистические веса нижнего и верхнего уровней, ϵ_{ki} — разность энергий уровней. Числа тушений в 1 см^3 за 1 сек, отнесенные к населенности верхнего уровня и электронной концентрации, приведены в табл. 5.

Числа рекомбинаций на разные уровни вычислены по уравнению

$$Z_{j-n} = 1,62 \cdot 10^{-6} n^+ n_e \frac{g_n}{n^5} T_e^{-3/2} e^{\frac{x_n}{kT_e}} \left[-\text{li} \left(e^{-\frac{x_n}{kT_e}} \right) \right],$$

где n^+ и n_e — количество ионов и электронов в 1 см^3 , n — номер уровня, на который происходит рекомбинация, g_n — статистический вес уровня, x_n — энергия ионизации с уровня n . Результаты вычислений приведены в табл. 6. Для переходов между вторым и более высокими уровнями можно вычислить числа процессов, связанных с возбуждением атомов радиацией и вынужденным излучением. Плотность излучения ρ_ν для этих переходов найдена из интенсивности линий. Числа процессов, отнесенных к населенности уровня, с которого происходит переход, приведены в табл. 7, там же даны значения ρ_ν [эрг/см^3], использованные при вычислениях.

Зная n_e и населенность уровней из экспериментальных данных, можно сопоставить роль различных процессов в заселении и опустошении уровней в плазме. Однако наблюдения балмеровских линий не дают возможности определить населенность первого и второго уровней водорода. Населенность уровней n_3 — n_7 , как показывает табл. 1, практически одинакова. Основную роль в распределении атомов по уровням, как увидим ниже, играет электронный удар. Распределение электронов по скоростям таково, что максимум соответствует более высоким энергиям, чем разность энергий между уровнями 1 и 2. В связи с этим населенность первого

Таблица 3

T_e	$\frac{Z_{1-2}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-3}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-4}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-5}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-6}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-7}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{1-8}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{2-3}}{n_2 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$6,34 \cdot 10^{-9}$	$0,79 \cdot 10^{-9}$	$2,46 \cdot 10^{-10}$	$1,45 \cdot 10^{-10}$	$0,62 \cdot 10^{-10}$	$0,38 \cdot 10^{-10}$	$2,46 \cdot 10^{-11}$	$2,64 \cdot 10^{-7}$
$0,25 \cdot 10^6$	$1,54 \cdot 10^{-8}$	$2,00 \cdot 10^{-9}$	$0,63 \cdot 10^{-9}$	$3,00 \cdot 10^{-10}$	$1,61 \cdot 10^{-10}$	$0,96 \cdot 10^{-10}$	$0,63 \cdot 10^{-10}$	$3,73 \cdot 10^{-7}$
$0,5 \cdot 10^6$	$2,28 \cdot 10^{-8}$	$3,06 \cdot 10^{-9}$	$0,97 \cdot 10^{-9}$	$4,65 \cdot 10^{-10}$	$2,50 \cdot 10^{-10}$	$1,48 \cdot 10^{-10}$	$0,97 \cdot 10^{-10}$	$0,52 \cdot 10^{-6}$
10^6	$2,69 \cdot 10^{-8}$	$3,70 \cdot 10^{-9}$	$1,23 \cdot 10^{-9}$	$5,60 \cdot 10^{-10}$	$3,08 \cdot 10^{-10}$	$1,84 \cdot 10^{-10}$	$1,23 \cdot 10^{-10}$	$0,75 \cdot 10^{-6}$
T_e	$\frac{Z_{2-4}}{n_2 n_e}$	$\frac{Z_{2-5}}{n_2 n_e}$	$\frac{Z_{3-4}}{n_3 n_e}$	$\frac{Z_{3-5}}{n_3 n_e}$	$\frac{Z_{3-6}}{n_3 n_e}$	$\frac{Z_{4-5}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{4-6}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{4-7}}{n_4 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$3,44 \cdot 10^{-8}$	$1,00 \cdot 10^{-8}$	$1,06 \cdot 10^{-6}$	$1,23 \cdot 10^{-7}$	$0,42 \cdot 10^{-7}$	$2,86 \cdot 10^{-6}$	$0,33 \cdot 10^{-6}$	$0,97 \cdot 10^{-7}$
$0,25 \cdot 10^6$	$4,45 \cdot 10^{-8}$	$1,43 \cdot 10^{-8}$	$1,50 \cdot 10^{-6}$	$1,74 \cdot 10^{-7}$	$0,59 \cdot 10^{-7}$	$4,04 \cdot 10^{-6}$	$0,47 \cdot 10^{-6}$	$1,37 \cdot 10^{-7}$
$0,5 \cdot 10^6$	$0,63 \cdot 10^{-7}$	$2,02 \cdot 10^{-8}$	$2,11 \cdot 10^{-6}$	$2,46 \cdot 10^{-7}$	$0,84 \cdot 10^{-7}$	$0,57 \cdot 10^{-5}$	$0,66 \cdot 10^{-6}$	$1,93 \cdot 10^{-7}$
10^6	$0,89 \cdot 10^{-7}$	$2,86 \cdot 10^{-8}$	$2,98 \cdot 10^{-6}$	$3,48 \cdot 10^{-7}$	$1,18 \cdot 10^{-7}$	$0,81 \cdot 10^{-5}$	$0,93 \cdot 10^{-6}$	$2,74 \cdot 10^{-7}$

Таблица 3 (окончание)

T_e	$\frac{Z_{5-8}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{5-7}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-8}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-7}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{6-8}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{7-8}}{n_7 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$0,55 \cdot 10^{-5}$	$0,66 \cdot 10^{-6}$	$1,76 \cdot 10^{-7}$	$0,99 \cdot 10^{-5}$	$0,97 \cdot 10^{-6}$	$1,70 \cdot 10^{-5}$
$0,25 \cdot 10^6$	$0,78 \cdot 10^{-5}$	$0,93 \cdot 10^{-6}$	$2,50 \cdot 10^{-7}$	$1,40 \cdot 10^{-5}$	$1,37 \cdot 10^{-6}$	$2,40 \cdot 10^{-5}$
$0,5 \cdot 10^6$	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	$3,52 \cdot 10^{-7}$	$1,98 \cdot 10^{-5}$	$1,93 \cdot 10^{-6}$	$3,38 \cdot 10^{-5}$
10^6	$1,55 \cdot 10^{-5}$	$1,86 \cdot 10^{-6}$	$4,97 \cdot 10^{-7}$	$2,80 \cdot 10^{-5}$	$2,74 \cdot 10^{-6}$	$4,78 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4

T_e	$\frac{Z_{1-7}}{n_1 n_e}$	$\frac{Z_{2-7}}{n_2 n_e}$	$\frac{Z_{3-7}}{n_3 n_e}$	$\frac{Z_{4-7}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{5-7}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-7}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{7-7}}{n_7 n_e}$	$\frac{Z_{8-7}}{n_8 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$5,54 \cdot 10^{-9}$	$0,76 \cdot 10^{-7}$	$2,50 \cdot 10^{-7}$	$4,35 \cdot 10^{-7}$	$0,68 \cdot 10^{-6}$	$0,99 \cdot 10^{-6}$	$1,42 \cdot 10^{-6}$	$4,96 \cdot 10^{-6}$
$0,25 \cdot 10^6$	$1,42 \cdot 10^{-8}$	$1,12 \cdot 10^{-7}$	$3,55 \cdot 10^{-7}$	$6,16 \cdot 10^{-7}$	$0,96 \cdot 10^{-6}$	$1,40 \cdot 10^{-6}$	$2,08 \cdot 10^{-6}$	$2,76 \cdot 10^{-6}$
$0,5 \cdot 10^6$	$2,32 \cdot 10^{-8}$	$1,58 \cdot 10^{-7}$	$5,00 \cdot 10^{-7}$	$0,82 \cdot 10^{-6}$	$1,36 \cdot 10^{-6}$	$1,98 \cdot 10^{-6}$	$2,94 \cdot 10^{-6}$	$3,92 \cdot 10^{-6}$
10^6	$2,80 \cdot 10^{-8}$	$2,23 \cdot 10^{-7}$	$7,08 \cdot 10^{-7}$	$1,23 \cdot 10^{-6}$	$1,92 \cdot 10^{-6}$	$2,80 \cdot 10^{-6}$	$4,17 \cdot 10^{-6}$	$5,53 \cdot 10^{-6}$

Таблица 5

T_e	$\frac{Z_{2-1}}{n_2 n_e}$	$\frac{Z_{3-1}}{n_3 n_e}$	$\frac{Z_{4-1}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{5-1}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-1}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{7-1}}{n_7 n_e}$	$\frac{Z_{8-1}}{n_8 n_e}$	$\frac{Z_{9-2}}{n_9 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$4,06 \cdot 10^{-9}$	$2,68 \cdot 10^{-10}$	$5,00 \cdot 10^{-11}$	$1,56 \cdot 10^{-11}$	$0,59 \cdot 10^{-11}$	$2,68 \cdot 10^{-12}$	$1,33 \cdot 10^{-12}$	$1,40 \cdot 10^{-7}$
$0,25 \cdot 10^6$	$0,62 \cdot 10^{-8}$	$3,88 \cdot 10^{-10}$	$0,71 \cdot 10^{-10}$	$2,21 \cdot 10^{-11}$	$0,83 \cdot 10^{-11}$	$3,64 \cdot 10^{-12}$	$1,83 \cdot 10^{-12}$	$1,81 \cdot 10^{-7}$
$0,5 \cdot 10^6$	$0,72 \cdot 10^{-8}$	$4,48 \cdot 10^{-10}$	$0,81 \cdot 10^{-10}$	$2,51 \cdot 10^{-11}$	$0,94 \cdot 10^{-11}$	$4,11 \cdot 10^{-12}$	$2,06 \cdot 10^{-12}$	$2,40 \cdot 10^{-7}$
10^6	$0,75 \cdot 10^{-8}$	$4,72 \cdot 10^{-10}$	$0,89 \cdot 10^{-10}$	$2,60 \cdot 10^{-11}$	$1,00 \cdot 10^{-11}$	$4,40 \cdot 10^{-12}$	$2,24 \cdot 10^{-12}$	$3,40 \cdot 10^{-7}$

T_e	$\frac{Z_{4-2}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{5-2}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{4-3}}{n_4 n_e}$	$\frac{Z_{5-3}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-3}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{5-4}}{n_5 n_e}$	$\frac{Z_{6-4}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{7-4}}{n_7 n_e}$
$0,125 \cdot 10^6$	$1,00 \cdot 10^{-8}$	$2,08 \cdot 10^{-9}$	$0,63 \cdot 10^{-6}$	$0,48 \cdot 10^{-7}$	$1,15 \cdot 10^{-8}$	$1,88 \cdot 10^{-6}$	$1,52 \cdot 10^{-7}$	$3,38 \cdot 10^{-8}$
$0,25 \cdot 10^6$	$1,26 \cdot 10^{-8}$	$2,60 \cdot 10^{-9}$	$0,87 \cdot 10^{-6}$	$0,65 \cdot 10^{-7}$	$1,55 \cdot 10^{-8}$	$2,58 \cdot 10^{-6}$	$2,13 \cdot 10^{-7}$	$4,63 \cdot 10^{-8}$
$0,5 \cdot 10^6$	$1,67 \cdot 10^{-8}$	$3,46 \cdot 10^{-9}$	$1,19 \cdot 10^{-6}$	$0,90 \cdot 10^{-7}$	$2,14 \cdot 10^{-8}$	$3,64 \cdot 10^{-6}$	$2,94 \cdot 10^{-7}$	$6,43 \cdot 10^{-8}$
10^6	$2,29 \cdot 10^{-8}$	$4,71 \cdot 10^{-9}$	$1,68 \cdot 10^{-6}$	$1,25 \cdot 10^{-7}$	$2,95 \cdot 10^{-8}$	$5,48 \cdot 10^{-6}$	$4,14 \cdot 10^{-7}$	$8,93 \cdot 10^{-8}$

Т а б л и ц а 5 (окончание)

T_e	$\frac{Z_{6-5}}{n_6 n_e}$	$\frac{Z_{7-5}}{n_7 n_e}$	$\frac{Z_{8-5}}{n_8 n_e}$	$\frac{Z_{7-6}}{n_7 n_e}$	$\frac{Z_{8-6}}{n_8 n_e}$	$\frac{Z_{8-7}}{n_8 n_e}$
$0,425 \cdot 10^6$	$0,39 \cdot 10^{-5}$	$0,35 \cdot 10^{-6}$	$0,71 \cdot 10^{-7}$	$0,73 \cdot 10^{-5}$	$0,54 \cdot 10^{-6}$	$1,30 \cdot 10^{-5}$
$0,25 \cdot 10^6$	$0,54 \cdot 10^{-5}$	$0,48 \cdot 10^{-6}$	$1,00 \cdot 10^{-7}$	$1,03 \cdot 10^{-5}$	$0,77 \cdot 10^{-6}$	$1,83 \cdot 10^{-5}$
$0,5 \cdot 10^6$	$0,73 \cdot 10^{-5}$	$0,62 \cdot 10^{-6}$	$1,37 \cdot 10^{-7}$	$1,45 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$2,58 \cdot 10^{-5}$
10^6	$1,07 \cdot 10^{-5}$	$0,95 \cdot 10^{-6}$	$1,93 \cdot 10^{-7}$	$2,06 \cdot 10^{-5}$	$1,54 \cdot 10^{-6}$	$3,66 \cdot 10^{-5}$

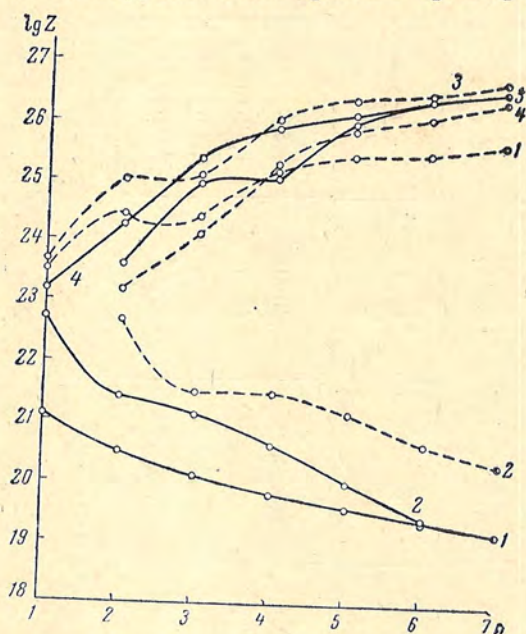
Т а б л и ц а 6

T_e	$\frac{Z_{j-1}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-2}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-3}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-4}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-5}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-6}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-7}}{n_e n^+}$	$\frac{Z_{j-8}}{n_e n^+}$
$0,425 \cdot 10^6$	$3,73 \cdot 10^{-14}$	$1,42 \cdot 10^{-14}$	$4,80 \cdot 10^{-15}$	$2,50 \cdot 10^{-15}$	$1,51 \cdot 10^{-15}$	$0,99 \cdot 10^{-15}$	$0,68 \cdot 10^{-15}$	$4,92 \cdot 10^{-16}$
$0,25 \cdot 10^6$	$2,09 \cdot 10^{-14}$	$0,54 \cdot 10^{-14}$	$2,48 \cdot 10^{-15}$	$1,42 \cdot 10^{-15}$	$0,66 \cdot 10^{-15}$	$4,24 \cdot 10^{-16}$	$2,85 \cdot 10^{-16}$	$2,05 \cdot 10^{-16}$
$0,5 \cdot 10^6$	$1,08 \cdot 10^{-14}$	$0,25 \cdot 10^{-14}$	$0,98 \cdot 10^{-15}$	$0,49 \cdot 10^{-15}$	$2,80 \cdot 10^{-16}$	$1,76 \cdot 10^{-16}$	$1,49 \cdot 10^{-16}$	$0,84 \cdot 10^{-16}$
10^6	$0,53 \cdot 10^{-14}$	$1,42 \cdot 10^{-15}$	$0,42 \cdot 10^{-15}$	$2,07 \cdot 10^{-16}$	$1,17 \cdot 10^{-16}$	$0,73 \cdot 10^{-16}$	$0,48 \cdot 10^{-16}$	$0,34 \cdot 10^{-16}$

Таблица 7

ρ_{32}	ρ_{42}	ρ_{52}	ρ_{62}	ρ_{72}
$0,94 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-13}$	$0,58 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-14}$	$0,74 \cdot 10^{-14}$
Возбуждение излучением: $z_{2k} = n_2 \rho_{k2} B_{2k}$				
$\frac{z_{23}}{n_2}$	$\frac{z_{24}}{n_2}$	$\frac{z_{25}}{n_2}$	$\frac{z_{26}}{n_2}$	$\frac{z_{27}}{n_2}$
$1,6 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^6$	$4,5 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
Вынужденное излучение: $z_{k2} = n_k \rho_{k2} B_{k2}$				
$\frac{z_{32}}{n_3}$	$\frac{z_{42}}{n_4}$	$\frac{z_{52}}{n_5}$	$\frac{z_{62}}{n_6}$	$\frac{z_{72}}{n_7}$
$7,0 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^6$	$0,73 \cdot 10^5$	$0,62 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^3$

и второго уровней не может сильно отличаться от населенностей других близких уровней. Мы приняли $n_1 \approx n_2 \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В табл. 8 и на фиг. 3



Фиг. 3. Сопоставление числа различных процессов, приводящих к заполнению уровней атомов водорода (номера у каждой кривой соответствуют номерам процессов указанных в табл. 8)

Сплошная линия — приход, пунктир — уход

бинаций, т. е. каждый ион водорода сможет всего лишь один раз рекомбинировать за время, на два порядка большее длительности всего разряда.

показана роль различных процессов в заселении и опустошении различных уровней водорода в импульсном разряде при $T_e = 2,5 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, которая близка к T_e , полученной в [2]. Основная роль принадлежит электронным ударам первого и второго рода, остальные процессы имеют очень малое значение. В табл. 8 все числа, связанные с приближенно принятыми нами значениями n_1 и n_2 , взяты в скобки. Как показывает таблица, изменение n_1 и n_2 в оправданных пределах не может привести к заметному изменению роли различных процессов и не изменит числа переходов для уровней $n > 3$.

Процесс заселения и опустошения уровней во время разряда, особенно [процесс ионизации и рекомбинации, является совершенно несбалансированным. Это вызвано в основном медленным процессом рекомбинации: за время $3 \cdot 10^{-6} \text{ сек}$ в 1 см^3 произойдет 10^{15} реком-

Таблица 8

	$n_1 (10^{14})$	$n_2 (10^{14})$	n_3	n_4	n_5	n_6	n_7
1. Рекомбинация	$1,2 \cdot 10^{21}$	$3,1 \cdot 10^{20}$	$0,3 \cdot 10^{13}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{14}$	$0,96 \cdot 10^{14}$	$0,96 \cdot 10^{14}$
2. Спонтанные с верхнего уровня	$(4,7 \cdot 10^{22}) +$ $+0,3 \cdot 10^{22}$	$2,5 \cdot 10^{21}$	$1,3 \cdot 10^{20}$ $1,3 \cdot 10^{21}$	$6,5 \cdot 10^{19}$ $4,4 \cdot 10^{20}$	$3,7 \cdot 10^{19}$ $1,0 \cdot 10^{20}$	$2,5 \cdot 10^{19}$ $2,7 \cdot 10^{19}$	$1,6 \cdot 10^{19}$
3. Возбуждение с нижнего электронным ударом	—	$(3,7 \cdot 10^{23})$	$(4,8 \cdot 10^{23}) +$ $+8,9 \cdot 10^{24}$	$(1,1 \cdot 10^{24}) +$ $+1,1 \cdot 10^{25}$	$(3,4 \cdot 10^{23}) +$ $+9,7 \cdot 10^{25}$	$2,4 \cdot 10^{26}$	$3,5 \cdot 10^{26}$
4. Тушение электронным ударом с верхнего .	$(1,5 \cdot 10^{23}) +$ $+5,3 \cdot 10^{21}$	$1,7 \cdot 10^{24}$	$2,3 \cdot 10^{25}$	$8,0 \cdot 10^{25}$	$1,4 \cdot 10^{26}$	$2,4 \cdot 10^{26}$	
Σ	$2,0 \cdot 10^{23}$	$2,1 \cdot 10^{24}$	$3,2 \cdot 10^{25}$	$9,2 \cdot 10^{25}$	$2,4 \cdot 10^{26}$	$4,8 \cdot 10^{26}$	
1. Ионизация электронным ударом	$(3,4 \cdot 10^{23})$	$(2,7 \cdot 10^{24})$	$2,6 \cdot 10^{24}$	$1,5 \cdot 10^{25}$	$2,8 \cdot 10^{25}$	$3,2 \cdot 10^{25}$	$4,8 \cdot 10^{25}$
2. Спонтанные на нижний	—	$(4,7 \cdot 10^{22})$	$3,0 \cdot 10^{21}$	$3,0 \cdot 10^{21}$	$1,4 \cdot 10^{21}$	$4,7 \cdot 10^{20}$	$2,3 \cdot 10^{21}$
3. Возбуждение на верхний электронным ударом	$(4,5 \cdot 10^{23})$	$(1,0 \cdot 10^{25})$	$1,2 \cdot 10^{25}$	$1,1 \cdot 10^{26}$	$2,6 \cdot 10^{26}$	$3,5 \cdot 10^{26}$	$5,5 \cdot 10^{26}$
4. Тушение электронным ударом	—	$(1,5 \cdot 10^{23})$	$1,3 \cdot 10^{24}$	$2,1 \cdot 10^{25}$	$7,6 \cdot 10^{25}$	$1,3 \cdot 10^{26}$	$2,5 \cdot 10^{26}$
Σ	$7,9 \cdot 10^{23}$	$1,3 \cdot 10^{25}$	$1,6 \cdot 10^{25}$	$1,5 \cdot 10^{26}$	$3,6 \cdot 10^{26}$	$5,4 \cdot 10^{26}$	$8,5 \cdot 10^{26}$

$$T_e = 2,5 \cdot 10^5 \text{ } ^\circ\text{K}, \quad n_e = 2,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$$

Сопоставление чисел процессов для более высокой температуры T_e еще более подчеркивает преобладающую роль электронных ударов.

Авторы приносят глубокую благодарность А. Б. Северному за руководство работой.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Н. Бабин, С. Ю. Лукьянов, А. Б. Северный, Г. Г. Сидоров, В. И. Синицын, Н. В. Стешенко. Изв. Крымской астрофиз. obs., **27**, 52, 1962.
 2. В. Д. Письменный, И. М. Подгорный, Ш. Сукеев. ЖЭТФ, **43**, 2008, 1962.
 3. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., **8**, 19, 1952.
 4. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., **19**, 46, 1958.
 5. Л. А. Арцимович. Управляемые термоядерные реакции. Физматгиз, 1961, стр. 11.
 6. С. Ю. Лукьянов, В. И. Синицын. ЖЭТФ, **36**, 1621, 1959.
 7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., **19**, 72, 1958.
 8. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952, стр. 110.
 9. W. L. Fite and R. T. V. Gaskman. Phys. Rev., **112**, 1151, 1958.
 10. К. У. Аллен. Астрофизические величины, ИЛ, 1960, стр. 55.
-

К ВОПРОСУ О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ
СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Б. М. Владимирский

Данные наблюдений о химическом составе солнечных космических лучей показывают весьма большую изменчивость химического состава: от чисто «ядерных» малых вспышек космических лучей до чисто протонных вспышек, подобным наблюдавшейся 4. V 1960 г. Показано, что изменчивость ядерного состава солнечных космических лучей можно объяснить в предположении, что во вспышках ускоряются в основном только тяжелые ядра.

ON THE CHEMICAL CONTENT OF SOLAR COSMIC RAYS, by B. M. Vladimirovsky. — Observational data on the chemical content of solar cosmic rays show a very large variability of chemical content: from pure «nuclear» small flares of cosmic rays to pure proton flares similar to that observed on May 4, 1960. It is shown that the variability of nuclear content of solar cosmic rays can be explained, assuming that in the main only heavy nuclei are accelerated in flares.

I. Наиболее важным результатом при изучении солнечных космических лучей в последние годы наряду с обнаружением больших потоков частиц от хромосферных вспышек в области энергий $10^7 - 10^8$ эв было установление сложности зарядового спектра космических лучей (к. л.).

При этом, с одной стороны, были обнаружены относительно кратковременные возрастания интенсивности при значениях $Z \geq 10$, не сопровождаемые соответствующим эффектом в протонной компоненте [1, 2]. С другой стороны, было открыто существование ядерной составляющей (α -частицы, ядра группы CNO, ядра с $Z \geq 10$) в потоке протонов от некоторых вспышек, давших эффект в к. л. на уровне моря 3.IX, 12 и 15. XI 1960 г. [3]. Полученные данные представляют большой интерес для понимания механизма ускорения частиц в период развития хромосферных вспышек. Настоящее сообщение посвящено анализу полученных в последние годы данных о химическом составе солнечных к. л.

II. Первые указания на наличие в солнечных к. л. α -частиц и тяжелых ядер были получены еще в период МГГ — МГС (и даже еще раньше). Так, вывод об излучении α -частиц Солнцем был сделан в [4]. Важный результат о независимости изменений интенсивности α -частиц и протонов был получен П. Мейером [5]. Однако только прямые измерения, выполненные на советских и американских искусственных спутниках [1, 2, 6] и с помощью фотоэмульсий на баллонах [3], позволили сделать однозначный вывод. Важно отметить, что эти последние результаты помогают разобраться в данных, полученных в свое время методом фотоэмульсий, поднимаемых на баллонах (около 10 лет назад), когда ставились многочисленные опыты (в основном Чикагской и Миннеаполисской группами) по изучению суточного эффекта тяжелых ядер.

Как известно, некоторые измерения показали существование довольно значительного суточного эффекта ядерной компоненты (см., например, [7—11]), тогда как во время других измерений, выполненных примерно в те же

годы, он вовсе не обнаруживался [12—14]. Сейчас становится ясным, что спорадический суточный эффект в ядерной компоненте был связан, по-видимому, с эффектом вспышек. Таким образом, противоречий в результатах только что цитированных работ нет: измерения, которые производились в отрезке времени с относительно высокой вспышечной активностью, обнаружили вариацию, другие же измерения, выполненные в период, не совпадавший со вспышками, дали, естественно, отрицательный результат. Подавляющее большинство измерений, заметим, было сделано в период спада солнечной активности после максимума 1947 г. Особо следует остановиться на результатах, полученных Кошиба и Шейном [15], в которых измерения, сделанные методом двигающихся толстослойных фотопластинок, поднятых на баллоне, обнаружили типичный эффект вспышки: резкий подъем с последующим плавным падением интенсивности. Баллон находился в пределах 9ⁿ-зоны попадания. Амплитуда возрастания для $Z \geq 10$ составила $30 \pm 7\%$, а само возрастание длилось несколько часов. Так как в то время патрульной службы вспышек не существовало, сопоставление со вспышкой невозможно. В свое время эти измерения не обратили на себя должного внимания. Таким образом, измерения Л. В. Курносковой, Л. А. Разоренова и М. И. Фрадкина [1, 2], а также старые данные о спорадическом суточном эффекте тяжелых ядер плюс ряд косвенных, но весьма убедительных данных позволяют заключить, что эффект некоторых малых (т. е. не регистрируемых на уровне моря) вспышек проявляется в к. л. только в тяжелоядерной компоненте, иногда простираясь до α -частиц. При этом можно говорить только о некоторых вспышках (см. еще [16], где было установлено отсутствие возрастания для $Z \geq 10$ для одной из вспышек).

III. Очень важно, что ядерная составляющая обнаружена и в случае больших возрастаний от вспышек, регистрируемых на уровне моря и по ионосферному эффекту в полярной шапке (блокауту). Особенно подробные данные собраны во время вспышки 12.XI 1960 г., когда получены сведения о содержании в потоке к. л. α -частиц, ядер группы CNO (далее обозначается как *M*-группа) [3, 6], ядер $Z \geq 10$ (далее обозначается как *H*-группа ядер) [17], изотопа He^3 [18] и трития [19]. Присутствие ядер *M* и α -частиц обнаружено также для случаев 3. IX и 15. XI 1960 г. [3, 20, 21]. Для события 10. V 1959 г. доля α -частиц составила несколько процентов [21]. Для 10. VII 1959 г. α -частицы по отношению к протонам составляли 20—70%, но *M*- и *H*-ядра обнаружены не были [22, 23]. Однако для 4. V 1960 г. концентрация α -частиц была либо очень низкой (менее 1%), либо они вовсе отсутствовали [24]. α -частицы не были обнаружены во время знаменитой вспышки 23. II 1956 г. [25]. По-видимому, можно констатировать очень высокую изменчивость зарядового спектра солнечных к. л. от случая к случаю: от чисто «ядерных» вспышек, о которых речь шла в предыдущем разделе, через события, где зафиксирован фактически весь набор ядер, до чисто «протонных» возрастаний типа 4. V 1960 г. Имеются также указания, что для одной и той же вспышки зарядовый спектр, возможно, изменчив. Доля α -частиц по отношению к протонам увеличивается после внезапного начала (SSC) магнитной бури [21, 22]. Подводя некоторый итог накопленным данным, следует подчеркнуть их приближенный характер. Из-за малой статистики точность измерений невелика, чаще всего имеются только оценки, а большая изменчивость химического состава плюс неполнота данных сильно затрудняют их сопоставление.

IV. Установление сложности зарядового спектра солнечных к. л. ставит целый ряд новых задач. Важнейшей из таких задач представляется на первых порах объяснение изменчивости химического состава от случая к случаю: от «ядерных» малых вспышек, обнаруженных в [2, 1], до практически чисто «протонных» вспышек типа 4. V 1960 г. Такая изменчивость не может быть объяснена эффектами, связанными с особенностями распространения космических частиц в межпланетном пространстве: коэффици-

енты диффузии, например, для ядер групп M и H не могут отличаться существенно образом, а отношение H/M изменчиво [6]. Объяснение этому явлению можно искать, предполагая преимущественное ускорение тяжелых ядер [26, 27].

Относительно галактической компоненты к. л. уже давно высказаны убедительные соображения [28, 29] о том, что источники к. л. инжектируют в межзвездное пространство в основном тяжелые ядра, а наблюдаемые протоны являются продуктами ядерных расщеплений ускоренных ядер на протонах межзвездного газа. Относительно солнечной компоненты можно предположить, что в этом случае также ускоряются только тяжелые ядра, а наблюдаемые протоны, α -частицы и т. д. есть результат фрагментации ускоренных ядер в солнечной атмосфере. Тогда изменчивость химического состава связана с различием в толще вещества, проходимого частицами, ускоренными в данной вспышке. Если толща вещества мала, ускоренные ядра не успевают в основном расщепиться, и мы должны наблюдать «ядерную» вспышку, другой крайний случай — прохождение большой толщи вещества, когда должны наблюдаться в основном протоны. При этом важно убедиться, можно ли с этой точки зрения объяснить весь зарядовый спектр, обнаруженный, скажем, во вспышке 12. XI 1960 г. Для решения этого вопроса можно воспользоваться простой моделью движения ускоренных частиц (ядер) в солнечной атмосфере вдоль силовых линий магнитного поля. Предполагается, что все ядра проходят одну и ту же толщу вещества. Уравнение, дающее число ядер группы i — после прохождения толщи вещества s ($г \cdot см^{-2}$) — $N_i(s)$ от стационарного источника, имеет вид [28]

$$\frac{dN_i}{ds} = -\frac{N_i}{\lambda_i} + \sum_{k < i} p_{ki} \frac{N_k}{\lambda_k}; \quad N_i(0) = q_i.$$

Здесь λ_i — пробег для ядерного взаимодействия в водороде + 7% гелия; q_i — мощность источника для ядер типа i , p_{ki} — среднее число ядер типа i , возникающих при поглощении ядра группы k («вероятность фрагментации»). Решение этого уравнения имеет вид (см. [28])

$$N_i = \sum_{k=1}^i a_{ik} e^{-v_k s},$$

где

$$v_k = 1/\lambda_k, \quad a_{ik} = \frac{1}{v_i - v_k} \sum_{k \leq j < i} v_j p_{ji} a_{jk},$$

$$a_{ii} = q_i - \sum_{k=1}^{i-1} a_{ik}.$$

Предположение о стационарности источника в данном случае существенно, так как измерения делаются за промежутки времени, существенно меньшие, как правило, продолжительности периода повышенной интенсивности. Используя эти соотношения, можно подсчитать относительные концентрации различных ядер после прохождения некоторой толщи вещества s . Предполагалось, что ускоряются только тяжелые ядра (группа H). Используемые значения вероятностей фрагментации и пробегов помещены в табл. 1. Некоторые значения p_{ki} известны плохо; для p_{kp} принято среднее значение ~ 4 , так что соответствующие данные вычислений надо рассматривать как ориентировочные. Результаты расчетов для $s = 23 \div 55 г \cdot см^2$ приведены в табл. 2. Относительно данных наблюдений, помещенных в этой таблице, надо заметить, что наиболее надежные измере-

Таблица 1

Ядра	Пробег поглощения λ , г·см ⁻²	Вероятности фрагментации			
		$H \rightarrow M$	$H \rightarrow L$	$H \rightarrow \alpha$	$H \rightarrow T^3, {}^3\text{He}^3$
$H(Z \geq 10)$	6,0	0,8	0,0	3,5	0,2
$M(\text{CNO})$	8,0	$M \rightarrow L$	$M \rightarrow \alpha$	$M \rightarrow T^3, \text{He}^3$	
		0,3	2,0	0,2	
$L(\text{Li, Be, B})$	9,8	$L \rightarrow \alpha$	$L \rightarrow T^3, \text{He}^3$		
		1,5	0,3—1,0		
$\alpha(\text{He}^4)$	18	$\alpha \rightarrow \text{He}^3 T^3$			
		0,4			

ния относятся к величинам α/M . Величина p/M весьма изменчива в пределах вспышки (что связано с несколько большей «подвижностью» протонов данной жесткости). Отношения He^3/He^4 и T^3/p определены с большими ошибками и носят предварительный характер. Данные наблюдений взяты при одинаковой жесткости $R = p/Ze$, что соответствует принятой модели и имеющимся скудным сведениям относительно энергетических спектров ядер [3, 20]. Результаты существенно отличаются, если брать средние энергии на нуклон. При этих расчетах, конечно, не учитывались ионизационные потери. Кроме данных о He^3/He^4 и T^3/p , измерения относятся к жесткости порядка ~ 1 бэв/с. Рассмотрение табл. 2 показывает,

Таблица 2

Вид данных	Эксперимент			Вычисление при s (г·см ⁻²)					
	3. IX 1960 г.	12. XI 1960 г.	15. XI 1960 г.	23	25	30	33	35	55
H/M		0,1?—0,01	—	0,1	0,09	0,06	0,05	0,04	0,01
L/M	Не обнаружены	<0,1	—	0,7	0,9	1,2	1,3	1,5	8
α/M	42	60—75	100÷75	20	23	39	43	57	260
p/M	1250	60—330	100÷120	170	260	470	660	1005	12800
He^3/He^4	—	$\sim 0,2$	—	0,03—0,08		0,05—0,08		0,06	0,09
T^3/p	—	$\sim 4 \cdot 10^{-3}$	—	$(4-8) \cdot 10^{-3}$		$5 \cdot 10^{-3}$		$4 \cdot 10^{-3}$	$18 \cdot 10^{-3}$

что имеющиеся данные можно было бы хорошо согласовать при $s \sim 30 \div 35$ г·см⁻², если бы не слишком высокое расчетное отношение L/M (L —ядра группы Li, Be, B). Учитывая, однако, не очень большую надежность измерений, нужно признать, что предположение об ускорении во вспышках только тяжелых ядер получает из сопоставления данных табл. 2 серьезное подтверждение. Если в солнечных к. л. будет обнаружено наличие ядер Li, Be, B, можно будет сделать однозначный вывод.

Требуемое значение s на первый взгляд представляется довольно большим, однако время прохождения ядрами 30 г·см⁻² при плотности хромосферы $\sim 10^{13}$ см⁻³ будет $t \sim 100/\beta$ сек (β — скорость ядер в долях скорости света). Поэтому, учитывая возможную сложность траекторий ядер в магнитных полях хромосферы, проходимые толщи вещества кажутся приемлемыми. С другой стороны, такие толщины могут указывать на большие глубины залегания вспышек (в фотосфере) [30]. В заключение следует упомянуть об альтернативном объяснении сложности и изменчивости спектра по зарядам. В [31] высказывается мнение о существовании двух механизмов ускорения частиц на Солнце, один из которых ускоряет только ядра, другой — протоны (или протоны и ядра). Окончательный выбор будет зависеть от измерений содержания ядер группы L в солнечных к. л.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Искусственные спутники Земли, № 6, 1961.
2. Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Искусственные спутники Земли, № 12, 1962.
3. E. P. Ney, W. A. Stein. J. Geophys. Res., **67**, 2087, 1962.
4. P. S. Freier, E. P. Ney, P. H. Fowler. Nature, **181**, 1317, 1958.
5. P. Meyer. Phys. Rev., **115**, 1734, 1959.
6. C. E. Fichtel, D. E. Guss. Сообщение на конференции в Киото, сент. 1961 г.
7. J. I. Lord, M. Schein. Phys. Rev., **78**, 484, 1950.
8. J. I. Lord, M. Schein. Phys. Rev., **80**, 304, 1950.
9. J. Litvin, J. I. Lord, M. Schein. Phys. Rev., **81**, 314, 1951.
10. E. P. Ney, D. M. Thon. Phys. Rev., **81**, 1069, 1951.
11. V. H. Yngve. Phys. Rev., **92**, 428, 1953.
12. T. A. Bergstrach, C. A. Schroeder. Phys. Rev., **81**, 244, 1951.
13. G. W. Anderson, P. S. Freier, J. E. Naugle. Phys. Rev., **91**, 431, 1953.
14. R. F. Missert. Phys. Rev., **108**, 1327, 1957.
15. M. Koshiha, M. Schein. Phys. Rev., **103**, 1820, 1956.
16. J. Naugle, G. W. Anderson. Phys. Rev., **81**, 314, 1951.
17. H. Yagoda. Phys. Rev. Lett., **6**, 626, 1961.
18. O. A. Schaeffer, J. Zähringer. Phys. Rev. Lett., **8**, 389, 1962.
19. E. L. Fireman, J. De Felice, D. Tilles. Phys. Rev., **123**, 1935, 1961.
20. C. E. Fichtel, D. E. Guss. Phys. Rev. Lett., **6**, 495, 1961.
21. S. Biswas, P. S. Freier, W. Stein. J. Geophys. Res., **67**, 13, 1962.
22. P. S. Freier. J. Geophys. Res., **67**, 2617, 1962.
23. S. Biswas. J. Geophys. Res., **67**, 2613, 1962.
24. S. Biswas, P. S. Freier. J. Geophys. Res., **66**, 1029, 1961.
25. J. A. Simpson. Astrophys. J. Suppl., **4**, N 44, 361, 1960.
26. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Докл. АН СССР, **122**, 792, 1958.
27. В. Н. Цытович. Отчет ФИАН А-1. М., 1962.
28. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. УФН, **71**, 411, 1960.
29. А. А. Корчак, С. И. Сыроватский. Труды Международной конференции по космическим лучам, **3**, 216, 1960.
30. J. W. Warwick. Publ. Astron. Soc. Pacific, **74**, 303, 1962.
31. В. Л. Гинзбург, Л. В. Курносова, Л. А. Разоренов, М. И. Фрадкин. Геомагнетизм и аэронавигация, **2**, 193, 1962.

О НАЛИЧИИ КИСЛОРОДА В АТМОСФЕРЕ ВЕНЕРЫ. II

В. К. Прокофьев

В период май—июль 1962 г. были получены спектры отраженного Венерой солнечного света при дисперсии 1 Å/мм в области 6300 Å (α -полоса кислорода). В соответствии с приближением Венеры к Земле с коротковолновой стороны от теллурических линий кислорода обнаружена слабая полоса поглощения, которая может быть отнесена за счет наличия незначительных количеств кислорода в верхних слоях атмосферы Венеры.

ON THE PRESENCE OF OXYGEN IN THE ATMOSPHERE OF VENUS. II, by V. K. Prokofyev.— Spectra (dispersion 1 Å/mm) of sun-light reflected by Venus in the λ 6300 Å (α -oxygen band) have been obtained during May — July 1962. With the approach of Venus to the Earth a weak absorption band was detected on the shortwave side of the telluric oxygen band. This band may be due to the presence of inconsiderable amounts of oxygen in the upper atmospheric layers of Venus.

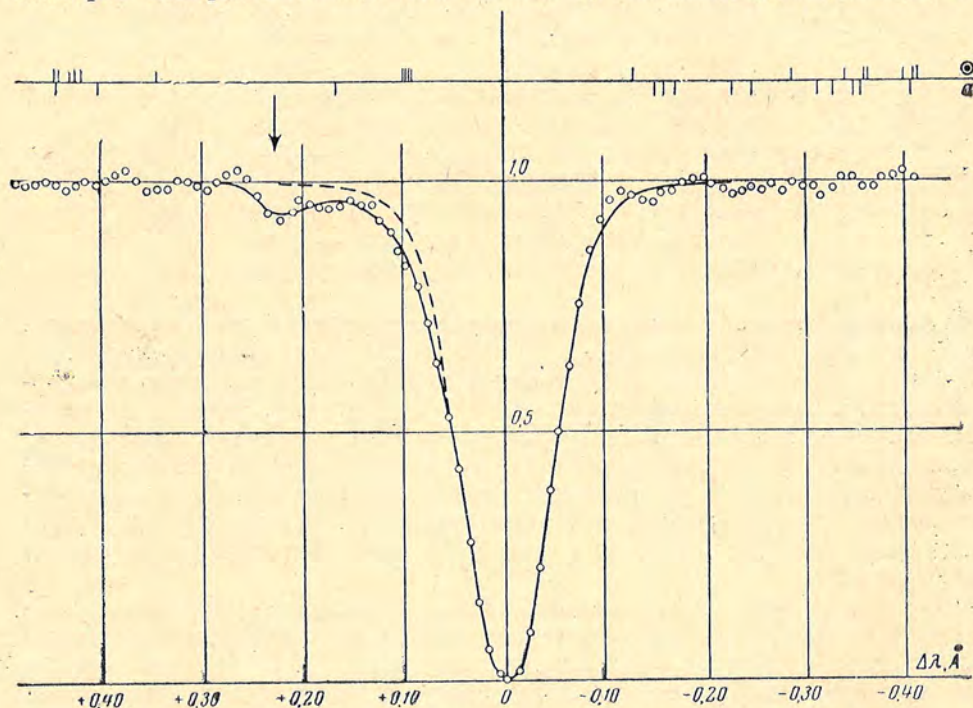
В 1961 г. (август — октябрь) при удалении Венеры от Земли (утренние наблюдения) были получены и подробно изучены спектры отраженного Венерой солнечного света в области теллурической α -полосы кислорода (~ 6300 Å) при дисперсии 1 Å/мм [1]. В результате тщательной фотометрической обработки было установлено наличие слабых линий поглощения, расположенных с длинноволновой стороны теллурических линий кислорода. Было высказано предположение, что эти слабые линии могут быть объяснены поглощением кислорода, находящегося в верхних слоях атмосферы Венеры. Наблюдавшееся тогда смещение обнаруженных слабых линий в зависимости от изменения относительной скорости движения Венеры к Земле подтверждало высказанное предположение.

Однако существенным подтверждением такого вывода могло явиться наблюдение подобных слабых линий с коротковолновой стороны от теллурических, для чего необходимо делать наблюдения в период приближения Венеры к Земле (вечерние наблюдения). В феврале 1961 г. был получен только один спектр, отвечающий указанным условиям. Однако он не был пригоден для тщательной фотометрической обработки и поэтому не мог быть достаточным для вывода о наличии подобных слабых линий на коротковолновой стороне контура теллурических линий.

В 1962 г. (май—июль) вечерние наблюдения были продолжены на той же установке эшелле спектрографа [1]. В качестве фотографического материала была использована пленка А-660 опытного производства *. Наш опыт показал, что по чувствительности эта пленка не уступает фотографическим пластинкам Kodak 103 аЕ, на которых были получены спектры в 1961 г.; она отличается только несколько более крупным зерном. На этой пленке в июле 1962 г. были получены вполне хорошие спектры при экспозиции

* Эта пленка была нам любезно предоставлена П. В. Мейкляром, за что мы считаем долгом выразить ему благодарность.

90 мин, которые были подвергнуты дальнейшей тщательной фотометрической обработке. В этот период на таких же пленках был получен спектр Солнца при экспозиции ~ 30 сек. и высоте Солнца над горизонтом $\sim 10^\circ$. При фотографировании спектра Солнца главное зеркало Башенного солнечного телескопа диафрагмировалось дырчатой диафрагмой. Одновременно в физической лаборатории на спектрографе КСА-1 при помощи ступенчатого ослабителя получались марки интенсивностей; источником света служила лампа накаливания, напряжение на которой подбиралось таким, чтобы длительность экспозиций равнялась длительности при фотографировании спектров Венеры и Солнца. Все пленки проявлялись одновременно*.



Фиг. 1. Усредненный контур теллурических линий α -полосы кислорода, полученный по снимку спектра Венеры 22—23.VIII 1961 г.

Фотометрической обработке подвергались те же 10 линий P -ветви α -полосы кислорода, которые были использованы и ранее [1]. Однако в этом случае мы встретились с серьезным затруднением, на которое уже было обращено внимание в [1]. На фиг. 1 воспроизведен из [1] совмещенный контур 9 линий теллурической полосы, обнаруживающий на длинноволновом крыле (положительные $\Delta\lambda$) слабую полосу поглощения. Положение этой полосы соответствует доплеровскому смещению в спектре Венеры (указано стрелкой). Сверху показано положение линий солнечного спектра ($\odot$) с учетом доплеровских смещений и атмосферных (α) полос водяных паров и изотопа кислорода. Как видно из фиг. 1, на длинноволновом крыле в нужной нам области нет мешающих солнечных или водяных линий; здесь имеется только одна линия изотопа кислорода O^{16} , O^{18} , которая является очень слабой (1:600 по интенсивности). На коротковолновой стороне контура (отрицательные $\Delta\lambda$) отмечается большое скопление полос водяных паров в области $\Delta\lambda$ от $-0,15$ до $-0,40$ Å. Наличие этих

* Существенную помощь при фотографировании спектров Венеры, а также марок интенсивностей оказали Н. Н. Петрова и А. С. Тибилов, которым мы выражаем благодарность.

полос и составляет основное затруднение при обработке спектров. Можно было бы исключить из обработки те теллурические линии, около которых находятся эти полосы, однако в таком случае остается слишком мало линий для статистической обработки. Таблица иллюстрирует расположение теллурических линий кислорода и водяных паров с коротковолновой стороны.

№ п/п	$\lambda_{O_2}, \text{ \AA}$	$\lambda_{H_2O}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda = \lambda_{H_2O} - \lambda_{O_2}, \text{ \AA}$
1	6306,575	6306,414; 6306,225	-0,161; -0,350
2	6305,819	6305,321	-0,498
3	6299,231	6298,800	-0,431
4	6298,462	6298,309	-0,153
5	6295,986	6295,657	-0,309
6	6295,186	6294,672	-0,514
7	6292,967	6292,622	-0,345
8	6292,170	6291,931; 6291,775	-0,240; -0,400
9	6290,224	6289,903	-0,321
10	6289,403	6289,181	-0,222

Эта таблица показывает, что нет ни одной теллурической линии кислорода, около которой в пределах до $-0,5 \text{ \AA}$ не было бы линии водяных паров.

Необходимо отметить, что при вечерних наблюдениях Венеры роль водяных паров несколько эффективнее, чем при утренних. Вечером наблюдения начинаются после захода Солнца, когда Венера находится высоко над горизонтом. При таком положении некоторое очень благоприятное для фотографирования спектра время тратится на наводку телескопа; фотографирование спектра продолжается до довольно низкого положения Венеры над горизонтом, когда излучение от нее проходит большую толщу земной атмосферы.

В период утренних наблюдений низкое расположение Венеры над горизонтом используется для наводки телескопа, фотографирование начинается, когда Венера поднимается над горизонтом на $8-10^\circ$, и продолжается вплоть до восхода Солнца, т. е. при утренних наблюдениях эффективная толща земной атмосферы существенно меньше, чем при вечерних.

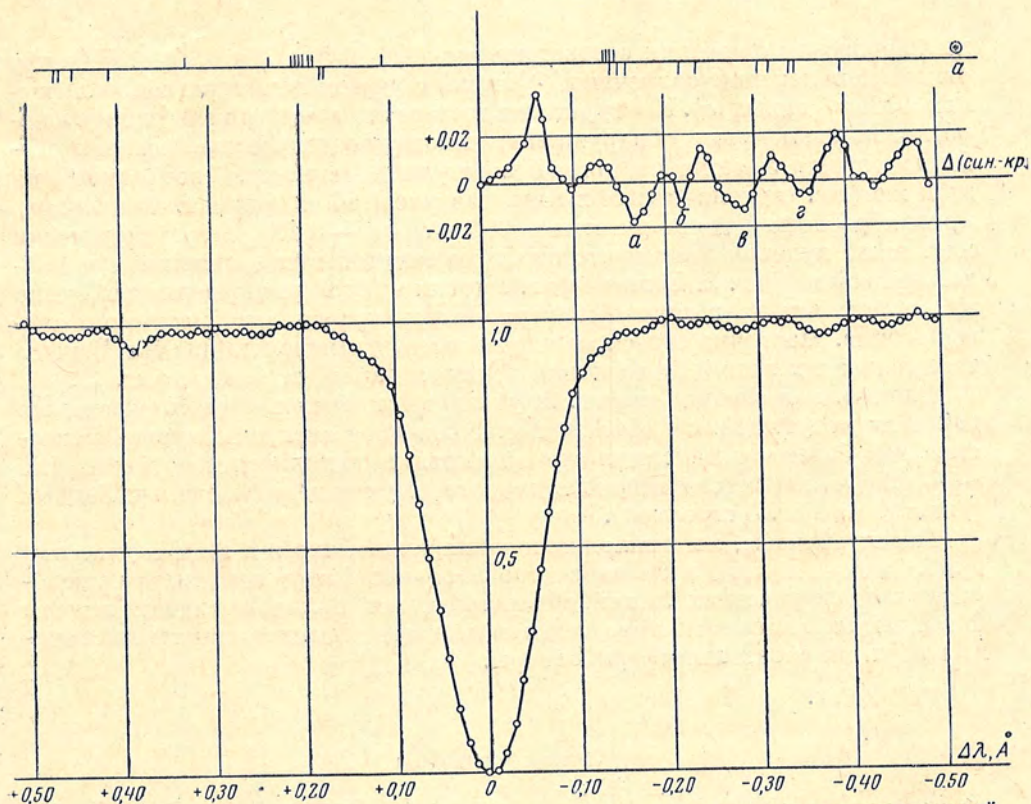
Учитывая эти обстоятельства, было решено исключить из обработки только такие участки спектра, где явно выражено на регистрограммах блендирование отдельных крыльев теллурических линий кислорода.

Фотометрическая обработка велась так же, как изложено в [1]*. В результате наложения отдельных контуров теллурических линий получался усредненный контур, который и подвергался дальнейшему анализу.

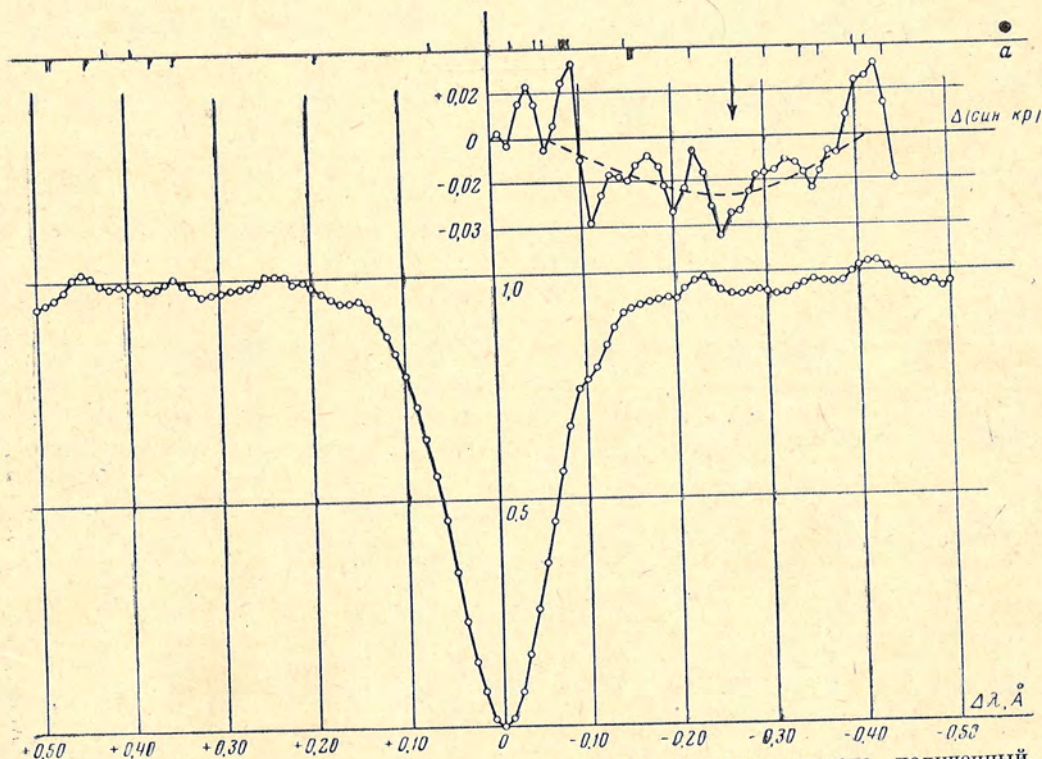
На фиг. 2 изображен усредненный контур, полученный по спектру Солнца. Выше этого контура около горизонтальной линии показано расположение солнечных линий ($\odot$) и линий водяных паров (a). Этот контур, как и следует ожидать, оказался хорошо симметричным. Для выявления роли линий поглощения водяных паров сверху фиг. 2 отложены разности точек синего (коротковолнового) крыла контура и красного (длинноволнового) Δ (син-кр.). Масштаб разностей ради наглядности увеличен в пять раз по сравнению с масштабом контура. Ход разностей обнаруживает некоторое влияние полос поглощения водяных паров (точки $a, б, в, г$). В целом, однако, точки распределяются по обе стороны нулевой линии.

На фиг. 3 приведен усредненный контур теллурических линий кислорода в спектрах Венеры, полученных 5, 6 и 27 июля 1962 г. при

* В фотометрической обработке спектров Венеры принимала участие В. П. Коноплева, что мы с благодарностью отмечаем.



Фиг. 2. Усредненный контур теллурических линий α -полосы кислорода, полученный по спектру Солнца



Фиг. 3. Усредненный контур теллурических линий α -полосы кислорода, полученный по снимкам спектра Венеры 5, 6 и 27.VII 1962 г.

доплеровском смещении соответственно $0,26 \text{ \AA}$ (5 и 6) и $0,27 \text{ \AA}$. Наверху отмечено положение солнечных ($\odot$) линий с учетом доплеровского смещения и атмосферных (a). Контур также достаточно симметричен, однако в коротковолновом крыле обнаруживает некоторую депрессию, которая особенно хорошо заметна на кривой разности Δ (син.-кр.), показанной на этой же фиг. с увеличенным в пять раз масштабом ординат. Как видим, кривая разностей Δ на участке $-0,10 \text{ \AA} \div -0,40 \text{ \AA}$ систематически идет ниже нулевой линии, что особенно заметно при сравнении с подобной кривой на фиг. 2. Если на фиг. 2 точки кривой распределяются около нулевой линии, то в случае спектра Венеры кривая систематически смещена вниз. Частично это смещение вызвано наличием в спектре Венеры теллурических линий поглощения водяных паров ($a, б, в, г$, фиг. 2).

Однако, как следует из фиг. 2, указанные полосы поглощения водяных паров не могут целиком объяснить наблюдаемое смещение кривой разностей, тем более что максимум этого смещения находится на расстоянии $\sim -0,26 \text{ \AA}$, соответствующем доплеровскому смещению в спектре Венеры (указано на фиг. 3 стрелкой).

Таким образом, мы приходим к заключению, что и в этом случае при приближении Венеры к Земле с коротковолновой стороны контура кислородных теллурических линий обнаруживается наличие слабой полосы поглощения, вызванной присутствием незначительных количеств кислорода в верхних слоях атмосферы Венеры.

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. К. Прокофьев, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 29, 3, 1963.

СИЛЫ ОСЦИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ СПЕКТРА Fe I

В. Е. Прокофьев, Е. И. Никонова*, П. Ф. Груздев*, М. С. Фриш*

Критически рассмотрены значения сил осцилляторов для спектра Fe I, полученные в [1—6, 8—11, 13—20]. Дана сводка значений для сил осцилляторов для 1167 линий в относительных единицах. Дан коэффициент перехода к абсолютным значениям.

Fe I OSCILLATOR STRENGTHS, by V. K. Prokofyev, E. I. Nikonova, P. F. Grudev and M. S. Frish.— The oscillator strengths of the Fe I spectrum, given in [1—6, 8—11, 13—20], are examined critically. The oscillator strengths of 1167 lines in relative units are summarized. The transition coefficient to absolute units is given.

К настоящему времени опубликован большой ряд работ, где приводятся значения сил осцилляторов для отдельных групп линий Fe I. Как правило, эти значения даются в произвольных относительных единицах, различных в разных работах; наблюдаются значительные расхождения между значениями для отдельных линий и даже целых мультиплетов. Между тем есть вполне определенная потребность иметь один список значений сил осцилляторов, приведенных к единой шкале относительных единиц. При составлении такого списка необходимо провести критический пересмотр всех данных, исключить менее достоверные и дать переход от относительных значений к абсолютным.

Подобная работа была предпринята нами после того, как некоторыми из нас были проделаны дополнительные измерения сил осцилляторов для отдельных групп мультиплетов Fe I [5, 10, 19, 20]. Эти измерения позволили установить некоторые объективные признаки, облегчившие пересмотр всех данных.

В настоящей работе сначала кратко излагается обзор имеющихся данных с кратким указанием метода их получения. Далее излагаются принятые нами критерии для критического рассмотрения данных и способ получения окончательной таблицы, содержащей значения сил осцилляторов для 1167 линий в спектре Fe I в единой шкале. Наконец, дается формула перехода к абсолютным значениям, для чего использованы опубликованные работы по определению абсолютного значения силы осцилляторов для резонансной линии Fe I 3919,93 Å.

§ 1. Обзор опубликованных работ по измерению относительных значений сил осцилляторов

Общее представление о степени изученности дугового спектра железа в отношении сил осцилляторов дает табл. 1. Здесь приведен перечень мультиплетов, для которых измерены относительные силы осцилляторов по работам, указанным в столбце 2. Номера мультиплетов взяты из таблиц, составленных Мур [34, 35].

* Сотрудники Государственного оптического института.

В настоящее время имеются данные почти для 1200 линий, принадлежащих 343 мультиплетам, тогда как число классифицированных линий в спектре железа составляет около 5 тыс.

Первые обстоятельные измерения сил осцилляторов были выполнены Р. Б. Кинг и А. С. Кинг [1] методом полного поглощения в высокотемпературной вакуумной печи. Были получены линии поглощения с основного терма a^5D и с двух ближайших к нему метастабильных термов a^5F и a^3F , расположенных выше основного на 1 и 1,6 эв соответственно. Спектр поглощения паров железа получался в трубчатой графитовой печи длиной 400 мм, нагреваемой током до 2100—2900°К. Спектры фотографировались на спектрографе с вогнутой решеткой 600 *штрих/мм* с дисперсией во втором порядке 1,86 Å/мм. Источником света служила кинолампа с кварцевой колбой при температуре 3100°К. Среднее отклонение для разных линий колеблется в пределах 4—15%, составляя в среднем 8%. Эти цифры не характеризуют точности измерений, поскольку последняя определяется рядом факторов (неточность измерения температуры, наложение линий испускания на линии поглощения, рассеянный свет, неправильное использование кривой роста), от которых зависит величина систематической погрешности измерений.

Печь Кинга была применена Картером [2] для измерения относительных сил осцилляторов методом испускания. Им измерены линии из 18 мультиплетов, включая такие, у которых потенциал возбуждения нижнего терма достигает 3,5 эв. Для устранения слоя холодных паров железа, дающих самопоглощение, применялась продувка печи струей гелия со стороны окошка, через которое производилось наблюдение.

Печь, используемая Картером, нагревалась до температуры 2500—2800°К. Спектр испускания регистрировался фотоэлектрически на том же спектрографе, которым пользовался Кинг, но в первом порядке с обратной линейной дисперсией 3,7 Å/мм. Свои данные Картер приводит в шкале Кинга, причем линии сравнения в окончательном списке не приводятся. Автор оценивает точность своих измерений от 3 до 15%. Основная ошибка этих измерений, по-видимому, заключается в наличии самопоглощения.

Аартс, Хартинг и Баккер [3] для измерений относительных сил осцилляторов методом лучеиспускания использовали несколько меньшую печь, чем Кинг и Картер. Нагревался участок трубки длиной 75 мм до температуры 2500—2800°К. Спектр испускания регистрировался в области 3800—5300 Å фотоэлектрически на спектрографе с вогнутой решеткой 300 *штрих/мм* радиусом кривизны 6 м, установленной по схеме Водсворта. Авторы измеряли те же мультиплеты, которые измерены Кингами [1]. По сравнению с Кингом измерено 19 новых линий, дополняющих те мультиплеты, которые у Кинга были измерены неполностью. Авторам не удалось продвинуться в область короче 3800 Å главным образом потому, что для устранения самопоглощения приходилось работать в условиях сравнительно низкой температуры печи со слабыми интенсивностями, которые лежат на пороге чувствительности фотоэлектрической регистрации. Авторы оценивают возможную ошибку своих измерений в $\pm 10\%$; обращает на себя внимание хорошее согласие этих измерений с измерениями Кинга.

Измерения сил осцилляторов в высокотемпературной печи Кинга были произведены Пенкиным с сотрудниками [4] методом «крюков» Рождественского. Измерения производились при температуре печи от 2000 до 2400°К. Снимки крюков получались на кварцевом спектрографе Хильгера или на спектрографе с плоской дифракционной решеткой с дисперсией ~ 4 Å/мм. Было измерено 56 линий в области 2930—4430 Å, нижние уровни которых расположены не выше 1,6 эв (a^5D , a^5F , a^3F). Измерения были затруднены тем обстоятельством, что в местах тесных скоплений линий дисперсия одной линии влияет на дисперсию другой; поэтому для получения

Таблица 1

Перечень изучавшихся мультиплетов

№ п/п	Авторы	Область длин волн, Å	Номера мультиплетов	Всего		
				Мультиплетов	линий	Использовано линий
1	Р. Кинг и А. Кинг [1]	2900—5500	1—11, 15, 16, 20—25, 28, 30, 36, 37, 39, 41—43, 45	28	190	178
2	Картер [2]	4200—5350	1—3, 18, 36, 37, 39, 66, 68, 71, 152, 350, 383, 476, 482, 553, 647, 693, 800	18	47	38
3	Аартс, Хартинг и Баккер [3]	3800—5500	1—4, 15, 16, 20, 36, 37, 39, 41—43, 45	14	83	82
4	Пенкин и др. [4]	2900—4450	2, 4, 5, 6, 9, 10, 20, 21, 23, 24, 41, 42, 43, 45	14	56	55
5	Старцев и Валтерс [5]	2700—3900	4—11, 20, 21, 23, 24, 28, 30 У. Ф.: 2, 5, 44	17	114	114
6	Корлис и Бозман [6]	2100—9000	1—11, 15, 16, 20—25, 28—30, 36, 37, 39, 41—43, 45, 55, 56, 60, 62, 66, 68, 71—74, 76, 78, 81—83, 85, 91, 104, 111, 114, 124, 130, 136, 146, 148, 152, 155—158, 168, 169, 175, 177, 180, 198, 207, 221, 229, 238, 268, 276—278, 280, 290—292, 294, 295, 304, 316—318, 321—323, 326, 339, 350, 354, 355, 357, 359, 362, 364, 383, 385, 386, 388, 394, 401, 402, 429, 430, 488, 496, 518, 522, 523, 528, 529, 553, 554, 562, 569, 604, 606—609, 611, 617, 661, 664, 686, 693, 772, 800, 802, 810, 816, 965, 984, 1051, 1077, 1092, 1107, 1136, 1137, 1146, 1153, 1154, 1163, 1165, 1172, 1178, 1250 У. Ф.: 2—10, 14, 21, 33, 43—48, 50—52, 56, 59, 62, 63, 65, 86, 87, 100, 125, 128, 133, 134, 142, 151, 154, 156, 157, 161, 162, 166, 167, 170, 182	192	671	597
7	Аллен и Асаад [8]	3700—5500	4, 5, 6, 15, 20—24, 41—43, 45	13	77	72
8	Соболев [9]	2900—3700	5, 6, 9—11, 24, 28, 30	8	33	29
9	Морозова, Старцев, Фриш [10]	3000—5300	28, 30, 42, 43, 45, 71, 81, 82, 85, 91, 152, 155, 156, 318, 321, 322, 355, 357, 359, 383, 385, 386, 686, 816 У. Ф.: 44 (дополнительные измерения)	26	204	204
10	Кроссвайт [11]	2850—4500	4—6, 10, 11, 18, 19, 21, 23, 41, 42, 45, 56, 68, 71, 72, 73, 76, 78, 81, 82, 95, 100, 124, 144, 152, 155—162, 164, 175, 177, 180, 198, 228, 229, 259, 276—278, 280, 290—292, 294, 295, 311, 321, 322, 326, 327, 350, 352, 354—359, 362, 364, 385, 386, 388, 389, 394, 414, 423, 429, 430, 476, 482, 488, 496, 518, 520, 522, 523, 529, 558, 559, 562, 578, 597, 604, 606—609, 611, 620, 649, 661, 664, 689, 693—695, 726, 801, 802, 830 У. Ф.: 1, 2, 44	110	242	222

Таблица 1 (продолжение)

№ п/п	Авторы	Область длин волн, А	Номера мультиплетов	Всего		Используй- но линий
				мульти- плетов	линий	
11	Летфус-Митрофанова [15] . .	3900—4800	2—4, 18—20, 38, 39, 41—45, 68, 71, 72, 120, 124, 152, 215, 217, 218, 273, 276—280, 282, 284, 350, 352, 354—359, 361, 362, 364, 384, 409, 413, 414, 416, 423, 426, 429, 430, 467, 476, 482, 486, 488, 518, 521, 522, 524, 527, 554, 557—562, 597, 603, 604, 606, 648, 649, 689, 693—695, 698, 726, 728, 729, 733, 753, 755, 764, 800—802, 821, 822, 826, 828, 830, 906, 945, 1103	96	230	167
12	Летфус-Гейфферлин [16] . . .	3500—5400	42, 71, 72, 124, 130, 180, 277, 278, 326, 350, 357, 369, 383, 394, 413, 472, 476a, 514, 518, 553, 560, 655, 664, 726, 729, 763, 801, 802, 826, 974, 1092, 1145, 1146, 1165	34	47	40
13	Родер [17]	4850—4950	318	1	9	6
14	Косинская [19]	2800—3800	21, 24, 28 У. Ф.: 44	4	25	25
15	М. Е. Боярчук и А. А. Боярчук [18]	3800—6750	1—4, 15, 16, 18—20, 22, 36, 38, 39, 41—45, 62, 66, 68, 71—73, 111, 114—117, 120, 124, 152, 153, 168—170, 175, 176, 206, 207, 209, 217, 218, 222, 268, 273, 276—278, 280, 282—284, 287, 318, 342, 350—352, 354, 355, 357—359, 361, 364, 367, 383, 409, 410, 414, 415, 419, 422, 423, 429, 472, 476, 476a, 482, 488, 515, 518, 520, 522—524, 527, 529, 553—556, 558—562, 597, 599, 603, 606, 608, 652, 655, 661, 665, 666, 686, 687, 689, 690, 692—695, 698, 702, 726, 752, 753, 755, 764, 767, 795, 797, 800, 802, 816, 820—823, 825, 826, 828, 830, 883, 889, 896, 906, 913, 959, 965, 973, 974, 976, 982, 984, 993, 1025, 1026, 1042, 1062, 1066, 1087, 1089, 1092, 1094, 1095, 1103, 1107, 1110, 1145, 1146, 1147, 1163, 1175, 1178—1180, 1183, 1195, 1259, 1260	169	476	418
16	Груздев [20]	4200—9300	152, 318, 383, 553, 686, 816, 965, 966, 984, 985, 1107, 1108, 1194, 1195, 1269, 1270, 1300, 1301	18	125	125

данных приходится методом последовательного приближения учитывать это влияние. Точность измерения, по оценке авторов, составляет 10—20%.

Валтерс и Старцев [5] измеряли силы осцилляторов в спектре железа как методом аномальной дисперсии, так и методом полного поглощения*. Измерялись только мультиплеты с нижними уровнями a^5D или a^5F . Для работы

* Измерения методом поглощения выполнены при участии Е. И. Никоновой.

использовалась печь Кинга, нагреваемая до температуры 2200°K . При работе методом полного поглощения использовалась кювета с двукратным прохождением лучей. Это позволило измерять те же линии, что и в [1,4], но при более низкой температуре; при этом снижалось влияние линий испускания. Фотографирование спектров поглощения производилось на спектрографе со сменными плоскими дифракционными решетками 600 и 1200 штрих/мм . Дисперсия прибора ~ 4 или $2 \text{ \AA/мм}$ в первом порядке. Источником света в методе полного поглощения служила криптоновая лампа ГСВД-120 сверхвысокого давления.

Работа по методу аномальной дисперсии производилась на спектрографе со скрещенной дисперсией. Средняя дисперсия в области $3900\text{--}2700 \text{ \AA}$ составляла $2,2 \text{ \AA/мм}$. Источником сплошного спектра служил импульсный разряд через капилляр в текстолите (ЭВ-39) [37]. Средняя вероятная ошибка по оценке авторов составляет $\pm 8\%$. Однако расхождение значений сил осцилляторов, полученных методом крюков и полного поглощения, в отдельных случаях доходило до 60% .

Все перечисленные работы выполнены с применением высокотемпературной вакуумной печи Кинга, температура которой не превышает 3000°K . Это значение температуры накладывает ограничения на линии, которые могут быть измерены. Методами полного поглощения и аномальной дисперсии, как видно из [1, 4, 5], могут быть измерены только те линии, нижние термы которых лежат не выше $1,6 \text{ эв}$, т. е. линии, оканчивающиеся на уровнях a^5D , a^5F и a^3F ; методом же испускания [2] могут быть измерены линии, нижние уровни которых достигают $3,5 \text{ эв}$.

Следующая группа работ по измерению сил осцилляторов в спектре железа связана с использованием электрической дуги. Плазма электрической дуги имеет более высокую температуру, чем печь Кинга, поэтому возможно измерение линий с большими потенциалами возбуждения. Большинство работ выполнено методом лучеиспускания; в основном измерялись линии, нижние термы которых отстоят от состояния a^5D более чем на 1 эв .

Наибольшее число измеренных линий имеется в обстоятельной работе Корлиса и Бозмана [6]. Эта работа является непосредственным продолжением работы Меггера, Корлиса и Скрибнера [7] и в ней в единой шкале измерены интенсивности 39 000 линий, принадлежащих 70 элементам.

Здесь будут рассмотрены измерения, относящиеся к спектру железа. В этом спектре измерена 671 линия, принадлежащая 192 мультиплетам. Источником света служила 10-амперная дуга постоянного тока. Фотографирование производилось на спектрографе с вогнутой решеткой, установленной по схеме Водсворта, с дисперсией $5 \text{ \AA/мм}$. Электроды прессовались из чистой меди с добавлением $0,1\%$ железа. Для гетерохромого фотометрирования в качестве источника сравнения использовались до области $3300 \text{ \AA}$ вольфрамовая ленточная лампа, в области $3300\text{--}2500 \text{ \AA}$ водородная лампа и в области короче $2500 \text{ \AA}$ производилось экстраполирование. Средняя точность измерения интенсивностей по определению Корлиса и Бозмана составляет $\sim 25\%$.

Для определения температуры, необходимой для получения значений gf из измеренных интенсивностей, привлекались литературные значения относительных сил осцилляторов, полученные при независимых определениях; для этого были использованы значения для 20 элементов. Окончательное значение температуры было принято равным $5100 \pm 100^{\circ}\text{K}$. Стандартное отклонение для отдельных определений температуры по разным элементам составляет $\pm 600^{\circ}\text{K}$.

Ошибка измерения при получении относительных значений для одного элемента около 30% . Следует особо отметить область короче $2500 \text{ \AA}$, где трудно оценить величину ошибки, вносимой при экстраполяции.

Аллен и Асаад [8] работали также с дугой постоянного тока между медными электродами, содержащими очень небольшие примеси (порядка 0,01%) различных элементов. Пользуясь такой дугой, они произвели оценку абсолютных сил осцилляторов линий ряда элементов, исходя из предположения, что процентный состав газовой фазы в облаке разряда идентичен химическому составу электродов, и поэтому можно использовать в качестве сравнения линии с известными абсолютными силами осцилляторов. Попутно были получены и относительные силы осцилляторов 77 линий спектра железа в области 3400—5500 Å. Источником сравнения служил положительный кратер угольной дуги. Температура дуги (3 а) по оценке авторов оказалась равна 4300°K, хотя в дальнейшем они склоняются к тому, что ее следовало бы увеличить до 4800°K. Средняя ошибка измерения составляет 60%.

В работе использовалась 10-футовая вогнутая решетка, установленная по схеме Игля, с дисперсией в первом порядке 5,54 Å/мм.

Соболев [9] измерил сравнительно небольшое число линий, принадлежащих спектру железа. Измерение производилось в дуге постоянного тока между электродами, в состав которых было введено железо (0,3%). Температура дуги определялась по линиям олова с известными значениями сил осцилляторов и оказалась равной 5300°A при силе тока дуги 3 а.

Морозова, Старцев и Фриш [10] произвели измерение для линий мультиплетов, оканчивающихся на метастабильном уровне a^5F и более высоких. Измерения производились в дуге постоянного тока между медным и железным электродами при силе тока 1,2 а, причем железный электрод служил анодом. Температура такой дуги оказалась равной $4500 \pm 100^\circ$ K. Для гетерохромного фотометрирования использовались положительный кратер угольной дуги, вольфрамовая ленточная лампа и криптоновая лампа ГСВД-120. Фотографирование производилось на спектрографе со сменными плоскими дифракционными решетками (600 и 1200 *штрих/мм*) при обратной линейной дисперсии $\sim 4,1$ и 2 Å/мм.

Значения относительных сил осцилляторов, измеренные Кроссвайтом, взяты из работы [11], где дается ссылка на частное сообщение Кроссвайта. Вероятно, эти данные получены в результате обработки фотоэлектрических измерений интенсивности линий в дуге постоянного тока между железными электродами при силе тока 2,2 а, выполненных Кроссвайтом [12].

В работе измерено около 1100 линий при фотометрической точности 1—2% и только незначительная часть этих линий использована для получения значений gf .

Митрофанова [13] производила измерения относительных значений сил осцилляторов, используя в качестве источника возбуждения линий дугу переменного тока при силе тока 3,5 а между чистыми железными электродами. Температура дуги определялась по методу Орнштейна и оказалась равной $(3800 \pm 300)^\circ$ K. Это значение представляется нам несомненно заниженным, так как не было уделено достаточного внимания учету самопоглощения линий. Фотографирование производилось на спектрографе с плоской дифракционной решеткой, дисперсия прибора 2,7 Å/мм. Существует ряд указаний (например [38]), что значения сил осцилляторов, полученные Митрофановой, содержат значительные погрешности. Причиной погрешностей может быть заниженное значение температуры, принятое Митрофановой. Действительно, Летфус [15] обработал данные Митрофановой, введя поправку на самопоглощение и исправив значения температуры дуги. Это значение для дуги переменного тока оказалось 5200° K, что несомненно больше соответствует действительности, чем принятое Митрофановой. Общая величина введенной Летфусом поправки в значениях $lg gf$ меняется от линии к линии и достигает величины, равной 2.

Полученные Летфусом исправленные данные Митрофановой хорошо согласуются с другими данными, и поэтому мы сочли возможным использовать их при составлении общей сводки.

Гефферлин [14] тоже использовал дугу между железными электродами. Температура этого источника возбуждения была оценена в 4300°K . Данные Гефферлина были анализированы Летфусом [16]; с учетом самопоглощения температура дуги была оценена в 4900°K , что на 600° выше, чем принимает Гефферлин.

Новое значение температуры привело к необходимости ввести поправку в данные Гефферлина, что и было сделано в [16]. Однако эта поправка оказалась незначительной и достигала величины 0,1—0,2 в значении $\lg gf$. Нами использованы исправленные Летфусом величины, полученные Гефферлином.

Для измерения сил осцилляторов в спектре атома и иона железа Родером [17] была использована дуга, стабилизируемая стенками, при силе тока 60—100 а. Температура областей дуги, где возбуждались атомы железа, оценена в $10\,000\text{--}13\,000^{\circ}\text{K}$.

Для введения атомов железа в дуговой промежуток использовалась смесь аргона и FeCl_3 (0,2% по отношению к аргону), подаваемая под давлением в камеру. Фотографирование производилось на двухпризменном стеклянном спектрографе, дисперсия которого в области $4000\text{ \AA}$ составляла около $4,9\text{ \AA}/\text{мм}$; в работе приведены значения $\lg gf$ для линий мультиплетов № 318.

Косинская * [19] использовала дугу постоянного тока между железными электродами при силе тока 5—6 а. Значения сил осцилляторов получались на основании измерения реабсорбции спектральных линий. Для получения зависимости между параметром поглощения и силой осциллятора использовалась приближенная модель дуги Кауэна и Дике [27], описывающая распределение интенсивности в самопоглощенной линии. Величина самопоглощения оценивалась по степени деформации (расширению или самообращению) контура линии.

Контуры линий фотографировались с помощью эталона Фабри и Перо и спектрографа с большой дисперсией. Точность измерения составляет 20—25%.

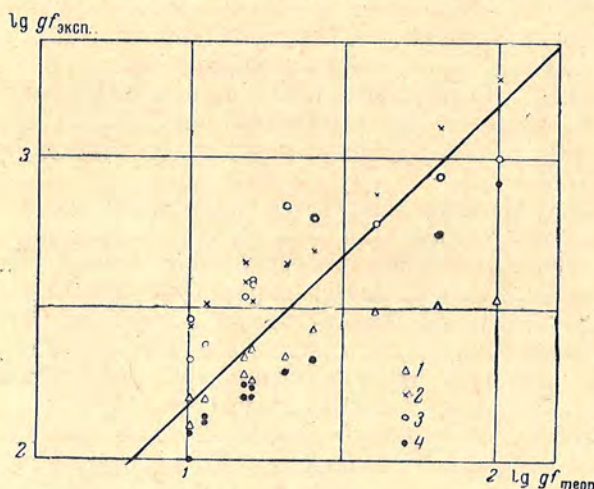
М. Е. Боярчук и А. А. Боярчук [18] определяли силы осцилляторов на основании изучения спектров звезд. Ими были использованы значения $\lg \eta$ (η — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в сплошном спектре), полученные различными авторами. Величина η связана с величиной силы осциллятора, но для получения последнего значения нужно знать в каждом случае температуру возбуждения. Оказалось, что основным источником ошибок является блендирование линий. Средняя величина ошибки относительных значений $\lg gf$ составляет $\sim 0,2$.

Наряду с экспериментальными данными в настоящей работе были использованы также вычисленные Груздевым [20] значения $\lg gf$. На основании сопоставления наблюдаемых и теоретических (при LS -связи) значений множителей g Ланде показано, что для перехода $3d^6 4s(a^6D)4p \rightarrow 3d^6 4s(a^6D)5s$ в спектре Fe I вычисление относительных сил осцилляторов следует производить по LS -связи, а для перехода $3d^6 4s(a^4D)4p \rightarrow 3d^6 4s(a^4D)5s$ — по промежуточной связи. Всего в единой шкале в области длин волн $4200\text{--}9300\text{ \AA}$ вычислены Груздевым значения $\lg gf$ для 125 линий спектра Fe I. Вычисленные значения находятся в хорошем согласии с измеренными в [10] и [6].

* Авторы благодарят И. В. Косинскую, выполнившую по нашей просьбе измерения для некоторых мультиплетов по разработанной ею методике [22].

§ 2. Обработка имеющихся данных и составление сводной таблицы

Все известные нам результаты измерений сил осцилляторов [1—6, 8—11, 15—20] были сведены в одну таблицу и представлены в виде $\lg gf$ для различных спектральных линий, расположенных по мультиплетам [34, 35]. При этом измерения даны либо в шкале Кинга, либо в произвольной шкале, принятой данным автором. В эту же таблицу были включены и теоретические значения $\lg gf$ [20]. Таким образом, оказалось, что имеются сведения по силам осцилляторов для 1167 линий, принадлежащих 343 мультиплетам и расположенных в области спектра от 2100 до 9000 Å. Из них для 320 линий имеются 3—8 различных измерений, для 221 линии — по два измерения, а для остальных 626 линий имеются только одиночные измерения. Последнее в основном относится к коротковолновой области спектра (2100—2950 Å), для которой, если не считать трех мультиплетов, измерения сделаны только Корлисом и Возманом [6].



Фиг. 1. Сопоставление теоретических (LS -связь) и экспериментальных данных для мультиплета № 30
1 — Кинг [1]; 2 — Морозова [10]; 3 — Корлис [6]; 4 — Вальтере [5]

Наиболее ответственной частью нашей работы является переход от измерений отдельных авторов к значениям сил осцилляторов, выраженным в единой шкале. Поскольку Аартс [3], Картер [2], Кроссвайт [11], Косинская [19], Старцев, Морозова и Фриш [10] дают свои результаты в шкале Кинга, то решено было перевести в шкалу Кинга и все остальные измерения.

Предварительно в тех случаях, где это возможно, было произведено сравнение экспериментальных относительных сил осцилляторов с теоретическими внутри отдельных мультиплетов. При этом мы использовали критерий, данный Груздевым [21] для применимости расчетов по LS -связи. В [21] показано, что если для любого уровня из двух образующих мультиплет (кроме уровня с наименьшим значением J) разность между наблюдаемым множителем g Ланде и теоретическим (при LS -связи) не превышает 0,010, то относительные силы осцилляторов внутри мультиплетов, вычисленные при LS -связи, хорошо соответствуют экспериментальным данным. Пользуясь указанным критерием, в спектре железа было отобрано 19 мультиплетов (№ 4, 5, 6, 9, 15, 16, 20, 28, 30, 36, 37, 60, 71, 152, 318, 383, 553, 686, 816), для которых имеет место хорошее соответствие между теоретическими (при LS -связи) и экспериментальными относительными си-

лами осцилляторов. Такое сопоставление экспериментальных данных с теоретическими можно было использовать при отборе наиболее достоверных значений сил осцилляторов. На фиг. 1, приведенной для иллюстрации, дается сравнение экспериментальных значений относительных сил осцилляторов ($\lg gf_{\text{эксп}}$), измеренных методом поглощения [4, 5] и методом лучеиспускания [10, 6], с теоретическими ($\lg gf_{LS}$), вычисленными при LS -связи. Прямая, проведенная на фигуре под углом 45° , соответствует совпадению экспериментальных и теоретических данных. Как видно из этой фигуры, значения относительных сил осцилляторов, полученные в [5, 6] и [10], хорошо согласуются с теоретическими, тогда как данные в [4] для двух наиболее интенсивных линий сильно занижены. Поэтому в данном случае значения сил осцилляторов для этих двух наиболее интенсивных линий определялись только по [5, 6, 10].

По-видимому, при работе по методу полного поглощения в парах, нагрываемых до температуры 2900° , имеющееся излучение интенсивных линий занижало глубину линий поглощения и приводило к заниженным значениям сил осцилляторов. При фотографической регистрации спектра, принятой в [4], нельзя отделить излучение от поглощения.

Перевод отдельных измерений в шкалу Кинга производился путем пересчета этих измерений с помощью переводных коэффициентов, найденных следующим образом. Прежде всего были вычислены разности между значениями $\lg gf_K$ Кинга [1] и значениями $\lg gf_A$, полученными в [4—6, 9, 15, 16]. При этом обнаружилась своеобразная зависимость этих разностей от длины волны, иллюстрируемая фиг. 2. Здесь по оси абсцисс отложены длины волн в $\text{\AA}$, по оси ординат — значения разностей $\Delta = \lg gf_K - \lg gf_A$. Как видно из фиг. 2, наибольшее количество данных относится к области спектра $3400\text{—}4500 \text{\AA}$. Внутри этой области не заметно зависимости Δ от длины волны; то же самое можно сказать и про более длинноволновый участок спектра. В области же длин волн короче $3400 \text{\AA}$ обнаруживается заметное изменение значений Δ . Это различие заставило нас произвести сопоставление результатов ряда авторов, исключая данные Кингов.

На фиг. 3 представлено сопоставление результатов измерений [5, 6, 10] в зависимости от длины волны в области $\lambda\lambda 2800\text{—}4500 \text{\AA}$. На этой фигуре приведены разности

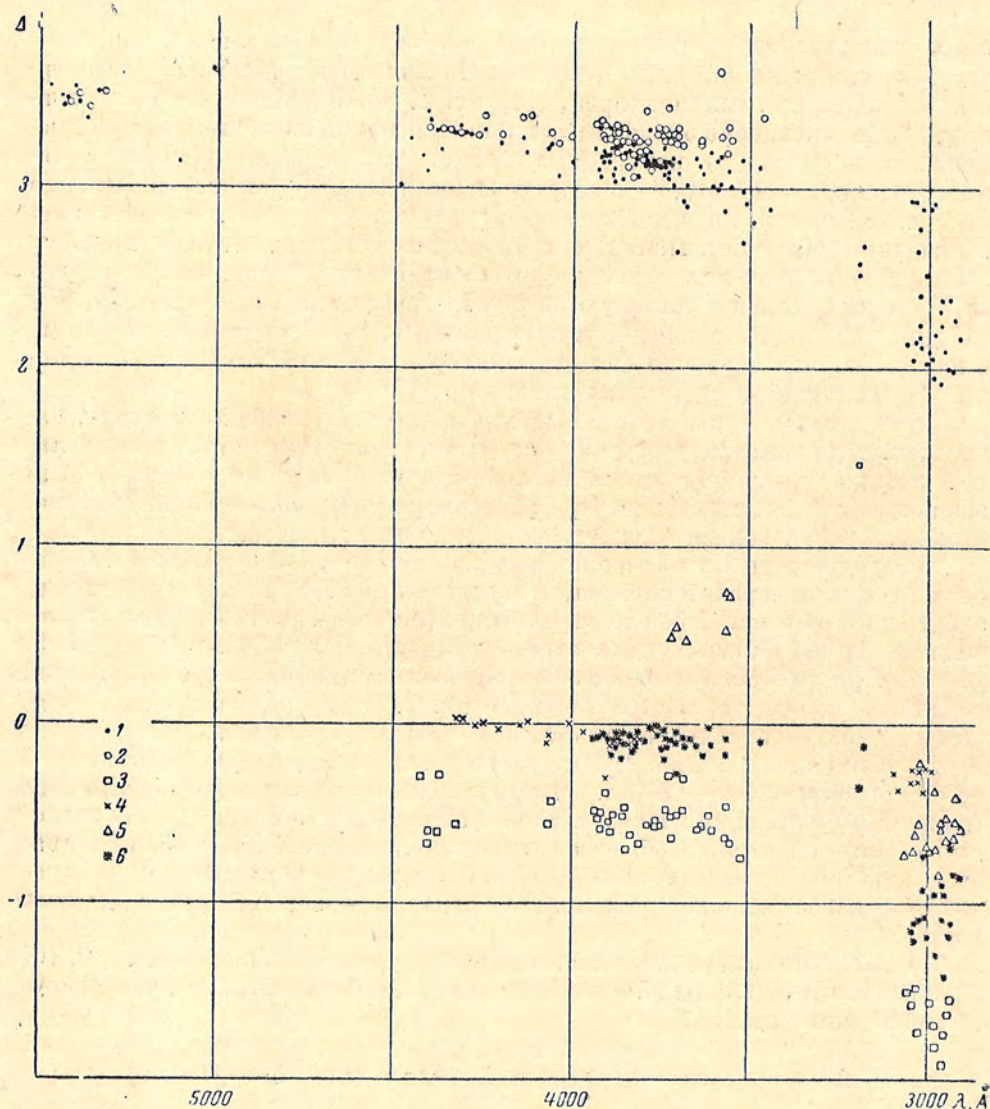
$$\Delta_1 = \lg gf [6] - \lg gf [5] \text{ и } \Delta_2 = \lg gf [6] - \lg gf [10].$$

Как видно, в этом случае не обнаруживается никакой зависимости значений Δ_1 и Δ_2 от длины волны; разброс точек примерно одинаков во всей области спектра. Это указывает на то, что в измерениях Кингов [1], произведенных в коротковолновой области спектра (особенно для мультиплетов № 9, 10 и 11), присутствует систематическая ошибка, которая приводит к заниженным значениям сил осцилляторов для соответствующих групп линий.

Пересчет результатов измерений [4, 5, 6, 8, 9, 15, 16, 18] в шкалу Кинга производился по схеме $\lg gf_K = \lg gf_A + \Delta_A$. Средние значения разностей Δ_A , вычисленные для каждого автора по измерениям в области $3400\text{—}4500 \text{\AA}$ (фиг. 2), оказались равными*: $\Delta_4 = -0,54$; $\Delta_5 = -0,10$ (метод дисперсии) и $\Delta_5 = -0,15$ (метод поглощения); $\Delta_6 = 3,15$; $\Delta_9 = 0,58$; $\Delta_{15} = -0,06$; $\Delta_{16} = 0,05$; $\Delta_{18} = -0,36$.

Результаты измерений всех авторов, выраженные в единой шкале, были сведены в таблицу. В эту же таблицу были включены и измерения Кинга

* Индекс у Δ обозначает, что данная разность Δ относится к измерениям автора, указанного в списке литературы под соответствующим номером.



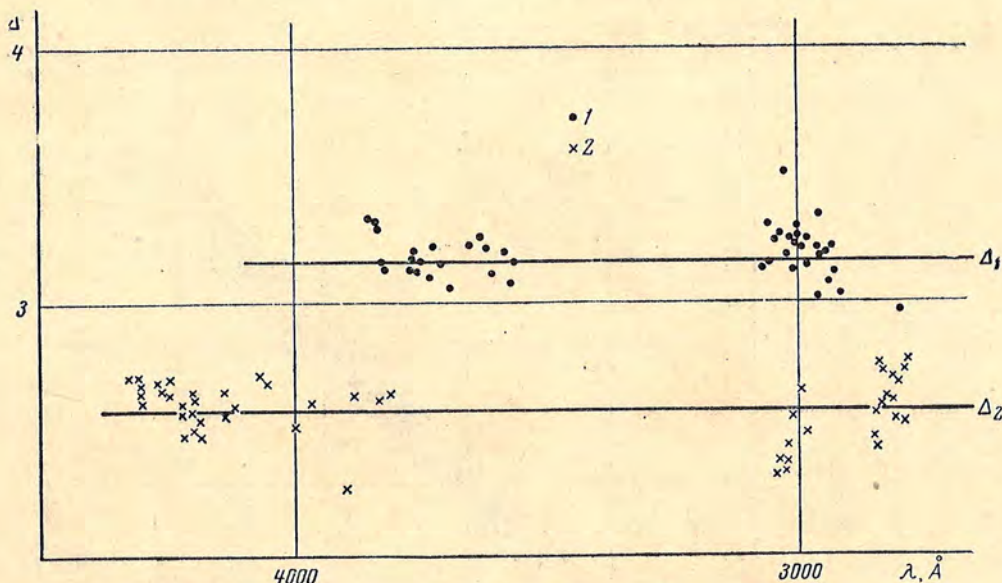
Фиг. 2. Изменение разности между данными Кинга [1] и других авторов по длинам волн

1—Кинг—Корлис [6]; 2—Кинг—Аллен [8]; 3—Кинг—Пенкин [4]; 4—Кинг—Морозова [10];
5 — Кинг—Соболев [9]; 6 — Кинг—Валтерс [5]

[1] для мультиплетов № 9, 10 и 11, перевычисленные с учетом поправочных коэффициентов, определенных для каждого мультиплета по измерениям других авторов. В данные [6] для мультиплета № 15 был также введен поправочный коэффициент.

При сопоставлении различных значений $\lg gf$, представленных в единой шкале, видно, что кроме разброса измерений имеются еще и систематические отклонения, в результате которых отдельные измерения сильно расходятся между собой. Наличие данных, полученных разными методами, дает возможность избавиться от систематических ошибок каждого отдельного эксперимента.

Нами было произведено усреднение всех значений $\lg gf$ для каждой спектральной линии. При определении этих средних значений каждое отдельное измерение принималось с одинаковым весом. Однако в тех случаях, когда число усредняемых значений превышало три и одно из них отли-



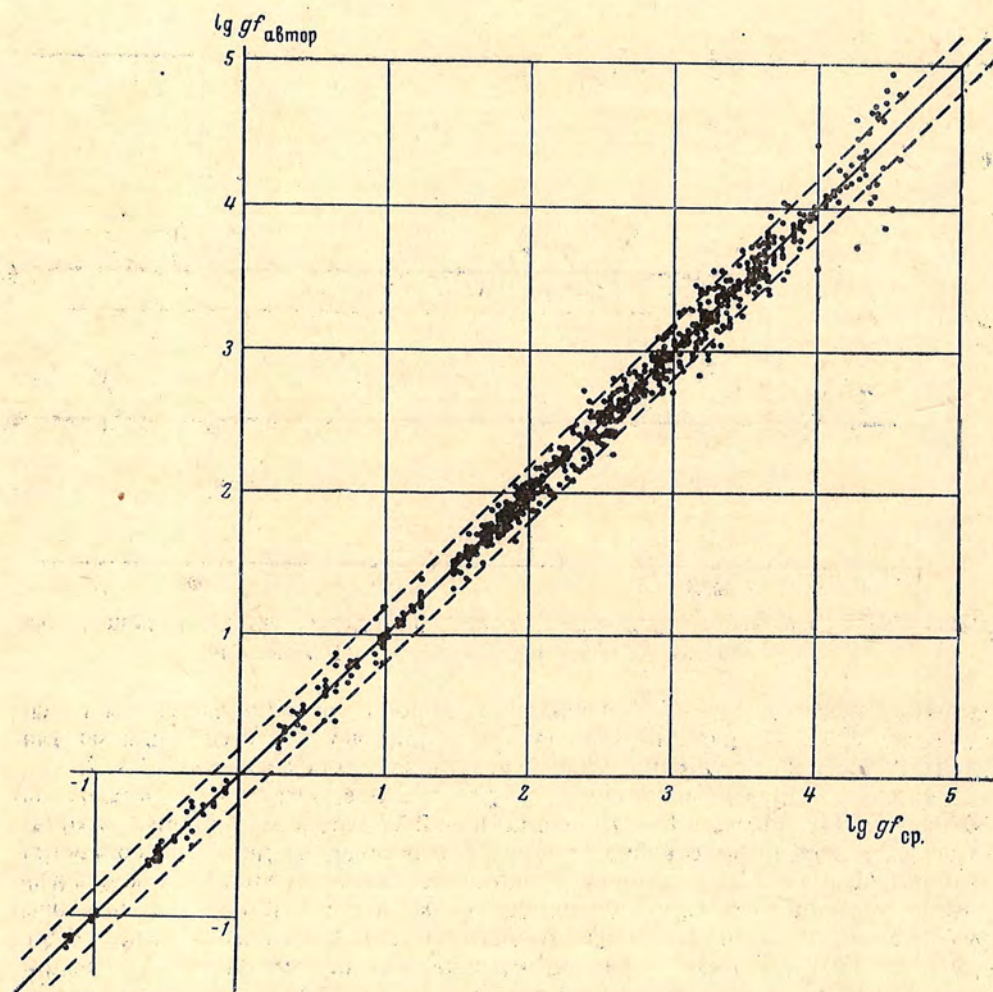
Фиг. 3. Ход разностей между данными Корлиса [6] и других авторов по длинам волн
1 — Корлис — Валтерс [5]; 2 — Корлис — Морозова [10]

чалось больше чем на 0,3 от остальных, хорошо согласующихся между собой, это значение нами не учитывалось. Чаще всего это наблюдалось для данных [2] и [15]. Окончательный результат приведен в табл. 2 и 3.

В табл. 2 даны значения $\lg gf$ для линий спектра Fe I в области $\lambda\lambda$ 3000—9000 Å, а в табл. 3 — для области $\lambda\lambda$ 2000—3000 Å. В первом, втором, третьем и четвертом столбцах таблиц соответственно даны (на основании таблиц Мур [34, 35]): номера и наименования мультиплетов, квантовые числа уровней, значения потенциалов возбуждения нижнего и верхнего уровней и длины волн в Å. Длины волн и потенциалы возбуждения приведены по [36]. В пятом — логарифмы значений относительных сил осцилляторов $\lg gf$. В шестом — разности между максимальными и минимальными значениями $\lg gf$ в ряду отдельных принятых для усреднения данных. В последнем столбце — ссылки на работы, данные которых были использованы для получения соответствующих средних значений. В отдельных случаях в таблицы были включены теоретические значения $\lg gf$ при LS-связи; эти значения заключены в круглые скобки. Кроме того, в табл. 2 включены значения $\lg gf$, вычисленные при промежуточной связи, что указывается ссылкой [20] в последнем столбце таблицы.

Точность $\lg gf$, приведенных в табл. 2 и 3, для разных длин волн и мультиплетов различная. Эта точность приблизительно может быть оценена отношением максимальной разности (шестой столбец таблиц) к числу использованных значений относительных сил осцилляторов при усреднении (последний столбец таблицы). Из рассмотрения этих таблиц видно, что приведенные средние значения $\lg gf$ для линий, где число усредняемых значений составляло три и более, как правило, обладают достаточной точностью. Совершенно неясна точность $\lg gf$ для линий в области $\lambda\lambda$ 2500—2000 Å. Здесь имеются только значения $\lg gf$, полученные Корлисом и Бозманом [6], в измерениях которых для этой области спектра отсутствовал соответствующий калиброванный источник сравнения.

На фиг. 4 для иллюстрации дается сравнение усредненных значений $\lg gf$, представленных в табл. 2, со значениями, использованными при усреднении. Как видно из фигуры, разброс точек для большинства линий с $\lg gf < 4$ не превышает $\pm 0,2$ (штрих-пунктирные линии на рис. 4).



Фиг. 4. Сопоставление усредненных значений $\lg gf$ с результатами измерений отдельных авторов

Только для линий с $\lg gf > 4$ в некоторых случаях имеется довольно значительный разброс отдельных данных; это относится к мультиплетам № 607, 608, 1092, 1163, 1146, 1165, 1178, измерения для которых приведены в [6, 16, 18].

Необходимо отметить, что чрезвычайно желательно увеличить число экспериментальных данных для этих мультиплетов, а также вообще для тех линий спектра Fe I, для которых имеются одно-два измерения. Значения $\lg gf$ для линий, где имеются три измерения и более, можно считать установленными достаточно надежно.

§ 3. Абсолютные значения сил осцилляторов в спектре Fe I

Опубликован ряд измерений абсолютных значений сил осцилляторов линий железа. Большинство абсолютных значений дается для резонансной линии 3719,93 Å. Все эти значения приведены в табл. 4. В ней указано, когда, кем и каким методом проведено исследование. Как видно из таблицы 4, данные, полученные разными авторами и методами, лежат в довольно узком интервале 0,030—0,047.

Силы осцилляторов линий Fe I в области 3000—9000 Å

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{эв}}$	$\lambda, \text{Å}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
1 $a^5D - z^7D^0$	4—5	0,00—2,40	5166,284	—0,45	0,01	[1, 3, 18]
	2—3	0,09—2,45	5247,063	—1,19	0,08	[2, 3]
	1—2	0,11—2,47	5254,961	—0,99	0,01	[2, 3]
	0—1	0,12—2,48	5250,211	—1,17	0,01	[2, 3]
	4—4	0,00—2,42	5110,414	—0,10	0,07	[1, 3, 6, 18]
	3—3	0,05—2,45	5168,900	—0,25	0,06	[1, 3]
	2—2	0,09—2,47	5204,584	—0,54	0,11	[1, 3]
	1—1	0,11—2,48	5225,531	—1,02	0,01	[2, 3]
2 $a^5D - z^7F^0$	4—5	0,00—2,83	4375,932	0,58	0,29	[1, 3, 4, 6, 18]
	3—4	0,05—2,85	4427,312	0,65	0,49	[1, 3, 4, 6, 15, 18]
	2—3	0,09—2,86	4461,654	0,43	0,16	[1, 3, 6]
	1—2	0,11—2,87	4482,172	0,26	0,15	[1, 3, 6]
	0—1	0,12—2,88	4489,742	—0,33	0,30	[1, 3, 15, 18]
	4—4	0,00—2,85	4347,239	—0,64		[1]
	2—2	0,09—2,87	4445,48	—0,88		[2]
	3—2	0,05—2,87	4389,247	—0,58	0,08	[1, 3]
	2—1	0,09—2,88	4435,150	—0,63	0,02	[1, 3]
	1—0	0,11—2,88	4466,57	—0,56	0,11	[1, 3]
3 $a^5D - z^7P^0$	4—4	0,00—2,94	4216,185	0,30	0,08	[1, 3, 18]
	3—3	0,05—3,00	4206,698	—0,18	0,11	[1, 3, 18]
	2—2	0,09—3,04	4199,97	—0,52		[18]
	3—4	0,05—2,94	* 4291,466	—0,36	0,18	[1, 3, 18]
	2—3	0,09—3,00	4258,317	—0,45	0,06	[1, 3]
	1—2	0,11—3,04	4232,732	—0,64		[2]
4 $a^5D - z^5D^0$	4—4	0,00—3,21	3859,913	2,56	0,25	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11, 18]
	3—3	0,05—3,24	3886,284	2,24	0,14	[1, 4, 5, 6, 8, 11]
	2—2	0,09—3,26	3899,709	1,81	0,14	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11, 18]
	1—1	0,11—3,28	3906,481	1,25	0,28	[1, 3, 4, 5, 6, 11]
	4—3	0,00—3,24	3824,446	1,95	0,20	[1, 3, 5, 6, 11, 18]
	3—2	0,05—3,26	3856,373	2,02	0,21	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11, 18]
	2—1	0,09—3,28	3878,575	1,97	0,16	[1, 5, 6, 8, 11]
	1—0	0,11—3,29	3895,658	1,67	0,27	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11, 18]
	3—4	0,05—3,21	3922,913	1,73	0,24	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11]
	2—3	0,09—3,24	3930,298	1,84	0,19	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11]
	1—2	0,11—3,26	3927,922	1,83	0,16	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11]
	0—1	0,12—3,28	3920,260	1,68	0,23	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 11]
	4—5	0,00—3,33	3719,937	2,80	0,21	[1, 4, 5, 6, 8, 11]
	3—4	0,05—3,36	3737,133	2,67	0,17	[1, 4, 5, 6, 8, 11]
	2—3	0,09—3,39	3745,562	2,50	0,22	[1, 5, 6]
5 $a^5D - z^5F^0$	1—2	0,11—3,41	3748,264	2,26	0,21	[1, 5, 6, 8, 11]
	0—1	0,12—3,43	3745,901	1,99	0,07	[1, 5, 6]

* Здесь и далее звездочка перед длиной волны обозначает наложение другой линии спектра железа.

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{эв}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
5 $a^5D - z^5F^0$	4-4	0,00-3,36	3679,915	1,79	0,24	[1, 4, 5, 6, 8, 9, 11]
	3-3	0,05-3,39	3705,567	2,01	0,22	[1, 4, 5, 6, 8, 9, 11]
	2-2	0,09-3,41	3722,564	2,08	0,25	[1, 4, 5, 6, 8, 9, 11]
	1-1	0,11-3,43	3733,319	1,92	0,22	[1, 5, 6, 8, 11]
	4-3	0,00-3,39	3649,304	0,39	0,08	[1, 5]
	3-2	0,05-3,41	3683,056	0,98	0,40	[1, 5, 6, 11]
	2-1	0,09-3,43	3707,823	1,12	0,06	[1, 5]
6 $a^5D - z^5P^0$	4-3	0,00-3,60	3440,607	2,69	0,25	[5, 6, 11]
	3-2	0,05-3,65	3440,990	2,25	0,12	[5, 6, 8, 11]
	2-1	0,09-3,68	3443,878	1,93	0,04	[5, 6, 11]
	3-3	0,05-3,60	3490,575	2,12	0,20	[5, 6, 8, 11]
	2-2	0,09-3,65	3475,451	2,17	0,28	[5, 6, 11]
	1-1	0,11-3,68	3465,862	2,09	0,09	[5, 6, 11]
	2-3	0,09-3,60	3526,042	1,50	0,09	[5, 6]
	1-2	0,11-3,65	3497,842	1,70	0,14	[4, 5, 6, 11]
	0-1	0,12-3,68	3476,704	1,81	0,19	[1, 5, 6, 8, 11]
7 $a^5D - z^3F^0$	4-4	0,00-3,88	3193,223	0,98	0,27	[1, 5]
	3-3	0,05-3,95	3184,896	0,80	0,02	[1, 5]
	2-2	0,09-3,99	3180,756	0,53		[1]
	4-3	0,00-3,95	3143,243	-0,16		[1]
	3-4	0,05-3,88	3236,223	0,79		[1]
	2-3	0,09-3,95	3214,396	0,74		[1]
	1-2	0,11-3,99	3199,50	0,46		[1]
8 $a^5D - z^3D^0$	4-3	0,00-3,89	3191,660	0,76	0,10	[1, 5]
	3-2	0,05-3,92	3196,997	0,61		[1]
	2-1	0,09-3,96	3200,785	-0,07		[1]
	3-3	0,05-3,89	3234,614	0,58		[1]
	2-3	0,09-3,89	3265,047	0,52		[1]
	1-2	0,11-3,92	3246,005	0,62		[1]
	0-1	0,12-3,96	3229,122	0,36		[1]
9 $a^5D - y^5D^0$	4-4	0,00-4,11	3020,640	(3,39)		[21]
	3-3	0,05-4,16	3021,074	2,86	0,07	[1, 6]
	2-2	0,09-4,19	3020,492	2,50	0,12	[1, 6]
	1-1	0,11-4,22	3017,629	1,95	0,18	[5, 6, 9]
	4-3	0,00-4,16	2983,571	2,77	0,18	[1, 4, 5, 6, 9]
	3-2	0,05-4,19	2994,428	2,76	0,27	[1, 4, 6, 9]
	2-1	0,09-4,22	3000,949	2,77	0,23	[1, 4, 5, 6, 9]
	1-0	0,11-4,23	3008,140	2,64	0,22	[1, 4, 5, 6]
	3-4	0,05-4,11	3059,087	2,67	0,35	[1, 4, 5, 6, 9]
	2-3	0,09-4,16	3047,606	2,78	0,27	[1, 4, 5, 6, 9]
	1-2	0,11-4,19	3037,390	2,70	0,25	[1, 4, 5, 6, 9]
	0-1	0,12-4,22	3025,844	2,63	0,20	[1, 4, 5, 9]
10 $a^5D - y^5F^0$	4-5	0,00-4,18	2966,900	2,87	0,41	[1, 5, 6, 9]
	3-4	0,05-4,22	2973,237	2,75		[6]
	2-3	0,09-4,26	2973,134	2,48		[6]
	1-2	0,11-4,28	2970,105	2,43	0,32	[1, 4, 6]
	0-1	0,12-4,30	2965,256	2,16	0,39	[1, 5, 6, 9]
	4-4	0,00-4,22	2936,905	2,50	0,22	[1, 4, 5, 6, 9]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эВ	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
10 $a^5D - y^5F^0$	3—3	0,05—4,26	2947,877	2,56	0,22	[1, 4, 5, 6, 9]
	2—2	0,09—4,28	2953,941	2,52	0,22	[1, 4, 5, 6, 9]
	1—1	0,11—4,30	2957,366	2,40	0,53	[1, 4, 5, 6, 9]
	4—3	0,00—4,26	2912,159	1,98	0,42	[1, 5, 6, 9]
	3—2	0,05—4,28	2929,008	2,07	0,39	[1, 5, 6, 9]
	2—1	0,09—4,30	2941,344	1,92	0,42	[1, 5, 6, 9]
11 $a^5D - z^3P^0$	3—2	0,05—4,21	2981,446	2,00	0,31	[1, 5, 6, 9]
	1—0	0,11—4,29	2969,361	1,33		[6]
	2—2	0,09—4,21	3007,283	1,67	0,03	[1, 5, 6]
	1—1	0,11—4,26	2986,457	0,99	0,39	[1, 6]
	1—2	0,11—4,21	3024,034	1,99	0,25	[1, 5, 6, 9]
	0—1	0,12—4,26	2994,50	1,04		[11]
15 $a^5F - z^5D^0$	5—4	0,86—3,21	5269,540	2,21	0,26	[1, 3, 6, 18]
	4—3	0,91—3,24	5328,042	2,08	0,11	[1, 3, 6]
	3—2	0,96—3,26	5371,493	1,86	0,17	[1, 3, 6, 8, 18]
	2—1	0,99—3,28	5405,778	1,71	0,09	[1, 3, 6, 18]
	1—0	1,01—3,29	5434,527	1,47	0,22	[1, 3, 6, 18]
	4—4	0,91—3,21	5397,131	1,56	0,21	[1, 3, 6, 8, 18]
	3—3	0,96—3,24	5429,700	1,69	0,27	[1, 3, 6, 8, 18]
	2—2	0,99—3,26	5446,920	1,67	0,19	[1, 3, 6, 18]
	1—1	1,01—3,28	5455,613	1,50	0,10	[1, 3, 6]
	3—4	0,96—3,21	5501,469	0,72	0,12	[3, 6]
	2—3	0,99—3,24	5506,782	0,92	0,31	[3, 6, 18]
	1—2	1,01—3,26	5497,520	1,01	0,04	[6, 18]
16 $a^5F - z^5F^0$	5—5	0,86—3,33	5012,071	1,04	0,00	[1, 3]
	4—4	0,91—3,36	5051,638	0,88		[3]
	3—3	0,96—3,39	5083,341	0,70		[3]
	1—1	1,01—3,43	5123,723	0,58	0,15	[3, 18]
	5—4	0,86—3,36	4939,690	0,37	0,02	[3, 18]
	4—3	0,91—3,39	4994,132	0,53	0,19	[3, 18]
	3—2	0,96—3,41	5041,075	0,74		[3]
	2—1	0,99—3,43	5079,743	0,51		[3]
	4—5	0,91—3,33	5127,362	0,37	0,16	[3, 18]
	3—4	0,96—3,36	5142,932	0,57		[3]
	2—3	0,99—3,39	5150,843	0,54	0,02	[3, 18]
	1—2	1,01—3,41	5151,914	0,54		[18]
18 $a^5F - z^3F^0$	5—4	0,86—3,88	4100,739	0,96	0,05	[11, 18]
	4—4	0,91—3,88	4177,595	1,03		[11]
	3—3	0,96—3,95	4152,170	0,98		[11]
	2—2	0,99—3,99	4139,929	0,31		[18]
	3—4	0,96—3,88	* 4239,849	0,41		[2]
19 $a^5F - z^3D^0$	4—3	0,91—3,89	4174,914	1,08	0,03	[11, 18]
	3—2	0,96—3,93	4172,745	1,10		[11]
20 $a^5F - y^5D^0$	5—4	0,86—4,11	3820,427	3,51	0,20	[1, 5, 6, 8, 18]
	4—3	0,91—4,16	3825,883	3,35	0,26	[1, 5, 6, 8, 18]
	3—2	0,96—4,19	3834,224	3,22	0,32	[1, 3, 4, 5, 6, 8, 18]
	2—1	0,99—4,22	3840,440	2,92	0,18	[1, 5, 6, 8, 18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{эв}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
20 $a^5F - y^5D^0$	1—0	1,01—4,23	3849,969	2,79	0,16	[1, 3, 4, 6, 18]
	4—4	0,91—4,11	3887,051	2,40	0,14	[1, 6, 15]
	3—3	0,96—4,16	3878,021	2,69	0,19	[1, 6, 8, 18]
	2—2	0,99—4,19	3872,503	2,70	0,41	[1, 3, 6, 8, 18]
	1—1	1,01—4,22	3865,526	2,60	0,16	[1, 3, 6, 8, 18]
	3—4	0,96—4,11	3940,880	1,12	0,18	[1, 6, 15]
	2—3	0,99—4,16	3817,183	1,63	0,14	[1, 6, 15]
	1—2	1,01—4,19	3898,011	1,58	0,23	[1, 6, 15]
21 $a^5F - y^5F^0$	5—5	0,86—4,18	3734,866	3,69	0,18	[1, 5, 6, 8, 11]
	4—4	0,91—4,22	3749,488	3,56	0,23	[1, 5, 6, 8, 11, 19]
	3—3	0,96—4,26	3758,235	3,45	0,29	[1, 4, 5, 6, 8, 11, 19]
	2—2	0,99—4,28	3763,791	3,25	0,06	[1, 4, 5, 6, 8, 11, 19]
	1—1	1,01—4,30	3767,194	3,10	0,08	[1, 4, 5, 6, 8, 11, 19]
	5—4	0,86—4,22	3687,459	2,67	0,46	[1, 4, 5, 6, 11, 19]
	4—3	0,91—4,26	3709,248	2,88	0,13	[1, 5, 6, 8, 11, 19]
	3—2	0,96—4,28	3727,621	2,85	0,29	[1, 4, 5, 6, 8, 11, 19]
	2—1	0,99—4,30	3743,364	2,77	0,11	[1, 6, 8, 11]
	4—5	0,91—4,18	3798,513	2,44	0,13	[1, 6, 8, 11]
	3—4	0,96—4,22	3799,550	2,70	0,13	[1, 6, 11, 19]
	2—3	0,99—4,26	3795,004	2,81	0,18	[1, 6, 8, 11, 19]
	1—2	1,01—4,28	3787,882	2,67	0,15	[1, 4, 6, 8, 11, 19]
22 $a^5F - z^3P^0$	3—2	0,96—4,21	3812,966	2,52	0,17	[1, 6, 8, 18]
	2—1	0,99—4,26	3790,094	1,98	0,37	[1, 6, 8]
	1—0	1,01—4,29	3786,678	1,55	0,04	[1, 6]
	2—2	0,99—4,21	3850,819	1,92	0,16	[1, 6]
	1—1	1,01—4,26	3814,525	1,38		[1]
	1—2	1,01—4,21	3876,041	1,29		[18]
23 $a^5F - z^5G^0$	5—6	0,86—4,32	3581,195	3,75	0,23	[4, 5, 6, 8, 11]
	4—5	0,91—4,31	* 3647,844	3,22	0,04	[1, 4, 5, 6, 8]
	3—4	0,96—4,37	3631,465	3,34	0,08	[1, 4, 5, 6]
	2—3	0,99—4,42	3618,769	3,42	0,08	[1, 4, 5, 6]
	1—2	1,01—4,45	3608,861	3,35	0,15	[1, 4, 5, 6]
	5—5	0,86—4,31	3589,106	1,77	0,15	[1, 6]
	4—4	0,91—4,37	3585,707	2,46	0,12	[1, 6, 8]
	3—3	0,96—4,42	3585,321	2,67	0,02	[1, 6]
	2—2	0,99—4,45	3586,986	2,66	0,25	[1, 6, 8]
	3—2	0,96—4,45	3554,120	1,85		[11]
24 $a^5F - z^3G^0$	5—5	0,86—4,39	3513,820	2,52	0,23	[1, 6, 19]
	4—4	0,91—4,44	3521,263	2,60	0,21	[1, 4, 6, 19]
	3—3	0,96—4,47	3526,168	2,26	0,00	[1, 6]
	4—5	0,91—4,39	3570,100	3,51	0,26	[1, 4, 5, 6, 8, 9]
	3—4	0,96—4,44	3565,381	3,23	0,22	[1, 4, 5, 6, 8, 9, 19]
	2—3	0,99—4,47	3558,517	2,89	0,19	[1, 4, 6, 8, 19]
25 $a^5F - y^3F^0$	3—4	0,96—4,55	3452,276	1,95	0,27	[1, 6]
28 $a^5F - x^5D^0$	5—4	0,86—4,91	3057,447	3,23	0,32	[5, 6, 9, 10, 19]
	4—3	0,91—4,95	3067,246	3,05	0,37	[5, 6, 9, 10, 19]
	3—2	0,96—4,99	3075,721	2,88	0,46	[1, 5, 6, 9, 10, 19]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{вс}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
28 $a^5F - x^5D^0$	2—1	0,99—5,01	3083,743	2,74	0,36	[1, 5, 6, 9, 10, 19]
	1—0	1,01—5,02	3091,579	2,58	0,33	[1, 5, 6, 10, 19]
	4—4	0,91—4,91	3099,970	2,49		[1]
	3—3	0,96—4,95	3100,667	2,67	0,33	[1, 5, 6]
	2—2	0,99—4,99	3100,305	2,69	0,32	[1, 5, 6]
	1—1	1,01—5,01	3099,897	2,57		[1]
	3—4	0,96—4,91	3134,111	1,89		[1]
	2—3	0,99—4,95	* 3125,654	1,92	0,31	[1,5]
29 $a^5F - y^7P^0$	1—2	1,01—4,99	3116,634	1,86	0,24	[1,5]
	5—4	0,86—5,01	* 2984,785	2,54		[6]
30 $a^5F - x^5F^0$	5—5	0,86—4,99	2999,512	3,02	0,38	[5, 6, 9, 10]
	4—4	0,91—5,03	3009,571	2,88	0,41	[5, 6, 10]
	3—3	0,96—5,06	3018,985	2,72	0,39	[1, 6, 10]
	2—2	0,99—5,08	3026,464	2,56	0,47	[1, 5, 6, 10]
	1—1	1,01—5,10	3031,639	2,53	0,55	[1, 5, 6, 10]
	5—4	0,86—5,03	2969,476	2,26	0,24	[5, 6]
	4—3	0,91—5,06	2987,292	2,40	0,35	[1, 5, 6, 10]
	3—2	0,96—5,08	3003,032	2,42	0,44	[1, 5, 6, 10]
	2—1	0,99—5,10	3016,185	2,30	0,37	[1, 5, 6, 10]
	4—5	0,91—4,99	3040,428	2,28	0,38	[1, 5, 10]
	3—4	0,96—5,03	3041,740	2,38	0,37	[1, 5, 6]
	2—3	0,99—5,06	3042,667	2,39	0,34	[1, 5, 10]
	1—2	1,01—5,08	3042,022	2,15	0,33	[1, 5, 6]
36 $a^3F - z^3F^0$	4—4	1,48—3,88	5171,599	1,86	0,21	[1, 3, 6, 18]
	3—3	1,56—3,95	5194,944	1,66	0,12	[2, 6]
	2—2	1,61—3,99	5216,277	1,58	0,28	[2, 6, 18]
	4—3	1,48—3,95	5041,759	1,08		[6]
	3—4	1,56—3,88	5332,903	1,04		[2]
	2—3	1,61—3,95	5307,363	1,01	0,22	[2, 18]
37 $a^3F - z^3D^0$	4—3	1,48—3,89	5167,490	2,36	0,33	[1, 3, 6]
	3—2	1,56—3,93	5227,191	2,32	0,20	[1, 3, 6]
	2—1	1,61—3,96	5720,360	2,16	0,20	[1, 6]
	3—3	1,56—3,89	5328,534	1,50		[6]
	2—2	1,61—3,92	5341,026	1,40		[6]
38 $a^3F - y^5D^0$	4—4	1,48—4,11	4733,596	1,08	0,31	[15, 18]
39 $a^3F - y^5F^0$	4—5	1,48—4,18	4602,945	1,52	0,12	[3, 6, 18]
	4—4	1,48—4,22	4531,152	1,58	0,16	[3, 6, 18]
	3—3	1,56—4,26	4592,655	1,42	0,32	[3, 15, 18]
	2—2	1,61—4,28	4632,915	1,19	0,02	[15, 18]
	2—1	1,61—4,30	4602,004	0,65		[18]
41 $a^3F - z^5G^0$	4—5	1,48—4,31	4383,547	3,65	0,39	[1, 3, 4, 6, 8, 15, 18]
	3—4	1,56—4,37	4404,752	3,42	0,35	[1, 3, 4, 6, 8, 15, 18]
	2—3	1,61—4,42	4415,125	3,07	0,17	[1, 3, 6, 18]
	4—4	1,48—4,37	4294,127	2,52	0,14	[1, 3, 6, 15]
	3—3	1,56—4,42	4337,048	1,96	0,41	[1, 3, 6, 15, 18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E,$ $эв$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
41 $a^3F - z^5G^0$	2—2	1,61—4,45	4367,906	0,90		[15]
	3—2	1,56—4,45	* 4291,466	1,60	0,04	[11, 18]
42 $a^3F - z^3G^0$	4—5	1,48—4,39	4271,763	3,37	0,23	[1, 3, 6, 8, 10, 15, 18]
	3—4	1,56—4,44	4307,905	3,50	0,21	[1, 3, 4, 6, 8, 10]
	2—3	1,61—4,47	4325,765	3,51	0,34	[1, 3, 4, 6, 8, 10, 15, 18]
	4—4	1,48—4,44	4202,032	2,97	0,27	[1, 6, 8, 10, 18]
	3—3	1,56—4,47	4250,790	2,89	0,20	[1, 3, 6, 8, 10, 15, 18]
	4—3	1,48—4,47	4147,672	1,83	0,32	[6, 11, 15, 16, 18]
	4—4	1,48—4,55	4045,815	3,83	0,10	[1, 3, 6, 8, 15, 18]
	3—3	1,56—4,61	4063,596	3,63	0,24	[1, 3, 4, 6, 10, 15, 18]
43 $a^3F - y^3F^0$	2—2	1,61—4,65	4071,740	3,60	0,30	[1, 3, 4, 6, 8, 10, 15, 18]
	4—3	1,48—4,61	3969,260	3,20	0,06	[1, 3, 6, 8, 10, 15]
	3—2	1,56—4,65	4005,244	3,07	0,23	[1, 3, 6, 8, 10, 15, 18]
	3—4	1,56—4,55	4143,870	3,16	0,42	[1, 3, 6, 8, 10, 15, 18]
	2—3	1,61—4,61	4132,060	3,05	0,33	[1, 3, 6, 8, 10, 18]
	4—3	1,48—4,56	4032,629	1,03		[15]
	2—2	1,61—4,60	4132,94	1,88		[18]
	4—3	1,48—4,73	3815,843	3,75	0,23	[1, 3, 4, 6, 8, 10, 18]
45 $a^3F - y^3D^0$	3—2	1,56—4,79	3827,826	3,63	0,35	[1, 3, 6, 8, 10, 18]
	2—1	1,61—4,83	3841,050	3,57	0,36	[1, 6, 8, 10, 18]
	3—3	1,56—4,73	3902,948	3,23	0,46	[1, 3, 6, 8, 10, 15]
	2—2	1,61—4,79	3888,517	3,16	0,34	[1, 3, 6, 10, 15]
	2—3	1,61—4,73	3966,064	2,23	0,17	[6, 11]
	4—3	1,48—5,60	3007,147	2,60		[6]
55 $a^3F - x^3D^0$	3—2	1,56—5,62	3055,264	2,86		[6]
56 $a^3F - y^3G^0$	4—5	1,48—5,61	3000,453	2,62	0,28	[6, 11]
	3—4	1,56—5,63	3041,639	2,67	0,54	[6, 11]
60 $a^5P - z^5P^0$	3—3	2,18—3,60	8688,632	2,30		[6]
	2—2	2,20—3,65	8514,075	1,44		[6]
	1—1	2,22—3,68	8468,414	1,59		[6]
	3—2	2,18—3,65	8387,780	2,01		[6]
	2—1	2,20—3,68	8327,063	2,09		[6]
	2—3	2,20—3,60	8824,227	2,08		[6]
	1—2	2,22—3,65	8661,907	2,05		[6]
	3—4	2,18—4,11	6430,852	1,49	0,15	[6, 18]
62 $a^5P - y^5D^0$	2—3	2,20—4,16	6335,337	1,19		[18]
	1—2	2,22—4,19	6297,798	0,69		[18]
	3—3	2,18—4,16	6265,140	1,01	0,54	[6, 18]
	2—2	2,20—4,19	6219,286	0,94		[18]
	1—1	2,22—4,22	6113,435	0,72		[18]
	3—2	2,18—4,19	6151,623	0,39		[18]
	1—0	2,22—4,23	6173,341	0,61		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер, мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{эв}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg g_f$	Максимальная разность	Литературный источник
66 $a^5P - y^5P^0$	3—3	2,18—4,56	5202,340	2,07	0,11	[2, 6]
	2—2	2,20—4,61	5145,098	0,55		[18]
	3—2	2,18—4,61	5098,703	1,76		[6]
	2—3	2,20—4,56	5250,649	1,77	0,04	[2, 18]
	1—2	2,22—4,61	5198,715	1,67		[18]
68 $a^5P - x^5D^0$	3—4	2,18—4,91	4528,618	3,15	0,47	[2, 6, 15, 18]
	2—3	2,20—4,95	4494,567	2,93	0,38	[2, 6, 11, 18]
	3—3	2,18—4,95	4459,121	2,65	0,59	[2, 6, 15, 18]
	2—2	2,20—4,99	4442,343	2,73	0,19	[2, 6, 15, 18]
	1—1	2,22—5,01	4447,721	2,72	0,21	[2, 6, 15, 18]
	3—2	2,18—4,99	4407,713	1,89		[15]
	2—1	2,20—5,01	4408,418	2,06		[15]
	1—0	2,22—5,02	4430,618	2,24	0,39	[15, 18]
71 $a^5P - z^5S^0$	3—2	2,18—5,07	4282,406	3,00	0,28	[6, 10, 15, 18]
	2—2	2,20—5,07	4315,087	2,90	0,30	[6, 10, 11, 16, 18]
	1—2	2,22—5,07	4352,737	2,55	0,11	[6, 10, 18]
72 $a^5P - x^5P^0$	3—3	2,18—5,27	4001,663	2,36		[18]
	2—2	2,20—5,31	3977,744	2,93	0,26	[6, 11, 15, 16, 18]
	3—2	2,18—5,31	3949,956	2,94	0,75	[6, 11, 15, 18]
	2—1	2,20—5,34	3943,341	1,59		[15]
	1—2	2,22—5,31	4009,715	2,96	0,75	[6, 11, 15, 18]
73 $a^5P - w^5D^0$	3—4	2,18—5,39	3852,575	2,79	0,48	[6, 11, 18]
	1—2	2,22—5,47	3807,539	3,01	0,46	[6, 11, 18]
	1—1	2,22—5,50	3774,827	2,25		[6]
	3—2	2,18—5,47	3753,613	3,10	0,09	[6, 11]
74 $a^5P - w^5F^0$	3—4	2,18—5,45	3776,455	2,21		[6]
76 $a^5P - y^5S^0$	2—2	2,20—5,51	3732,399	3,41	0,16	[6, 11]
	1—2	2,22—5,51	3760,534	2,46		[6]
78 $a^5P - w^5P^0$	3—3	2,18—5,72	3497,108	3,35	0,14	[6, 11]
	2—1	2,20—5,75	3485,342	3,18		[6]
81 $a^5P - u^5D^0$	3—4	2,18—5,79	3427,121	4,00	0,16	[6, 10]
	2—3	2,20—5,79	3445,151	3,69	0,10	[6, 10, 11]
	1—2	2,22—5,81	3451,917	3,34	0,18	[6, 10, 11]
	3—3	2,18—5,79	3424,286	3,58	0,09	[6, 10]
	2—2	2,20—5,81	3428,195	3,39	0,10	[6, 10]
	1—1	2,22—5,84	3417,843	3,62	0,05	[6, 10]
	2—1	2,20—5,84	3394,585	2,92		[10]
	1—0	2,22—5,84	3418,512	3,51		[10]
82 $a^5P - y^3P^0$	3—2	2,18—5,79	* 3426,388	3,26	0,01	[6, 10]
	2—1	2,20—5,81	3426,636	3,26	0,03	[6, 10]
	1—0	2,22—5,78	3477,856	2,42		[10]
	2—2	2,20—5,79	3447,280	3,18	0,12	[6, 10]
	1—1	2,22—5,81	3450,330	3,37	0,06	[6, 10, 11]
	1—2	2,22—5,79	3471,267	2,99		[10]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{эв}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
83 $a^5P - x^3F^0$	3—4 2—3 3—3 2—2	2,18—5,81 2,20—5,83 2,18—5,83 2,20—5,85	3407,461 3404,356 3383,981 3392,306	3,91 3,63 3,34 3,30		[6] [6] [6] [6]
85 $a^5P - w^3D^0$	3—3 2—2 1—1 3—2 2—1 2—3 1—2	2,18—5,82 2,20—5,84 2,22—5,86 2,18—5,84 2,20—5,86 2,20—5,82 2,22—5,84	3392,654 3399,336 3406,802 3379,021 * 3383,698 3413,134 3422,658	3,62 3,74 3,28 2,89 2,87 3,84 3,38	0,01 0,11 0,07 0,05	[6, 10] [6, 10] [10] [10] [10] [6, 10] [6, 10]
11 $a^5P - v^5P^0$	3—3 2—2 1—1 3—2 2—1 2—3 1—2	2,18—5,94 2,20—5,97 2,22—5,98 2,18—5,97 2,20—5,98 2,20—5,94 2,22—5,97	3286,754 3284,589 3292,591 3265,618 3271,001 3305,972 3306,354	3,98 2,85 3,34 3,60 3,64 3,94 3,97	0,08 0,05 0,09 0,03 0,00	[6, 10] [10] [10] [6, 10] [6, 10] [6, 10] [6, 10]
95 $a^5P - x^3P^0$	2—1	2,20—6,01	3246,962	2,52		[11]
100 $a^5P - v^3D^0$	2—3	2,20—6,09	3182,980	2,42		[11]
104 $a^5P - t^5D^0$	3—4	2,18—6,34	2981,854	2,70		[6]
111 $a^3P - z^3P^0$	2—2 1—1 2—1 1—2 0—1	2,28—4,21 2,42—4,26 2,28—4,26 2,42—4,21 2,48—4,26	6421,355 6750,155 6254,263 6945,208 6978,856	1,51 0,88 1,45 1,37 1,30	0,13	[6, 18] [18] [18] [6] [6]
114 $a^3P - y^3D^0$	2—3 2—2 1—1	2,28—4,73 2,28—4,79 2,42—4,83	5049,825 4924,775 5141,742	2,32 1,91 1,78	0,31	[6, 18] [18] [18]
115 $a^3P - x^5D^0$	2—3 2—2	2,28—4,95 2,28—4,99	4630,125 4574,722	2,03 3,19		[18] [18]
116 $a^3P - z^5S^0$	2—2	2,28—5,07	4439,885	1,87		[18]
117 $a^3P - x^5P^0$	2—1	2,28—5,34	* 4047,315	0,72		[18]
120 $a^3P - w^5D^0$	2—3 1—2	2,28—5,44 2,42—5,47	3913,634 4058,756	2,13 1,91		[15] [15]
124 $a^3P - x^3D^0$	2—3 1—2 1—1	2,28—5,60 2,42—5,61 2,42—5,64	3724,380 3885,516 3845,171	3,25 2,67 2,80	0,20	[6, 11, 16] [6, 18] [18]
130 $a^3P - u^5D^0$	2—2	2,28—5,81	3506,500	3,47	0,47	[6, 16]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эВ	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
144 $a^3P - w^3P^0$	2—2	2,28—6,22	3142,891	2,47		[11]
146 $a^3P - u^3D^0$	2—3	2,28—6,45	2976,131	2,68		[6]
148 $a^3P - v^3P^0$	1—2	2,42—6,56	2996,386	2,75		[6]
152 $z^7D^0 - e^7D$	5—5	2,40—5,31	4260,479	3,85	0,24	[2, 6, 8, 10, 15, 18, 20]
	4—4	2,42—5,35	* 4235,943	3,55	0,26	[2, 6, 8, 10, 18, 20]
	3—3	2,45—5,38	4222,218	2,99	0,39	[2, 6, 10, 15, 18, 20]
	1—1	2,48—5,42	4210,350	3,00	0,27	[6, 10, 11, 18, 20]
	5—4	2,40—5,35	4198,310	3,26	0,16	[6, 10, 11, 20]
	4—3	2,42—5,38	4187,802	3,37	0,09	[6, 10, 11, 20]
	3—2	2,45—5,41	4187,044	3,39	0,20	[6, 10, 11, 20]
	2—1	2,47—5,42	4191,436	3,23	0,19	[6, 10, 11, 20]
	4—5	2,42—5,31	4299,241	3,36	0,14	[2, 6, 8, 10, 18, 20]
	3—4	2,45—5,35	4271,159	3,47	0,28	[2, 6, 8, 10, 18, 20]
	2—3	2,47—5,38	4250,125	3,45	0,22	[2, 6, 8, 10, 18, 20]
	1—2	2,48—5,41	4233,609	3,30	0,24	[2, 6, 10, 18, 20]
153 $z^7D^0 - e^5D$	4—4	2,42—5,54	3980,65	0,80		[18]
155 $z^7D^0 - e^7F$	5—6	2,40—6,23	3225,789	4,31	0,09	[6, 10, 11]
	4—5	2,42—6,31	3196,930	4,05	0,05	[6, 10, 11]
	3—4	2,45—6,35	3180,226	3,68	0,39	[6, 10, 11]
	2—3	2,47—6,34	* 3200,475	3,69	0,43	[6, 10, 11]
	1—2	2,48—6,37	3192,802	3,55	0,25	[6, 10]
	5—5	2,40—6,31	3175,447	3,35	0,35	[6, 10, 11]
	4—4	2,42—6,35	3160,658	3,25	0,24	[10, 11]
	3—3	2,45—6,34	* 3184,622	2,57		[10]
	2—2	2,47—6,37	* 3181,908	2,54		[10]
	1—1	2,48—6,35	3205,400	3,60	0,37	[6, 10, 11]
	5—4	2,40—6,35	3139,658	2,46		[10]
	4—3	2,42—6,34	3165,006	2,61		[10]
	2—1	2,47—6,35	3194,423	2,73		[10]
156 $z^7D^0 - f^7D$	5—5	2,40—6,24	3222,069	4,11	0,19	[6, 10, 11]
	4—4	2,42—6,30	3199,525	3,61	0,42	[6, 10, 11]
	3—3	2,45—6,31	* 3214,040	4,12	0,11	[6, 10]
	2—2	2,47—6,33	3215,940	3,53	0,28	[6, 10, 11]
	1—1	2,48—6,33	3221,936	2,04		[10]
	5—4	2,40—6,30	3178,015	3,11	0,21	[10, 11]
	2—1	2,47—6,33	3210,834	3,46	0,30	[6, 10, 11]
	4—5	2,42—6,24	3244,190	3,69	0,65	[6, 10, 11]
	3—4	2,45—6,30	3219,581	3,67	0,30	[6, 10, 11]
	1—2	2,48—6,33	3227,063	2,64		[10]
157 $z^7D^0 - f^5D$	5—4	2,40—6,24	3217,380	3,27	0,20	[6, 11]
	4—3	2,42—6,26	3227,798	3,44		[11]
	3—2	2,45—6,29	3230,967	3,36	0,37	[6, 11]
	4—4	2,42—6,24	3239,436	3,41		[11]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эВ	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
158 $z^7D^0 - e^7P$	5—4	2,40—6,25	3211,992	3,85		[6]
	4—3	2,42—6,27	3219,806	3,54		[6]
	4—4	2,42—6,25	3233,971	3,53		[6]
	2—2	2,47—6,31	3230,211	3,13		[11]
159 $z^7D^0 - e^5G$	4—5	2,42—6,29	3210,236	2,97		[11]
	1—2	2,48—6,37	3188,821	3,05		[11]
	5—5	2,40—6,29	3188,571	2,66		[11]
160 $z^7D^0 - e^7G$	5—6	2,40—6,32	3161,949	2,94		[11]
	4—5	2,42—6,35	3157,040	3,07		[11]
	3—4	2,45—6,37	3165,861	2,66		[11]
161 $z^7D^0 - f^5F$	3—4	2,45—6,38	3153,206	2,86		[11]
162 $z^7D^0 - e^5S$	1—2	2,48—6,34	3211,487	2,73		[11]
164 $z^7D^0 - e^7S$	3—3	2,45—6,40	3142,453	2,68		[11]
	2—3	2,47—6,40	3157,887	2,94		[11]
168 $a^3H - z^5G^0$	6—5	2,40—4,31	6494,985	2,34	0,16	[6, 18]
	5—4	2,43—4,37	6393,605	2,03		[18]
	4—3	2,45—4,42	6318,023	2,33		[18]
169 $a^3H - z^3G^0$	6—5	2,40—4,39	6252,561	1,86	0,04	[6, 18]
	5—4	2,43—4,44	6191,561	2,16	0,04	[6, 18]
	4—3	2,45—4,47	6136,621	2,30	0,08	[6, 18]
	5—5	2,43—4,39	6344,154	0,80		[18]
170 $a^3H - y^3F^0$	4—4	2,45—4,55	5916,252	0,80		[18]
175 $a^3H - y^3G^0$	6—5	2,40—5,61	3859,214	3,44		[18]
	5—4	2,43—5,63	3873,762	3,24	0,49	[6, 11, 18]
176 $a^3H - x^5G^0$	6—6	2,40—5,65	* 3813,07	4,38		[18]
177 $a^3H - z^3I^0$	6—7	2,40—5,70	3760,052	3,36		[11]
	5—6	2,43—5,70	3785,951	3,34		[11]
	4—5	2,45—5,72	3794,340	3,10	0,29	[6, 11]
180 $a^3H - z^3H^0$	6—6	2,40—5,82	3623,188	3,65	0,46	[6, 11]
	5—5	2,43—5,82	3650,281	3,45		[11]
	4—4	2,45—5,84	3659,521	3,41	0,07	[6, 11]
198 $a^3H - w^3H^0$	6—6	2,40—6,50	3025,638	3,80	0,39	[6, 11]
	5—5	2,43—6,53	3030,149	3,79	0,46	[6, 11]
	4—4	2,45—6,54	3031,215	3,76	0,53	[6, 11]
206 $b^3F - z^3G^0$	2—3	2,61—4,47	6646,98	—0,14		[18]
	4—4	2,56—4,44	6609,117	1,00		[18]
	3—3	2,59—4,47	6575,024	0,92		[18]
	4—3	2,56—4,47	6475,632	0,85		[18]
207 $b^3F - y^3F^0$	4—4	2,56—4,55	6230,728	2,26	0,01	[6, 18]
	3—3	2,59—4,61	6137,697	2,39	0,19	[6, 18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
207 $b^3F - y^3F^0$	2—2	2,61—4,65	6065,488	2,19	0,17	[6, 18]
	3—2	2,59—4,65	* 6005,53	0,39		[18]
	3—4	2,59—4,55	6322,691	1,16		[18]
	2—3	2,61—4,61	6200,319	1,04		[18]
209 $b^3F - y^3D^0$	4—3	2,56—4,73	5701,551	1,53		[18]
	2—1	2,61—4,83	5567,399	1,11		[18]
	3—3	2,59—4,73	5778,47	0,39		[18]
	2—3	2,61—4,73	5833,93	0,26		[18]
215 $b^3F - w^3F^0$	4—4	2,56—5,95	4275,73	3,02		[15]
217 $b^3F - x^3D^0$	4—3	2,56—5,60	4067,274	2,23		[15]
	3—2	2,59—5,61	4095,973	2,28		[15]
	2—1	2,61—5,64	4078,356	2,31		[15]
218 $b^3F - y^3G^0$	4—5	2,56—5,61	4055,038	2,58		[15]
	3—3	2,59—5,64	4049,331	1,81		[18]
221 $b^3F - u^5D^0$	4—4	2,56—5,79	3833,310	3,04		[6]
222 $b^3F - x^3F^0$	4—4	2,56—5,81	3808,731	3,08		[18]
	2—2	2,61—5,85	3821,836	3,60		[18]
228 $b^3F - x^3G^0$	4—5	2,56—5,93	3676,314	3,42		[11]
229 $b^3F - y^5F^0$	3—4	2,59—5,94	* 3695,054	3,53	0,04	[6, 11]
238 $b^3F - w^3F^0$	4—3	2,56—6,10	3495,288	3,47		[6]
259 $b^3F - t^3D^0$	4—3	2,56—6,48	3166,438	2,98		[11]
268 $a^3G - y^3F^0$	5—4	2,69—4,55	6677,994	2,20	0,21	[6, 18]
	4—3	2,73—4,61	6592,920	2,09	0,09	[6, 18]
	3—2	2,76—4,65	6546,245	1,90		[6]
	3—3	2,76—4,61	6703,574	0,80		[18]
273 $a^3G - y^3G^0$	4—4	2,73—5,63	4266,968	2,25	0,21	[15, 18]
276 $a^3G - u^5D^0$	5—4	2,69—5,79	3998,055	3,30	0,34	[6, 11, 18]
277 $a^3G - x^3F^0$	5—4	2,69—5,81	3971,325	3,17	0,29	[6, 11]
	4—3	2,73—5,83	3983,959	3,28	0,48	[6, 11, 15, 16]
	3—2	2,76—5,85	* 4007,274	2,73		[18]
278 $a^3G - z^3H^0$	5—6	2,69—5,82	3956,681	3,50	0,43	[6, 11, 15]
	4—5	2,73—5,82	3997,395	3,63	0,27	[6, 11, 18]
	3—4	2,76—5,84	4021,870	3,35	0,20	[6, 11, 15, 16, 18]
	5—5	2,69—5,82	3952,606	3,13	0,34	[6, 11, 15]
	4—4	2,73—5,84	3981,774	3,08	0,30	[6, 11, 15, 16]
	5—4	2,69—5,84	3937,331	2,79		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эВ	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
279 $a^3G - w^5D^0$	4—3	2,73—5,82	3995,986	2,51		[15]
280 $a^3G - w^5G^0$	5—6	2,69—5,87	3897,895	3,20		[6]
	4—5	2,73—5,87	* 3932,629	3,47		[18]
	5—4	2,69—5,89	3863,742	3,59		[18]
	3—2	2,76—5,92	3907,937	3,19	0,27	[11, 15, 18]
282 $a^3G - z^1G^0$	5—4	2,69—5,88	3884,361	2,53	0,08	[15, 18]
283 $a^3G - v^5F^0$	5—5	2,69—5,90	* 3861,342	2,89		[18]
284 $a^3G - x^3G^0$	3—4	2,76—5,92	3910,846	3,25		[18]
287 $a^3G - w^3G^0$	4—5	2,73—5,98	* 3811,05	3,43		[18]
290 $a^3G - y^1G^0$	5—4	2,69—6,03	3704,464	3,79	0,33	[6, 11]
291 $a^3G - w^3F^0$	5—4	2,69—6,08	3649,509	3,94		[6]
	4—3	2,73—6,10	3669,523	3,90	0,12	[6, 11]
	3—2	2,76—6,12	3677,631	4,07	0,01	[6, 11]
292 $a^3G - v^3D^0$	4—3	2,73—6,09	3684,110	3,85	0,13	[6, 11]
294 $a^3G - y^3H^0$	5—6	2,69—6,12	3606,682	4,33	0,16	[6, 11]
	4—5	2,73—6,14	3621,464	4,19	0,08	[6, 11]
	3—4	2,76—6,16	3638,300	3,90	0,01	[6, 11]
	5—5	2,69—6,14	3584,663	3,87		[6]
	4—4	2,73—6,16	3605,458	4,15	0,00	[6, 11]
295 $a^3G - v^3G^0$	5—5	2,69—6,13	3603,207	3,96	0,03	[6, 11]
	3—3	2,76—6,17	3622,005	4,04	0,10	[6, 11]
	4—5	2,73—6,13	3640,392	4,11	0,02	[6, 11]
	3—4	2,76—6,15	3651,470	4,20	0,11	[6, 11]
304 $a^3G - u^3G^0$	5—5	2,69—6,37	3370,785	3,88		[6]
	4—4	2,73—6,41	3369,549	3,73		[6]
311 $a^3G - y^1H^0$	4—5	2,73—6,66	3151,351	3,18		[11]
316 $a^3G - v^3H^0$	5—6	2,69—6,88	2959,993	3,76		[6]
	4—5	2,73—6,87	2990,393	3,57		[6]
	3—4	2,76—6,87	3011,482	3,58		[6]
317 $a^3G - w^1F^0$	3—3	2,76—6,92	2980,539	2,88		[6]
318 $z^2F^0 - e^2D$	6—5	2,81—5,31	4957,606	3,99	0,06	[10, 20]
	5—4	2,83—5,35	4920,509	3,76	0,36	[6, 10, 17, 20]
	4—3	2,85—5,38	4891,499	3,54	0,30	[6, 10, 20]
	3—2	2,86—5,41	4871,324	3,35	0,17	[6, 10, 20]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
318 $z^7F^0 - e^7D$	2—1	2,87—5,42	4859,748	2,92	0,23	[6, 10, 17, 20]
	5—5	2,83—5,31	5006,125	3,03	0,36	[6, 10, 20]
	4—4	2,85—5,35	4957,305	3,27	0,30	[6, 10, 20]
	3—3	2,86—5,38	4919,000	3,35	0,26	[6, 10, 17, 20]
	2—2	2,87—5,41	4890,762	3,33	0,52	[6, 10, 18, 20]
	1—1	2,88—5,42	4872,144	3,14	0,17	[6, 10, 20]
	4—5	2,85—5,31	5044,221	2,12		[20]
	3—4	2,86—5,35	4985,554	2,46	0,14	[10, 20]
	2—3	2,87—5,38	4938,821	2,79	0,18	[10, 17, 18, 20]
	1—2	2,88—5,41	4903,317	2,71	0,35	[6, 10, 17, 20]
	0—1	2,88—5,42	4878,218	2,77	0,31	[6, 10, 17, 20]
321 $z^7F^0 - e^7F$	6—6	2,81—6,23	3610,162	4,14	0,23	[6, 10, 11]
	5—5	2,83—6,31	3571,996	3,80	0,25	[10, 11]
	4—4	2,85—6,35	3545,640	3,38		[10]
	3—3	2,86—6,34	* 3565,588	3,54		[10]
	2—2	2,87—6,37	3552,831	3,16		[10]
	1—1	2,88—6,35	3575,11	2,85		[10]
	6—5	2,81—6,31	* 3547,198	2,63		[10]
	2—1	2,87—6,35	3568,423	2,68		[10]
	2—3	2,87—6,34	* 3575,980	2,92		[10]
	0—1	2,88—6,35	3578,380	3,78		[10]
322 $z^7F^0 - f^7D$	5—4	2,83—6,30	3575,250	3,00		[10]
	2—1	2,87—6,33	3588,914	3,02		[10]
	5—5	2,83—6,24	3631,096	2,99		[10]
	4—4	2,85—6,30	3594,636	3,79	0,35	[6, 10, 11]
	3—3	2,86—6,31	3602,466	2,85		[10]
	2—2	2,87—6,33	3595,308	2,80		[10]
	4—5	2,85—6,24	* 3651,10	2,48		[10]
323 $z^7F^0 - f^5D$	5—4	2,83—6,24	3625,148	3,53		[6]
326 $z^7F^0 - e^7G$	5—6	2,83—6,32	3554,929	4,45	0,32	[6, 11]
	4—5	2,85—6,35	3541,086	4,32	0,16	[6, 11]
	3—4	2,86—6,37	3542,078	4,28	0,15	[6, 11]
	2—3	2,87—6,38	3536,557	4,23	0,13	[6, 11]
	1—2	2,88—6,39	3533,202	3,95	0,34	[6, 11]
327 $z^7F^0 - f^5F$	4—5	2,85—6,34	3556,883	4,19		[11]
328 $b^3P - z^3P^0$	2—2	2,83—4,21	8999,564	2,50		[6]
	1—1	2,84—4,26	8757,192	2,02		[6]
	2—1	2,83—4,26	8674,751	2,06		[6]
	1—0	2,84—4,28	8611,807	1,90		[6]
342 $b^3P - y^3D^0$	2—3	2,83—4,73	6518,374	1,16		[18]
	1—2	2,84—4,79	6355,038	1,36		[18]
	0—1	2,86—4,83	6270,238	1,17		[18]
	2—2	2,83—4,79	6311,506	0,74		[18]
	1—1	2,84—4,83	6229,234	0,88		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{эв}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
350 $b^3P - x^3D^0$	2—3	2,83—5,60	4466,554	3,42	0,14	[6, 18]
	1—2	2,84—5,61	4476,021	3,36	0,32	[2, 6, 15, 18]
	0—1	2,86—5,64	4443,196	3,05	0,54	[6, 15, 18]
	2—2	2,83—5,61	4454,384	3,12	0,54	[2, 18]
	1—1	2,84—5,64	4422,570	2,81	0,68	[11, 15]
351 $b^3P - w^5P^0$	2—2	2,83—5,74	4258,614	1,65		[18]
	2—1	2,83—5,75	4241,112	1,42		[18]
352 $b^3P - z^3S^0$	2—1	2,83—5,77	4207,130	2,54	0,56	[15, 18]
	1—1	2,84—5,77	4226,426	2,26		[15]
	0—1	2,86—5,77	4245,259	3,11	0,12	[11, 15, 18]
354 $b^3P - u^5D^0$	2—3	2,83—5,79	4181,757	3,74	0,25	[6, 11, 15]
	1—2	2,84—5,81	4175,639	3,30	0,31	[6, 11, 15, 18]
	0—1	2,86—5,84	4143,83	3,57		[18]
	2—2	2,83—5,81	4156,802	3,45	0,38	[6, 11, 15, 18]
	2—1	2,83—5,84	4107,492	3,41	0,71	[6, 15, 18]
	1—0	2,84—5,84	4126,88	1,29		[18]
355 $b^3P - y^3P^0$	2—2	2,83—5,79	4184,894	3,26	0,30	[6, 10, 11, 15, 18]
	1—1	2,84—5,81	4173,318	2,04	0,40	[10, 15]
	2—1	2,83—5,81	4154,502	3,41	0,41	[6, 10, 11, 15, 18]
	1—0	2,84—5,78	4213,650	2,73	0,58	[10, 11, 15, 18]
	1—2	2,84—5,79	4203,987	3,17	0,50	[6, 10, 11, 15, 18]
	0—1	2,86—5,81	4191,680	2,66	0,29	[10, 18]
356 $b^3P - x^3F^0$	2—3	2,83—5,83	4121,805	3,10		[11]
	1—2	2,84—5,85	4122,510	2,14		[15]
357 $b^3P - w^3D^0$	2—3	2,83—5,82	4134,680	3,51	0,43	[6, 10, 11, 15, 18]
	1—2	2,84—5,84	4132,903	3,27	0,25	[10, 11, 15, 18]
	0—1	2,86—5,86	4127,611	3,14	0,30	[6, 10, 11]
	2—2	2,83—5,84	4114,449	2,67	0,73	[10, 11, 15, 16, 18]
	1—1	2,84—5,86	4109,805	3,14	0,35	[6, 10, 11, 15]
	2—1	2,83—5,86	4091,557	1,87	0,08	[10, 18]
358 $b^3P - 1^0$	2—2	2,83—5,87	4066,979	3,28	0,01	[11, 15]
	1—2	2,84—5,87	4085,008	2,98	0,23	[15, 18]
359 $b^3P - y^3S^0$	2—1	2,83—5,89	4044,612	3,00	0,10	[10, 15, 18]
	1—1	2,84—5,89	4062,444	3,23	0,05	[6, 10, 18]
	0—1	2,86—5,89	4079,841	2,65	0,17	[10, 15, 18]
361 $b^3P - v^5P^0$	1—2	2,84—5,97	3964,517	2,77	0,84	[15, 18]
362 $b^3P - v^5F^0$	2—1	2,83—5,98	3935,814	3,25	0,41	[6, 11]
364 $b^3P - x^3P^0$	2—2	2,83—5,98	3925,646	2,72		[15]
	1—1	2,84—6,01	3909,835	2,64		[15]
	1—2	2,84—5,98	3942,442	3,31	0,20	[11, 15, 18]
	0—1	2,86—6,01	3925,947	3,41	0,20	[11, 18]
367 $b^3P - v^3D^0$	0—1	2,86—6,11	3809,043	2,61		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{00}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
369 $b^3P - w^3P^0$	2—2	2,83—6,22	3655,467	3,16		[16]
383 $z^7P^0 - e^7D$	4—5	2,94—5,31	5232,947	3,61	0,20	[2, 6, 10, 18, 20]
	3—4	3,00—5,35	5266,564	3,32	0,18	[2, 6, 10, 20]
	2—3	3,04—5,38	5281,797	3,00	0,32	[6, 10, 16, 18, 20]
	4—4	2,94—5,35	5139,470	3,15	0,19	[6, 10, 16, 20]
	3—3	3,00—5,38	5192,351	3,36	0,32	[2, 6, 10, 20]
	2—2	3,04—5,41	5226,868	3,12	0,11	[6, 10, 20]
	4—3	2,94—5,38	5068,773	2,54	0,28	[6, 10, 20]
	3—2	3,00—5,41	5139,258	2,90	0,20	[6, 10, 16, 20]
	2—1	3,04—5,42	5191,462	3,21	0,31	[2, 6, 10, 20]
384 $z^7P^0 - e^5D$	4—4	2,94—5,54	4768,397	2,33		[15]
385 $z^7P^0 - e^7F$	4—5	2,94—6,30	3685,998	3,96	0,33	[6, 10, 11]
	3—4	3,00—6,35	3701,090	4,20	0,44	[6, 10, 11]
	2—3	3,04—6,34	* 3752,420	3,65		[10]
	4—4	2,94—6,35	3637,866	2,99		[10]
	3—3	3,00—6,34	3707,049	3,61		[10]
	2—2	3,04—6,37	3726,925	3,52	0,21	[6, 10]
	4—3	2,94—6,34	3643,626	3,24		[10]
	2—1	3,04—6,35	3744,105	3,28		[10]
386 $z^7P^0 - f^7D$	4—5	2,94—6,24	3748,969	3,53		[10]
	3—4	3,00—6,30	3754,506	2,68		[10]
	4—4	2,94—6,30	* 3689,463	3,94	0,34	[6, 10, 11]
	3—3	3,00—6,31	3746,929	3,51		[10]
	2—2	3,04—6,33	3773,699	2,59		[10]
	3—2	3,00—6,33	3727,809	3,36		[10]
	2—1	3,04—6,33	3766,665	3,53		[10]
388 $z^7P^0 - e^7P$	4—3	2,94—6,27	* 3716,448	3,81	0,31	[6, 11]
389 $z^7P^0 - e^7G$	3—3	3,00—6,35	3697,432	3,89		[11]
394 $z^7P^0 - e^7S$	2—3	3,04—6,40	3694,010	4,29	0,18	[6, 11, 16]
401 $b^3G - z^3G^0$	3—3	3,09—4,43	8515,08	1,77		[6]
402 $b^3G - y^3F^0$	5—4	2,95—4,55	7748,278	2,24		[6]
	4—3	2,99—4,61	7664,301	2,07		[6]
	3—2	3,02—4,65	7583,797	1,92		[6]
409 $b^3G - y^3G^0$	5—5	2,95—5,61	4647,437	2,89	0,03	[15, 18]
	4—4	2,99—5,63	4691,414	2,75	0,15	[15, 18]
	3—3	3,02—5,64	4710,286	2,79	0,03	[15, 18]
	4—3	2,99—5,64	4661,975	1,52		[18]
410 $b^3G - x^5G^0$	5—5	2,95—5,66	* 4556,125	3,39		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{эв}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
413 $b^3G - x^3F^0$	4—3	2,99—5,83	4351,546	2,49	0,19	[15, 16]
414 $b^3G - z^3H^0$	5—6 4—5	2,95—5,82 2,99—5,82	4309,377 4367,581	2,94 3,19	0,71 1,04	[11, 15, 18] [15, 18]
415 $b^3G - w^3D^0$	4—3	2,99—5,83	4365,902	1,68		[18]
416 $b^3G - w^5G^0$	5—6	2,95—5,87	4239,733	2,77		[15]
419 $b^3G - x^3G^0$	4—4	2,99—5,92	4219,41	3,62		[18]
422 $b^3G - w^3G^0$	3—3	3,02—6,00	4141,867	2,39		[18]
423 $b^3G - z^1H^0$	4—5	2,99—5,99	4120,209	2,76	0,77	[11, 15, 18]
426 $b^3G - w^3F^0$	4—4	2,99—6,08	4000,460	4,54		[15]
429 $b^3G - y^3H^0$	5—6 5—5 4—4	2,95—6,12 2,95—6,14 2,99—6,16	3897,452 3871,751 3903,901	2,99 3,64 3,39		[18] [18] [6, 11, 15, 18]
430 $b^3G - v^3G^0$	5—5 4—4 3—3 4—5 3—4	2,95—6,13 2,99—6,15 3,02—6,17 2,99—6,13 3,02—6,15	3893,394 3919,068 3918,646 3944,892 3953,155	3,62 2,86 3,37 2,53 2,57	0,41	[6, 11, 15] [15] [6] [15] [15]
467 $c^3P - x^3D^0$	2—3	3,02—5,60	4786,810	2,95		[15]
472 $c^3P - y^3P^0$	1—1	3,07—5,81	4517,529	2,09	0,39	[16, 18]
476 $c^3P - y^3S^0$	2—1 1—1	3,02—5,89 3,07—5,89	4305,454 4387,896	2,78 2,69	0,76	[11, 15] [18]
476a $c^3P - v^5F^0$	2—2	3,02—5,98	4182,385	2,85	0,35	[16, 18]
482 $c^3P - x^3P^0$	2—2 1—1 1—0 1—2 0—1	3,02—5,98 3,07—6,01 3,07—6,00 3,07—5,98 3,11—6,01	4170,904 4210,39 4220,348 4248,228 4267,830	2,79 3,63 3,02 3,28 3,11		[15] [18] [18] [2, 18] [11, 18]
486 $c^3P - v^3D^0$	2—2	3,02—6,10	4013,824	2,53		[15]
488 $c^3P - w^3P^0$	2—2 1—1 0—1	3,02—6,22 3,07—6,20 3,11—6,20	3867,218 3955,960 4006,631	3,60 2,79 2,63	0,79	[6, 11, 18] [18] [15]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{эв}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
496 $c^3P - u^3D^0$	2—3	3,02—6,45	3617,788	4,25		[11]
	1—2	3,07—6,49	3632,040	3,86		[6]
	0—1	3,11—6,51	3645,825	3,76		[6]
514 $a^1G - u^5D^0$	4—4	3,05—5,79	4514,189	1,89		[16]
515 $a^1G - x^3F^0$	4—4	3,05—5,81	4480,140	2,72		[18]
518 $a^1G - z^1G^0$	4—4	3,05—5,88	4369,774	3,16	0,47	[6, 11, 15, 16, 18]
520 $^1G - x^3G^0$	4—5	3,05—5,93	4298,040	3,22	0,19	[11, 18]
521 $a^1G - w^3G^0$	4—5	3,05—5,97	4225,957	2,45		[15]
522 $a^1G - z^1H^0$	4—5	3,05—5,99	4199,098	4,12	0,41	[6, 15, 18]
523 $a^1G - y^1G^0$	4—4	3,05—6,03	4143,417	3,88	0,19	[6, 11, 18]
524 $a^1G - w^3F^0$	4—4	3,05—6,08	4074,789	3,08	0,54	[15, 18]
527 $a^1G - z^3G^0$	4—5	3,05—6,13	4017,152	3,35	0,29	[15, 18]
528 $a^1G - z^1F^0$	4—4	3,05—6,15	3990,377	2,57		[15]
528 $a^1G - z^1F^0$	4—3	3,05—6,26	3843,259	3,70		[6]
529 $a^1G - x^1G^0$	4—3	3,05—6,27	3839,258	3,76	0,66	[6, 11, 18]
553 $z^5D^0 - e^5D$	4—4	3,21—5,54	5324,182	3,69	0,27	[2, 6, 10, 20]
	3—3	3,24—5,58	5283,628	3,38	0,12	[6, 10, 16, 20]
	2—2	3,26—5,62	5263,313	2,92	0,02	[10, 20]
	1—1	3,28—5,64	5253,480	2,27	0,13	[10, 18, 20]
	4—3	3,21—5,58	5217,396	2,95	0,34	[10, 18, 20]
	3—2	3,24—5,62	5208,601	3,02	0,20	[10, 20]
	2—1	3,26—5,64	5215,187	2,98	0,15	[10, 20]
	1—0	3,28—5,65	* 5229,867	2,84	0,05	[10, 20]
	3—4	3,24—5,54	5393,175	3,03	0,08	[6, 10, 20]
	2—3	3,26—5,58	5339,937	3,14	0,45	[6, 10, 16, 20]
	1—2	3,28—5,62	5302,307	3,10	0,16	[6, 10, 20]
	0—1	3,29—5,64	5273,171	2,81	0,00	[10, 20]
	4—5	3,21—5,82	4736,781	3,41	0,56	[6, 15, 18]
	3—4	3,24—5,87	4707,281	3,43		[18]
	2—3	3,26—5,92	4668,142	3,20		[18]
554 $z^5D^0 - e^5F$	1—2	3,28—5,95	4637,518	2,88		[18]
	0—1	3,29—5,97	4613,219	3,17		[18]
	3—3	3,24—5,92	4625,053	2,97		[18]
	2—2	3,26—5,95	* 4607,654	2,75		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E,$ эВ	$\lambda, \text{Å}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
555	4—4	3,21—5,94	* 4531,652	2,17		[18]
$z^5D^0 - e^3F$	2—3	3,26—6,02	4504,838	1,88		[18]
556	1—2	3,28—6,36	* 4022,744	2,41		[18]
$z^5D^0 - e^7F$						
557	0—1	3,29—6,33	4080,887	2,62		[15]
$z^5D - f^7D$						
558	4—4	3,21—6,24	4076,637	3,75	0,38	[11, 15, 18]
$z^5D^0 - f^5D$	3—3	3,24—6,26	4098,187	2,83		[15]
	4—3	3,21—6,26	4058,229	2,95		[15]
	3—2	3,24—6,29	4070,779	3,50		[18]
	2—1	3,26—6,31	4073,775	3,20	0,50	[15, 18]
	1—0	3,28—6,32	4080,221	2,82	0,08	[15, 18]
	0—1	3,29—6,31	4109,072	2,67		[18]
559	4—4	3,21—6,25	4067,982	3,75	0,27	[11, 15, 18]
$z^5D^0 - e^7P$	3—3	3,24—6,27	4085,324	3,68	0,25	[15, 18]
560	4—5	3,21—6,29	4030,492	4,23		[18]
$z^5D^0 - e^5G$	3—4	3,24—6,32	4024,739	3,38	0,06	[15, 16]
	2—3	3,26—6,35	4018,275	3,44		[15]
	1—2	3,28—6,37	4016,429	3,85		[18]
	3—3	3,24—6,35	3986,30	3,19		[18]
561	4—5	3,21—6,35	3947,005	3,30		[18]
$z^5D^0 - e^7G$	3—4	3,24—6,37	3967,969	3,03		[15]
562	4—5	3,21—6,34	* 3966,629	3,75	0,57	[6, 11]
$z^5D^0 - f^5F$	2—3	3,26—6,40	3957,030	2,51		[15]
	1—2	3,28—6,41	3963,109	3,36		[15]
	2—2	3,26—6,41	3941,280	3,55		[18]
	1—1	3,28—6,42	3955,354	3,30		[18]
578	4—4	3,21—7,15	3143,990	3,46		[11]
$z^5D^0 - i^5D$						
597	6—6	3,24—6,12	4285,445	3,09	0,72	[11, 15, 18]
$b^3H - y^3H^0$						
599	4—4	3,30—6,27	4167,862	2,97		[18]
$b^3H - x^1G^0$						
603	5—4	3,27—6,36	4006,315	3,08	0,14	[15, 18]
$b^3H - v^3F^0$						
604	6—5	3,22—6,37	3956,457	3,56		[6]
$b^3H - u^3G^0$	5—4	3,25—6,41	3948,778	3,66	0,67	[6, 11, 15]
	4—3	3,29—6,43	3967,423	3,73	0,42	[6, 11]
606	6—5	3,22—6,40	3916,733	3,71	0,71	[6, 11, 15, 18]
$b^3H - g^0$						
607	6—6	3,22—6,50	3797,517	4,09	0,58	[6, 11]
$b^3H - w^3H^0$	5—5	3,25—6,53	3806,699	4,10	0,56	[6, 11]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
608 $b^3H - y^3I^0$	6—7	3,24—6,53	3765,541	4,41	0,48	[6, 11]
	5—6	3,27—6,51	3821,181	4,15	0,54	[6, 18]
	4—5	3,30—6,56	3805,345	4,46		[18]
609 $b^3H - z^1I^0$	5—6	3,27—6,58	3738,308	4,09	0,41	[6, 11]
611 $b^3H - t^3G^0$	6—5	3,24—6,69	* 3586,114	4,34	0,38	[6, 11]
	4—3	3,30—6,77	3573,888	4,39		[11]
617 $b^3H - u^3H^0$	4—4	3,30—7,00	3355,229	3,83		[6]
620 $b^3H - x^3I^0$	6—7	3,24—7,07	3233,054	3,72		[11]
647 $a^3D - v^3G^0$	3—3	3,25—6,18	4231,525	4,04		[2]
648 $a^3D - z^1D^0$	3—2	3,25—6,13	4299,49	5,46		[15]
649 $a^3D - w^3P^0$	3—2	3,25—6,22	4172,127	3,26	0,59	[11, 15]
	2—1	3,30—6,20	4268,758	2,36		[15]
652 $a^3D - u^5F^0$	2—1	3,30—6,43	3948,00	3,68		[18]
655 $a^3D - v^3F^0$	3—4	3,25—6,36	3986,172	3,28		[18]
	2—3	3,30—6,37	4040,644	3,76		[18]
	3—3	3,25—6,37	3976,564	3,71		[18]
661 $a^3D - y^1D^0$	3—2	3,25—6,41	3923,03	3,93		[18]
	1—2	3,27—6,41	3951,168	3,52	0,02	[6, 18]
664 $a^3D - t^3D^0$	3—3	3,25—6,48	3846,802	4,05	0,49	[6, 11]
	2—2	3,30—6,53	3836,333	3,10		[16]
665 $x^3D - 8^0$	2—1	3,30—6,56	3810,761	3,88		[18]
666 $a^3D - v^3P^0$	2—2	3,30—6,56	3802,285	3,38		[18]
686 $z^5F^0 - e^5D$	5—4	3,33—5,54	5615,652	3,69	0,33	[6, 10, 20]
	4—3	3,37—5,58	5586,763	3,57	0,22	[6, 10, 20]
	3—2	3,39—5,62	5572,850	3,43	0,12	[6, 10, 20]
	2—1	3,42—5,64	5569,625	3,31	0,39	[6, 10, 18, 20]
	1—0	3,43—5,65	5576,106	2,96	0,50	[6, 10, 18, 20]
	4—4	3,37—5,54	5709,386	2,85	0,21	[10, 20]
	3—3	3,39—5,58	5658,825	3,00	0,17	[6, 10, 20]
	2—2	3,42—5,62	5624,550	3,00	0,20	[6, 10, 20]
	1—1	3,43—5,64	5602,953	2,87	0,13	[6, 10, 20]
	3—4	3,39—5,54	5784,69	1,79		[20]
	2—3	3,42—5,58	5712,150	2,07		[20]
	1—2	3,43—5,62	5658,537	2,08		[20]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультитиплета и переход	$J - J$	$E - E$, эВ	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
687 $z^5F^0 - e^5F$	5—5 4—4 2—2 1—1 5—4 3—4 2—3 1—2	3,33—5,82 3,37—5,87 3,42—5,95 3,43—5,98 3,33—5,87 3,39—5,87 3,42—5,92 3,43—5,95	4966,097 4946,394 4882,151 4863,653 4875,89 5002,800 4950,112 4907,743	3,18 3,04 2,36 2,31 2,04 2,50 2,55 2,19		[18] [18] [18] [18] [18] [18] [18] [18]
689 $z^5F^0 - e^7F$	4—5 3—4 2—3 3—3 2—2 3—2 2—1	3,37—6,31 3,39—6,35 3,42—6,34 3,39—6,34 3,42—6,37 3,39—6,37 3,42—6,35	4224,176 4200,927 * 4238,027 * 4208,615 4205,546 * 4176,572 * 4227,432	3,75 3,30 3,28 3,46 2,36 3,62 4,79	0,22	[11, 15, 18] [18] [18] [18] [15] [18] [18]
690 $z^5F^0 - f^7D$	4—4	3,37—6,29	4228,71	1,77		[18]
692 $z^5F^0 - e^7P$	4—3	3,37—6,27	4264,215	2,53		[18]
693 $z^5F^0 - e^5G$	5—6 4—5 3—4 2—3 1—2 5—5 4—4 3—3	3,33—6,26 3,37—6,29 3,39—6,31 3,42—6,35 3,43—6,37 3,33—6,29 3,37—6,31 3,39—6,35	4227,432 4247,433 4238,821 4225,465 4217,555 4195,337 4198,268 4196,214	4,57 3,90 3,86 3,71 3,61 3,70 2,23 3,44	0,44 0,51 0,49 0,33 0,46 0,40 0,71	[2, 18] [2, 6, 15, 18] [2, 6, 18] [11, 15, 18] [11, 15, 18] [11, 15] [15] [11, 15, 18]
694 $z^5F^0 - e^7G$	5—6 4—4 5—4 3—2	3,33—6,32 3,37—6,37 3,33—6,37 3,39—6,39	4149,370 4136,512 4087,103 * 4140,441	3,18 2,73 3,00 2,63	0,85	[11, 15] [18] [18] [18]
695 $z^5F^0 - f^5F$	5—5 4—4 1—1 4—5 3—4 2—3 1—2	3,33—6,34 3,37—6,38 3,43—6,42 3,37—6,34 3,39—6,38 3,42—6,40 3,43—6,41	4126,190 4114,957 4150,264 4176,572 4153,910 4157,791 4158,798	2,91 1,69 2,88 3,46 3,98 3,78 3,23	0,28 0,98 0,68 0,23 0,39 0,51	[15, 18] [18] [15, 18] [11, 15] [11, 15] [11, 15, 18] [15, 18]
698 $z^5F^0 - g^5D$	5—4 1—0 4—4 2—2 1—1	3,33—6,24 3,43—6,32 3,37—6,24 3,42—6,29 3,43—6,31	4084,499 4065,392 4133,862 4082,117 4072,518	3,61 2,84 3,42 2,99 3,13		[18] [18] [18] [18] [18]
702 $z^5F^0 - h^5D$	5—4	3,33—6,59	3804,013	3,73		[18]
726 $a^1P - y^1D^0$	1—2	3,41—6,41	4137,004	3,63	0,43	[11, 16, 18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{э}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
728 $a^1P - u^3D^0$	1—1	3,41—6,51	4003,767	2,32		[15]
729 $a^1P - t^3D^0$	1—2	3,41—6,53	3976,614	3,32	0,59	[15, 16]
733 $a^1P - z^1P^0$	1—1	3,41—6,60	3891,929	2,99		[15]
752 $a^1D - v^3G^0$	2—3	3,54—6,18	4705,464	2,16		[18]
753 $a^1D - z^1D^0$	2—2	3,54—6,13	4789,654	3,22		[18]
755 $a^1D - z^1F^0$	2—3	3,54—6,26	4547,851	3,44	0,09	[15, 18]
763 $a^1D - u^3D^0$	2—1	3,54—6,51	4181,55	2,47		[16]
764 $a^1D - t^3D^0$	2—1 ²	3,54—6,47	4240,370	2,61	0,29	[15, 18]
767 $a^1D - z^1P^0$	2—1	3,54—6,60	4059,721	3,14		[18]
772 $a^1D - w^1D^0$	2—2	3,54—6,91	3682,209	4,36		[6]
795 $a^1H - x^1G^0$	5—4	3,57—6,27	4587,136	2,73		[18]
797 $a^1H - u^3G^0$	5—5	3,57—6,37	4432,573	2,62		[18]
800 $a^1H - y^3I^0$	5—6	3,57—6,51	4219,364	4,44	0,20	[2, 15, 18]
801 $a^1H - z^1I^0$	5—6	3,57—6,58	4118,548	4,48	0,38	[11, 15, 16]
802 $a^1H - y^1H^0$	5—5	3,57—6,66	4014,534	3,97	0,65	[6, 11, 15, 16, 18]
810 $a^1H - v^1G^0$	5—4	3,57—7,06	3553,741	3,93		[6]
816 $z^5P^0 - e^5D$	3—4	3,60—5,54	6400,013	3,39	0,38	[6, 10, 18, 20]
	2—3	3,65—5,58	6411,659	3,10	0,15	[6, 10, 20]
	1—2	3,68—5,62	6408,028	2,77	0,03	[10, 18, 20]
	3—3	3,60—5,58	6246,329	2,89	0,11	[6, 10, 20]
	2—2	3,65—5,62	6301,510	2,98	0,25	[6, 10, 20]
	1—1	3,68—5,64	6336,833	2,93	0,09	[10, 18, 20]
	3—2	3,60—5,62	6141,741	2,05		[20]
	2—1	3,65—5,64	6232,650	2,55	0,30	[10, 18, 20]
	1—0	3,68—5,65	6302,514	2,60	0,16	[10, 20]
820 $z^5P^0 - f^7D$	2—3	3,65—6,31	4673,172	3,29		[18]
	2—2	3,65—6,33	4643,475	3,07		[18]

Таблица 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E,$ эВ	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
821	2—3	3,65—6,26	* 4745,806	3,39		[18]
$z^5P^0 - f^5D$	1—1	3,68—6,31	4727,407	3,21		[15]
	3—2	3,60—6,29	4619,298	3,40	0,40	[15, 18]
	1—0	3,68—6,32	4704,958	2,82		[18]
822	3—4	3,60—6,25	4667,459	3,42		[15]
$z^5P^0 - e^7P$	2—3	3,65—6,27	4728,560	3,14		[15]
	3—3	3,60—6,27	4638,018	3,21		[15, 18]
	3—4	3,60—6,32	4560,096	3,08		[18]
823	3—4	3,60—6,32	4560,096	3,08		[18]
$z^5P^0 - e^5G$	3—3	3,60—6,40	4433,793	3,37		[18]
	2—2	3,65—6,41	4495,986	2,54		[18]
826	3—2	3,60—6,34	4525,146	3,45	0,68	[15, 16, 18]
$z^5P^0 - e^5S$	2—2	3,65—6,34	4611,289	3,79	0,48	[15, 18]
828	3—4	3,60—6,37	4484,225	3,20	0,41	[15, 18]
$z^5P^0 - g^5D$	1—2	3,68—6,40	* 4479,622	3,32		[18]
	2—2	3,65—6,40	* 4427,30	3,83		[18]
	1—1	3,68—6,48	4446,842	3,02		[18]
	1—0	3,68—6,48	4438,353	2,78		[18]
	3—3	3,60—6,43	4388,411	3,60		[18]
	1—1	3,68—6,45	4485,680	3,23		[18]
$z^5P^0 - e^5P$	2—1	3,65—6,45	4433,221	3,68	0,19	[11, 18]
	2—3	3,65—6,43	4469,380	3,67	0,55	[11, 15, 18]
883	2—3	3,64—6,10	5027,212	3,30		[18]
$b^3D - w^3F^0$						
889	2—3	3,64—6,26	4708,960	3,80		[18]
$b^3D - z^1F^0$						
896	3—4	3,64—6,37	4536,509	2,83		[18]
$b^3D - 4^{\circ}$						
906	3—2	3,64—6,56	4246,090	3,28	0,56	[15, 18]
$b^3D - v^3P^0$						
913	2—3	3,64—6,77	3960,285	3,33		[18]
$b^3D - t^3G^0$						
945	4—4	3,69—6,80	3996,972	3,20		[15]
$b^1G - w^1G^0$						
959	4—4	3,88—5,94	6003,034	2,76		[18]
$z^3F^0 - e^3F$	3—3	3,94—6,02	5976,799	2,60		[18]
	3—4	3,94—5,94	6188,037	2,51		[18]
	2—3	3,98—6,02	6096,689	2,27		[18]
	4—3	3,88—6,36	5001,871	3,75		[20]
$z^3F^0 - e^3D$	3—2	3,93—6,42	5014,959	3,76		[18]
	2—1	3,98—6,45	5022,250	3,32		[20]
	3—3	3,94—6,36	5129,658	2,69		[20]
	2—3	3,98—6,36	5217,69	0,94		[20]

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{эв}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
966	3—3	3,93—6,42	* 5007,288	1,77		[20]
$z^3F^0 - g^5D$	4—3	3,88—6,42	4885,435	2,83		[20]
	2—1	3,98—6,48	4978,606	2,94		[20]
973	2—3	3,98—6,74	4494,05	2,78		[18]
$z^3F^0 - e^3G$	4—4	3,88—6,70	4392,58	2,33		[18]
974	3—2	3,94—6,70	* 4490,765	3,45	0,13	[16, 18]
$z^3F^0 - f^3D$						
976	4—4	3,88—6,78	4276,678	2,92		[18]
$z^3F^0 - f^3F$	2—2	3,98—6,87	4300,828	3,30		[18]
982	2—3	3,93—6,01	5934,680	2,70		[18]
$z^3D^0 - e^3F$	3—3	3,88—6,01	5809,249	2,34		[18]
984	3—3	3,88—6,36	5005,725	3,45	0,28	[6, 20]
$z^3D^0 - e^3D$	1—1	3,96—6,45	4973,108	3,00	0,11	[18, 20]
	3—2	3,88—6,42	4896,437	2,23		[18]
	2—1	3,93—6,45	4911,800	2,57		[20]
	2—3	3,91—6,36	5098,594	2,68		[20]
985	2—3	3,93—6,42	4977,653	1,75		[20]
$z^3D^0 - g^5D$	3—3	3,88—6,42	4889,113	2,67		[20]
	1—1	3,96—6,48	4930,331	2,68		[20]
	2—1	3,93—6,48	4870,05	2,20		[20]
993	2—3	3,93—6,84	* 4265,260	3,10		[18]
$z^3D^0 - f^3F$	1—2	3,96—6,87	4264,743	2,68		[18]
	3—3	3,88—6,84	4200,09	2,97		[18]
1025	3—2	4,14—6,40	5487,775	3,84		[18]
$c^3F - t^5D^0$						
1026	4—4	4,07—6,36	* 5424,15	4,80		[18]
$c^3F - v^3F$						
1042	4—5	4,07—6,69	4735,848	3,37		[18]
$c^3F - t^3G^0$						
1051	4—5	4,10—5,82	7187,341	3,71		[6]
$y^5D^0 - e^5F$	3—4	4,15—5,87	7207,406	3,54		[6]
	2—3	4,19—5,92	7164,469	3,39		[6]
	1—2	4,22—5,95	7130,942	3,29		[6]
1062	1—2	4,22—6,46	5543,928	2,98		[18]
$y^5D^0 - g^5D$						
1066	3—3	4,15—6,64	4988,963	3,50		[18]
$y^5D^0 - h^5D$						
1077	5—5	4,18—5,82	7511,045	3,95		[6]
$y^5F^0 - e^5F$	4—4	4,22—5,87	7495,088	3,76		[6]
	3—3	4,26—5,92	7445,776	3,68		[6]
	2—2	4,28—5,95	7411,178	3,40		[6]
	1—1	4,30—5,97	7389,425	3,35		[6]
	3—4	4,26—5,87	7661,223	2,84		[6]
	2—3	4,28—5,92	7568,925	3,04		[6]

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E,$ $эв$	$\lambda, \text{Å}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
1087 $y^5F^0 - g^5D$	4—3	4,22—6,42	5638,272	3,14		[18]
	4—4	4,22—6,37	5775,091	2,80		[18]
	3—3	4,26—6,42	5731,770	2,88		[18]
	3—4	4,26—6,37	5873,219	2,13		[18]
	1—2	4,30—6,45	* 5759,56	1,93		[18]
1089 $y^5F^0 - g^5F$	5—5	4,18—6,58	5162,288	4,66		[18]
1092 $y^5F^0 - f^5G$	5—6	4,18—6,59	5133,680	4,23	0,65	[6, 16, 18]
	2—3	4,28—6,72	5096,995	4,17		[18]
1094 $y^5F^0 - e^3G$	4—5	4,22—6,66	5074,760	4,32		[18]
1095 $y^5F^0 - f^3D$	2—2	4,28—6,70	5121,646	3,55		[18]
1103 $y^5F^0 - g^5G$	5—6	4,18—7,19	4112,966	3,58	0,59	[15, 18]
1107 $z^3P^0 - e^3D$	2—3	4,21—6,36	5762,992	3,42	0,21	[6, 18, 20]
	1—2	4,26—6,42	5753,136	3,25		[18]
	0—1	4,28—6,45	5717,840	2,82	0,37	[18, 20]
	2—2	4,21—6,42	5618,640	2,71		[18]
	1—1	4,26—6,45	* 5655,498	2,80	0,56	[18, 20]
	2—1	4,21—6,45	5525,48	1,40		[20]
1108 $z^3P^0 - g^5D$	2—3	4,21—6,42	5608,98	2,44		[20]
	0—1	4,28—6,48	5661,36	1,05		[20]
	1—1	4,26—6,48	* 5600,242	2,15		[20]
	2—1	4,21—6,48	5472,720	1,00		[20]
1110 $z^3P^0 - g^5F$	2—3	4,21—6,68	5027,785	3,45		[18]
1136 $z^5G^0 - e^5F$	6—5	4,32—5,82	8220,406	4,07		[6]
	5—4	4,31—5,87	7937,166	3,73		[6]
	4—3	4,37—5,92	7998,972	3,78		[6]
	3—2	4,41—5,95	8046,073	3,75		[6]
	2—1	4,44—5,97	8085,200	3,69		[6]
	3—3	4,41—5,92	8232,347	3,15		[6]
1137 $z^5G^0 - e^3F$	5—4	4,31—5,94	7586,044	3,58		[6]
	4—3	4,37—6,01	7531,171	3,33		[6]
1145 $z^5G^0 - f^5G$	5—5	4,31—6,61	* 5404,148	4,97		[18]
	4—4	4,37—6,67	5400,503	4,92	0,21	[16, 18]
	3—3	4,41—6,72	5389,461	4,08		[18]
1146 $z^5G^0 - e^5H$	6—7	4,32—6,61	5424,076	4,40	0,63	[6, 16]
	5—6	4,31—6,62	5383,371	4,52	0,94	[6, 16, 18]
	4—5	4,37—6,68	5369,957	4,47	0,96	[6, 16, 18]
	3—4	4,41—6,73	5367,460	4,27	0,90	[6, 16, 18]
	2—3	4,44—6,76	5364,883	3,83	0,95	[6, 16, 18]
1147 $z^5G^0 - e^3G$	4—5	4,37—6,66	5409,132	3,72		[18]

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E_{\text{св}}$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная равность	Литературный источник
1153 $z^3G^0 - e^5F$	5—4 4—3	4,38—5,87 4,43—5,92	8331,941 8339,431	3,60 3,29		[6] [6]
1154 $z^3G^0 - e^3F$	5—4 4—3 3—2 4—4 3—3	4,38—5,94 4,43—6,01 4,47—6,06 4,43—5,94 4,47—6,01	7945,878 7832,224 7780,586 8198,951 8028,341	3,79 3,82 3,70 3,16 3,19		[6] [6] [6] [6] [6]
1163 $z^3G^0 - e^3G$	5—5 4—5	4,38—6,66 4,43—6,66	5445,037 * 5562,709	4,04 3,09	0,89	[6, 18] [18]
1165 $z^3G^0 - e^3H$	5—6 4—5 3—4	4,38—6,68 4,43—6,73 4,47—6,76	5415,207 5404,148 5410,909	4,36 4,51 4,32	0,63 0,76 0,81	[6, 16] [6, 16] [6, 16, 18]
1172 $y^3F^0 - e^3F$	4—4 3—3 2—2	4,55—5,94 4,60—6,02 4,65—6,07	8866,961 8793,376 8764,000	3,79 3,61 3,76		[6] [6] [6]
1175 $y^3F^0 - g^5F$	4—4 2—4	4,55—6,62 4,65—6,74	5983,705 5927,806	4,78 3,64		[18] [18]
1178 $y^3F^0 - f^5G$	4—5 3—4	4,55—6,61 4,60—6,67	6024,063 6020,179	4,00 4,17	0,85	[6, 18] [18]
1179 $y^3F^0 - e^5H$	4—5	4,55—6,68	5816,376	3,65		[18]
1180 $y^3F^0 - e^3G$	4—5 3—4 2—3 4—4 3—3	4,55—6,66 4,60—6,70 4,65—6,74 4,55—6,70 4,60—6,74	5862,363 * 5914,162 5930,186 5752,056 5806,730	4,07 4,12 4,03 3,54 3,63		[18] [18] [18] [18] [18]
1183 $y^3F^0 - f^3F$	4—4 3—3 2—3	4,55—6,78 4,60—6,84 4,65—6,84	5554,887 5565,702 5679,023	3,93 4,03 3,49		[18] [18] [18]
1194 $y^5P^0 - e^3D$	3—3 1—1 2—4 2—3	4,56—6,36 4,64—6,45 4,60—6,45 4,60—6,36	6881,74 6833,24 6717,556 7071,88	1,87 2,32 1,84 2,16		[20] [20] [20] [20]
1195 $y^5P^0 - g^5D$	3—4 2—3 3—3 2—2 1—4 2—1 1—0	4,56—6,37 4,60—6,42 4,56—6,42 4,60—6,46 4,64—6,48 4,60—6,48 4,64—6,48	6855,179 6841,349 6663,26 * 6713,14 6752,734 6639,71 6733,171	2,44 3,11 2,83 2,62 2,78 2,35 2,59	0,18 0,26 0,20	[20] [20] [20] [18] [18, 20] [18, 20] [18, 20]
1250 $y^3D^0 - e^3D$	3—3	4,73—6,36	7620,538	3,34		[6]
1259 $y^3D^0 - f^3F$	3—4 2—3 1—2	4,73—6,78 4,79—6,84 4,83—6,87	6055,987 6078,481 6102,182	3,78 3,82 4,01		[18] [18] [18]

Таблица 2 (окончание)

Номер мультиплета и переход	$J - J$	$E - E,$ $эв$	$\lambda, \text{Å}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
1260 $y^3D^0 - e^3P$	3—2	4,73—6,80	5984,804	3,85		[18]
	2—1	4,79—6,87	5987,055	3,72		[18]
	2—2	4,79—6,80	6170,502	3,53		[18]
1269 $x^5D^0 - e^3D$	4—3	4,91—6,36	8567,78	1,81		[20]
	2—1	4,99—6,45	8466,10	2,33		[20]
	3—3	4,95—6,36	8828,08	2,16		[20]
	1—1	5,01—6,45	8592,10	1,51		[20]
	2—3	4,99—6,36	9036,74	1,90		[20]
	0—1	5,02—6,45	8856,67	2,08		[20]
	4—4	4,91—6,37	8526,685	3,49		[20]
1270 $x^5D^0 - g^5D$	3—3	4,95—6,42	8471,75	3,11		[20]
	1—1	5,01—6,48	8465,23	1,86		[20]
	2—1	4,99—6,48	8342,95	2,71		[20]
	1—0	5,01—6,48	8434,51	2,62		[20]
	3—4	4,95—6,37	8784,44	2,78		[20]
	2—3	4,99—6,42	8663,73	2,86		[20]
	0—1	5,02—6,48	8527,88	2,46		[20]
	4—3	5,03—6,36	9343,40	2,47		[20]
1300 $x^5F^0 - e^3D$	2—1	5,08—6,45	* 9070,42	2,51		[20]
	5—4	4,99—6,37	9012,098	3,64		[20]
1301 $x^5F^0 - g^5D$	4—3	5,03—6,42	8945,204	3,42		[20]
	2—1	5,08—6,48	8929,04	2,89		[20]
	1—0	5,10—6,48	8984,87	2,74		[20]
	4—4	5,03—6,37	9294,66	2,75		[20]
	3—3	5,06—6,42	9147,800	2,86		[20]
	1—1	5,10—6,48	9019,84	2,58		[20]

По поводу этих работ необходимо отметить следующее. Кингом [23] были измерены абсолютные числа f для 12 линий железа; число $f_{3720} = 0,013$, так же как и числа f для остальных 11 линий, было получены методом полного поглощения. Для вычисления концентрации поглощающих атомов, имевшихся в кювете, Кинг использовал данные по упругости паров железа, приведенные в [24—26]. В 1957 г. Кинг пересчитал свои старые данные, пользуясь новым уравнением упругости паров [28], и получил хорошее согласие с измерениями, выполненными им с атомным пучком [29].

Конферман и Вессель [30] измеряли полное поглощение в атомном пучке. Концентрация атомов железа определялась по весу осажденного атомным пучком железа за определенное время действия пучка.

Циок [31] определял абсолютную величину f по измерению времени затухания свечения линии. Во избежание влияния каскадных переходов использовалось оптическое возбуждение свечения линии. Время затухания резонансного свечения определялось из сдвига и формы кривой фототока.

Впоследствии, несколько улучшив методику, Оттингер и Циок [32] в 1961 г. получили более точное значение f , которое и приводится в таблице. Измерения Аллена и Асаада [8], Корлиса и Бозмана [6], Морозовой и Старцева [33] выполнены одним и тем же методом лучеиспускания. Этот

Таблица 3

Силы осцилляторов линий спектра Fe I в ультрафиолетовой области

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
2 $a^5D-z^5G^0$	4-5	0,00-4,31	2874,173	1,50	0,38	[5, 6, 11]
	3-4	0,05-4,37	2869,308	1,46	0,40	[5, 6, 11]
	2-3	0,09-4,42	2863,864	1,20	0,44	[6, 11]
	4-4	0,00-4,37	2835,457	1,66		[6]
	3-3	0,05-4,42	2840,423	1,20		[6]
3 $a^5D-z^3G^0$	4-5	0,00-4,39	2825,687	1,25		[6]
	4-4	0,00-4,44	2795,006	1,10		[6]
4 $a^5D-y^3F^0$	3-4	0,05-4,55	2756,268	2,28		[6]
5 $a^5D-y^5P^0$	4-3	0,00-4,56	*2719,025	3,33	0,06	[5, 6]
	3-2	0,05-4,61	2720,904	3,04	0,03	[5, 6]
	2-1	0,09-4,64	2723,579	2,71	0,20	[5, 6]
	3-3	0,05-4,56	2750,142	2,75	0,00	[5, 6]
	2-2	0,09-4,61	2742,406	2,76	0,15	[5, 6]
	1-1	0,11-4,64	2737,311	2,76	0,11	[5, 6]
	1-2	0,01-4,61	2756,329	2,28		[5]
	0-1	0,12-4,64	2744,069	2,41	0,10	[5, 6]
6 $a^5D-y^3D^0$	3-3	0,05-4,73	2647,559	1,50		[6]
	0-1	0,12-4,83	*2629,587	1,72		[6]
7 $a^5D-x^5D^0$	4-4	0,00-4,91	2522,850	3,59		[6]
	3-3	0,05-4,95	2527,436	3,33		[6]
	2-2	0,09-4,99	2529,136	2,92		[6]
	1-1	0,11-5,01	2529,837	2,44		[6]
	4-3	0,00-4,95	2501,133	3,13		[6]
	3-2	0,05-4,99	2510,836	3,16		[6]
	2-1	0,09-5,01	2518,103	3,08		[6]
	1-0	0,11-5,02	2524,294	2,95		[6]
	3-4	0,05-4,91	2549,614	2,97		[6]
	2-3	0,09-4,95	2545,980	3,10		[6]
	1-2	0,11-4,99	2540,973	3,13		[6]
	0-1	0,12-5,01	2535,609	3,09		[6]
8 $a^5D-y^7P^0$	3-3	0,05-4,98	2512,363	2,05		[6]
	4-3	0,00-4,98	*2486,371	2,15		[6]
	3-4	0,05-5,01	*2498,894	2,23		[6]
	2-3	0,09-4,98	2530,692	2,06		[6]
9 $a^5D-x^5F^0$	4-5	0,00-4,99	2483,272	(4,09)		[21]
	3-4	0,05-5,03	2488,144	(3,92)		[21]
	2-3	0,09-5,06	2490,645	3,63	0,20	[6, 21]
	1-2	0,11-5,08	2491,156	3,47	0,06	[6, 21]
	0-1	0,12-5,10	2489,751	3,37	0,37	[6, 21]
	4-4	0,00-5,03	2462,648	3,15	0,15	[6, 21]
	2-2	0,09-5,08	2479,777	3,32	0,06	[6, 21]
	1-1	0,11-5,10	2484,187	3,23	0,07	[6, 21]
	4-3	0,00-5,06	2447,710	2,07	0,07	[6, 21]
	3-2	0,05-5,08	2462,182	2,34	0,06	[6, 21]
	2-1	0,09-5,10	2472,896	(2,35)		[21]

Т а б л и ц а 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E, эв$	$\lambda, \text{\AA}$	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
10 $a^5D-z^5S^0$	2-2	0,09—5,07	2487,370	1,82		[6]
14 $a^5D-w^5D^0$	3-3	0,05—5,44	2297,788	2,15		[6]
21 $a^5D-w^5P^0$	4-3	0,00—5,72	2166,773	2,93		[6]
	3-2	0,05—5,75	*2178,090	2,63		[6]
	2-2	0,09—5,74	2191,838	2,33		[6]
	1-1	0,11—5,75	2196,043	2,35		[6]
33 $a^5D-v^5P^0$	4-3	0,00—5,94	2084,117	2,60		[6]
43 $a^5F-x^5P^0$	4-3	0,91—5,27	2843,631	2,61		[6]
	3-2	0,96—5,31	2845,596	2,54		[6]
	2-1	0,99—5,34	2848,715	1,93		[6]
	3-3	0,96—5,27	2872,335	2,37		[6]
	2-2	0,99—5,31	2866,626	2,10		[6]
44 $a^5F-y^5G^0$	5-6	0,86—5,30	2788,105	3,43	0,45	[5, 6, 10, 19]
	4-5	0,91—5,32	2813,288	3,23	0,44	[5, 6, 10, 19]
	3-4	0,96—5,33	2832,436	3,05	0,52	[5, 6, 10, 19]
	2-3	0,99—5,35	2843,978	3,24	0,20	[6, 10]
	1-2	1,01—5,35	2851,798	2,96	0,63	[5,6,10,11,19]
	5-5	0,86—5,32	2778,221	2,63	0,48	[5, 6, 19]
	4-4	0,91—5,33	2804,521	2,71	0,44	[5, 6, 10]
	3-3	0,96—5,35	2823,277	2,70	0,46	[5, 10]
	2-2	0,99—5,35	2838,120	2,56	0,45	[5, 6, 10, 19]
	4-3	0,91—5,35	2795,541	1,50		[5]
	3-2	0,96—5,35	2817,505	2,03		[6]
45 $a^5F-z^5H^0$	4-5	0,91—5,33	2806,985	2,90		[6]
	3-4	0,96—5,34	2825,557	2,89		[6]
	2-3	0,99—5,37	2828,809	2,14		[6]
	5-5	0,86—5,33	2772,083	2,93		[6]
	4-4	0,91—5,34	2797,776	2,61		[6]
46 $a^5F-w^5D^0$	5-4	0,86—5,39	2733,582	3,57		[6]
	4-3	0,91—5,44	2735,476	3,22		[6]
	3-2	0,96—5,48	2742,255	2,71		[6]
	2-1	0,99—5,50	2744,529	2,62		[6]
	1-0	1,01—5,51	2753,692	2,45		[6]
	3-3	0,96—5,44	2762,027	2,99		[6]
	2-2	0,99—5,48	*2761,785	2,99		[6]
	1-1	1,01—5,50	2757,317	2,75		[6]
	2-3	0,99—5,44	2781,837	2,34		[6]
	1-2	1,01—5,48	*2774,734	2,30		[6]
47 $a^5F-w^5F^0$	5-5	0,86—5,48	2679,063	3,04		[6]
	4-4	0,91—5,45	2728,021	2,56		[6]
	3-3	0,96—5,47	2743,565	2,51		[6]
	2-2	0,99—5,49	2754,033	2,43		[6]
	1-1	1,01—5,50	2759,817	2,14		[6]
	4-5	0,91—5,48	2711,656	2,70		[6]

Таблица 3 (продолжение)

Номер мультиплета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Максимальная разность	Литературный источник
47	2—3	0,99—5,47	2763,108	2,51		[6]
$a^5F-w^5F^0$	1—2	1,01—5,49	2766,910	2,13		[6]
48	5—4	0,86—5,50	2666,813	2,80		[6]
$a^5F-v^5D^0$	4—3	0,91—5,52	2689,213	2,91		[6]
	3—2	0,96—5,53	*2706,583	3,11		[6]
	2—1	0,99—5,55	2718,436	2,87		[6]
	1—0	1,01—5,58	2726,054	2,78		[6]
	4—4	0,91—5,50	2699,107	2,72		[6]
	3—4	0,96—5,50	*2724,954	2,73		[6]
	2—3	0,99—5,52	2734,006	2,33		[6]
50	4—3	0,91—5,60	2641,647	2,66		[6]
$a^5F-x^3D^0$	3—2	0,96—5,61	2662,057	2,38		[6]
51	5—5	0,86—5,61	2605,658	2,78		[6]
$v^5F-y^3G^0$						
52	5—6	0,86—5,65	2584,537	3,32		[6]
$v^5F-x^5G^0$	4—5	0,91—5,66	2606,829	3,14		[6]
	3—4	0,96—5,68	2623,532	3,13		[6]
	2—3	0,99—5,69	2635,810	3,17		[6]
	1—2	1,01—5,70	2644,000	3,06		[6]
	5—5	0,86—5,66	2576,692	2,92		[6]
	4—4	0,91—5,68	2599,570	3,42		[6]
	3—3	0,96—5,69	2618,019	3,04		[6]
	2—2	0,99—5,70	2632,238	2,88		[6]
56	5—4	0,86—5,81	2501,695	2,57		[6]
$a^5F-x^3F^0$						
59	5—6	0,86—5,87	*2472,344	3,21		[6]
$a^5F-w^5G^0$	4—5	0,91—5,87	2496,534	3,23		[6]
	3—4	0,96—5,89	2507,899	3,10		[6]
	2—3	0,99—5,91	2517,659	3,07		[6]
	1—2	1,01—5,92	2519,630	2,91		[6]
	5—5	0,86—5,87	2468,880	3,21		[6]
62	5—5	0,86—5,90	2457,598	3,33		[6]
$a^5F-v^5F^0$	4—4	0,91—5,94	2465,150	3,26		[6]
	3—3	0,96—5,96	2474,815	3,48		[6]
	4—3	0,91—5,96	2453,477	2,91		[6]
	3—2	0,96—5,98	2467,733	2,69		[6]
	3—4	0,96—5,94	2486,693	2,97		[6]
63	5—5	0,86—5,93	2443,873	2,79		[6]
$a^5F-x^3G^0$						
65	3—2	0,96—5,99	*2463,728	2,69		[6]
$a^5F-x^3P^0$	2—2	0,99—5,99	2479,481	3,00		[6]
86	4—4	1,48—5,79	2877,302	2,89		[6]
$a^3F-u^5D^0$	4—3	1,48—5,79	*2875,303	2,59		[6]
87	4—4	1,48—5,81	2863,431	2,90		[6]
$a^3F-x^3F^0$	3—3	1,56—5,84	2895,036	2,84		[6]

Таблица 3 (окончание)

Номер мульти- плета и переход	$J-J$	$E-E$, эв	λ , Å	$\lg gf$	Макси- мальная разность	Литератур- ный источник
100 $a^3F-v^3G^0$	2—3	1,61—6,18	2710,547	2,71		[6]
125 $a^5P-t^5P^0$	3—2	2,18—6,71	2734,269	3,17		[6]
128 a^5P-10^0	3—3	2,18—6,68	*2750,878	3,16		[6]
	2—3	2,20—6,68	2764,330	2,99		[6]
133 a^3P-8^0	2—1	2,28—6,55	2899,415	3,30		[6]
134 $a^3P-v^3P^0$	2—2	2,28—6,56	2894,505	3,60		[6]
142 $z^7D^0-g^7D$	5—5	2,40—6,67	2901,915	3,05		[6]
151 $a^3H-v^3H^0$	5—5	2,43—6,87	2791,787	3,17		[6]
154 $a^3H-u^3H^0$	6—6	2,40—6,98	2706,015	3,55		[6]
	4—4	2,45—6,99	2728,825	3,49		[6]
156 $a^3H-x^3I^0$	6—7	2,40—7,07	2656,149	3,38		[6]
157 $a^3H-t^3H^0$	6—6	2,40—7,48	2439,744	3,60		[6]
	5—5	2,43—7,50	2442,567	3,77		[6]
	4—4	2,45—7,53	2440,107	3,47		[6]
161 $b^3F-t^3F^0$	4—4	2,56—7,13	2708,570	3,66		[6]
162 $b^3F-r^3G^0$	3—4	2,59—7,46	2543,920	4,01		[6]
166 $a^3G-s^3G^0$	5—5	2,69—6,93	2923,852	3,56		[6]
	4—4	2,73—6,93	2948,433	3,41		[6]
167 $a^3G-u^3H^0$	5—6	2,69—6,98	2887,807	2,95		[6]
	4—5	2,73—6,99	*2907,520	3,27		[6]
170 $a^3G-t^3F^0$	5—4	2,69—7,13	2789,802	3,16		[6]
182 $b^3H-t^3H^0$	6—6	3,24—7,48	2918,023	3,90		[6]
	5—5	3,27—7,50	2923,290	3,90		[6]

метод основан на измерении относительных интенсивностей линий исследуемого элемента, возбуждаемого в электрической дуге, по отношению к линиям элемента сравнения с надежно измеренными абсолютными вероятностями переходов. Необходимым условием применимости метода является предположение о том, что относительное содержание элементов в твердой и парообразной фазах одинаково. Аллен и Асаад [8] в качестве элементов сравнения использовали Si, Cr, Mn, Fe, Ni, Ga, Ag.

Морозова и Старцев [33] в качестве элемента сравнения взяли марганец. Таким образом, значения абсолютных чисел f , полученные в этих работах, строго говоря, нельзя считать независимыми.

Абсолютные значения силы осциллятора линии железа $\lambda 3719,93 \text{ \AA}$

Исследователи	Метод	f
Кинг [23, 29] (1942—1958)	Измерение полного поглощения в кювете	0,030
Копферман и Вессель [30] (1951)	Поглощение в атомном пучке	$0,043 \pm 20\%$
Циок [31, 32] (1957—1961)	Тауметрический метод	$0,035 \pm 10\%$
Аллен и Асаад [8] (1957)	Лучеиспускание	$0,036 \pm 60\%$
Белл, Дэвис, Кинг [29] (1958)	Измерение полного поглощения в атомном пучке	$0,032 \pm 12\%$
Корлис и Бозман [6] (1962)	Лучеиспускание	0,047
Морозова, Старцев [33] (1963)	»	0,045

Среднее из семи абсолютных значений, равное $f=0,038$, было использовано нами при подсчете переходного коэффициента от относительных значений к абсолютным. Переход от относительных значений $\lg gf_{\text{отн}}$, приведенных в табл. 2 и 3, к абсолютным производится по формуле

$$\lg gf_{\text{абс}} = \lg gf_{\text{отн}} - 3,27.$$

Май 1963 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. B. King, A. S. King. *Astrophys. J.*, **87**, 24, 1938.
2. W. W. Carter. *Phys. Rev.*, **76**, № 7, 962, 1949.
3. J. Aarts, D. Harting, C. J. Bakker. *Physica*, **20**, N 12, 1256, 1954.
4. Н. П. Пенкин. Дисс. ЛГУ, 1961.
5. Г. П. Старцев и А. К. Валтерс (в печати).
6. C. H. Corliss, W. R. Bosman. *Experimental Transition Probabilities for Spectral Lines of Seventy Elements*, N. B. S. Monograph., 53, 1962.
7. W. E. Meggers, C. H. Corliss, B. Scribner. *Spectrochimica Acta*, **17**, N 11, 1961.
8. C. Allen a. A. Asaad. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, **117**, N 1, 36, 1957.
9. Н. Н. Соболев. *ЖЭТФ*, **13**, вып. 5, 131, 1943.
10. Н. Г. Морозова, Г. П. Старцев, М. С. Фриш. *Физические проблемы спектроскопии. Материалы XIII совещания. Изд-во АН СССР*, 1962, т. I, стр. 45.
11. H. M. Crosswhite a. G. H. Dieke. *Important Atomic Spectra*, American Institute of Physics Handbook. Ed. D. E. Gray. 7—87, 1957, Mc Graw-Hill Book Company.
12. H. M. Crosswhite. *Spectrochimica Acta*, **4**, 122, 1950.
13. Л. А. Митрофанова. *Изв. ГАО*, **19**, вып. 2, № 149, 81, 1952.
14. R. Hefferlin, *JOSA*, **49**, 680, 948, 1959.
15. V. Letfus. *B. A. C.*, **13**, N 3, 98, 1962.
16. V. Letfus. *B. A. C.*, **12**, N 4, 161, 1961.
17. O. Roder. *Zs. Astrophys.*, **55**, 38, 1962.
18. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, **22**, 234, 1960.
19. И. В. Косинская. Диссертация. Ленинград, 1959.
20. П. Ф. Груздев (в печати).
21. П. Ф. Груздев, Г. П. Старцев. *Оптика и спектроскопия*, **8**, 879, 1960.
22. И. В. Дворникова (Косинская), Г. П. Старцев, М. Н. Голованова. *Материалы X совещания по спектроскопии, Львов*, **2**, 61, 1958.
23. R. B. King. *Astrophys. J.*, **95**, 78, 1942.
24. K. H. Kelley. *Bull. US Bureau of Mines*, 383, 1935.
25. H. A. Jones, S. Langmuir a. G. M. Maskay. *Phys. Rev.*, **30**, 201, 1927.
26. A. I. Marshall, R. W. Dornste a. P. I. Horton. *J. Amer. Chem. Soc.*, **59**, 1161, 1937.
27. R. D. Cowan, G. H. Dieke. *Rev. Modern Phys.*, **20**, 418, 1948.

28. I. W. Edwards, H. L. Johnston, W. E. Ditmars. J. Amer. Chem. Soc., **73**, 4729, 1951.
29. G. D. Bell, M. U. Davis, R. B. King, P. M. Routhly. Astrophys. J., **129**, 437, 1958.
30. H. Kopfermann, G. Wessel. Zs. Phys., **130**, 100, 1951.
31. K. Ziok. Zs. Phys., **147**, 99, 1957.
32. Ch. Ottinger, K. Ziok. Zs. Naturforschung, **16a**, N 7, 720, 1961.
33. Н. Г. Морозова, Г. П. Старцев (в печати).
34. Ch. Moore. A Multiplet Table of Astrophysical Interest. Contrib. Princeton University Observatory, N 20, 1945.
35. Ch. E. Moore. An Ultraviolet Multiplet Table, Circ. Nat. Bur. St., N 488, Section 2, 1952.
36. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский и Е. Я. Шрейдер. Таблицы спектральных линий. Физматгиз, 1962.
37. Н. Н. Огурцова, И. В. Подмошенский, М. М. Демидов. ОМН № 1, 1, 1960.
38. А. И. Корнилов. Сообщ. ГАИШ, № 107, 3, 1960.

ИСПРАВЛЕНИЯ К СТАТЬЕ

С. И. Гонасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова

«Структура магнитных полей и ее изменения в районе солнечных вспышек»

(Известия Крымской астрофизической обсерватории, 1963, т. 29)

Подписи к фиг. 21 (стр. 57) и 23 (стр. 59) должны быть следующими:

1. Фиг. 21. Карта магнитного поля активной группы 17.VII 1959 г. в 6 час. 00 мин. (после вспышки балла 3+).
 2. Фиг. 23. Карта магнитного поля активной группы 15.VII 1959 г. в 13 час. 10 мин.
-

Известия Крымской астрофизической обсерватории

Том XXXI

*Утверждено к печати
Крымской астрофизической обсерваторией*

Редактор издательства Ю. И. Ефремов
Технические редакторы В. Г. Лаут и И. Н. Дорохина

Корректор В. И. Шафран

Сдано в набор 5/XI 1963 г. Подписано к печати 6/II 1964 г.
Формат 70×108^{1/16}. Печ. л. 20,5 +6 вкл. (0,87 печ. л.)= усл. печ. л. 29,27.
Уч.-пзд. л. 27,8 (27,1+0,7 вкл.) Тираж 1200 экз. Т-01995. Изд. № 2092. Тип. зак. № 2912

Цена 1 р. 42 к.

Издательство «Наука». Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

2-я типография Издательства «Наука», Москва, Г-99, Шубинский пер., 10