

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXIII



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА 1965

Редакционная коллегия:

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

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
С ГЛУБИНОЙ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

А. Б. Северный

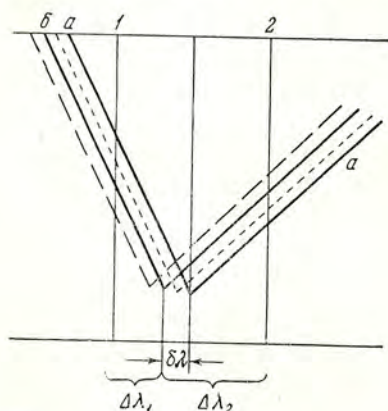
Подвергается проверке вывод, сделанный нами в [1], о вращении плоскости поляризации с глубиной в атмосфере Солнца. Для этой цели записи поперечного магнитного поля на магнитографе делались в трех линиях различной силы: $\lambda\lambda 5302$, 5250 и 4808; для контроля возможного вращения плоскости поляризации со временем делалась повторная запись в исходной линии (обычно $\lambda 5250$). Изучение записей и карт вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ (фиг. 4—7, 9—10, 12—15) показывает сильный эффект вращения при переходе от одной линии к другой, вполне аналогичный эффекту, описанному в [1]. В большинстве случаев эффект вращения вектора $\delta_{\perp}$ с глубиной отмечается в местах, где нет никакого изменения вращения со временем. В местах, где наблюдается вращение со временем, оно в большинстве случаев имеет направление, противоположное тому эффекту, который следовало бы ожидать исходя из эффекта вращения с глубиной. Количественно вращение со временем существенно, в несколько раз, меньше, чем вращение с глубиной, достигающее иногда $70-80^{\circ}$ на 100 км глубины в атмосфере Солнца. Отмечены два типа вращения с глубиной.

A STUDY OF THE ROTATION OF THE MAGNETIC FIELD WITH DEPTH IN THE SOLAR ATMOSPHERE, by A. B. Severny.— The conclusion obtained in [1] on the rotation of the polarization plane with depth in the solar atmosphere is verified. The recordings of the transverse field were made with a magnetograph in three lines of different intensity $\lambda\lambda 5302$, 5250, 4808, the recording in the initial line (usually $\lambda 5250$) being repeated in order to control the possible rotation of the polarization plane with time.

The recordings and maps of the vector of transverse vibrations $\delta_{\perp}$ (figs 4—7, 9—10, 12—15) show a strong rotation effect from one line to another — wholly similar to the effect described in [1]. In most cases the rotation effect of the vector $\delta_{\perp}$ with depth is observed in places where rotation does not vary with time. In places which show rotation with time this effect is in most cases of opposite direction to that which should be expected from the rotation effect with depth. Quantitatively rotation with time is essentially smaller by several factors than rotation with depth which sometimes attains $70-80^{\circ}$ at a depth of 100 km in the solar atmosphere. Two types of rotation with depth are described.

В [1] описано явление сильного поворота плоскости поляризации при переходе из ядра в крыло магниточувствительной линии $\lambda 5250$; в [1] это явление было объяснено быстрым изменением ориентации поля с глубиной. Эффект поворота плоскости поляризации обнаруживается путем последовательных записей сигналов $\delta_{\perp}$ поперечных колебаний (длины вектора $\delta_{\perp}$ и его азимута χ , см. [1]) на магнитографе, щели которого устанавливаются на разных расстояниях от центра линии $\lambda 5250$ (см. ниже табл. 1).

Однако результаты, полученные таким образом, могут быть искажены влиянием градиента скорости, который делает линию асимметричной в тех местах на поверхности Солнца, где имеются движения. Известно, например, появление заметной асимметрии линий в явлении Эвершеда — на границе полутени солнечных пятен (явление «флажков» [2]) и в некоторых других случаях. Рассмотрим схематически влияние асимметрии



Фиг. 1. К влиянию асимметрии на сигнал продольного поля

a — центр асимметричной линии расположен симметрично относительно щелей 1 и 2; b — тот же контур, сдвинутый компенсатором лучевой скорости; штриховой контур — σ_1 , пунктир — σ_2 -компоненты

линий на измерение поля с помощью магнитографа. В случае продольного поля и треугольного контура при симметричном положении центра линии относительно щелей фотометра 1 и 2 мы имеем (фиг. 1) в щели 1 интенсивность

$$I_1 = I_0 + k_1 \Delta \lambda_s$$

и в 2

$$I_2 = I_0 + k_2 \Delta \lambda_s,$$

где $k = \partial I / \partial \lambda$, а $\Delta \lambda_s$ — расстояние от центра линии до щелей. Ввиду асимметрии ($k_1 \neq k_2$) возникает неравенство потоков $I_1 - I_2 = (k_1 - k_2) \Delta \lambda_s$ и соответствующий сигнал лучевой скорости, управляющий компенсатором лучевой скорости, вызывает смещение линии в некоторое положение b , при котором центр линии расположен несимметрично относительно щелей фотометра, но потоки в обоих каналах одинаковы, так что

$$I_1 = I_0 + k_1 \Delta \lambda_1 = I_2 = I_0 + k_2 \Delta \lambda_2,$$

откуда

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\Delta \lambda_2}{\Delta \lambda_1}, \quad (1)$$

где

$$\Delta \lambda_2 = \Delta \lambda_s + \delta \lambda, \quad \Delta \lambda_1 = \Delta \lambda_s - \delta \lambda, \quad (2)$$

а $\delta \lambda$ — сдвиг линии в целом из-за ее асимметрии (в результате действия компенсатора скорости — поворота плоскопараллельной пластинки). Из (1) и (2) находим также

$$\delta \lambda_0 = \frac{\delta \lambda}{\Delta \lambda_s} = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2}. \quad (3)$$

Найдем теперь величину сигнала продольного поля для асимметричной линии в положении δ . При разности хода в анализаторе $+1/4 \lambda$ (фиг. 1, штриховая линия) интенсивность в (левой) щели 1 будет [3]

$$I'_1 = I_0 + k_1 (\Delta \lambda_1 + \Delta \lambda_H),$$

в щели 2 (правой) интенсивность есть

$$I'_2 = I_0 + k_2 (\Delta \lambda_2 - \Delta \lambda_H),$$

и разность потоков в щелях 1 и 2

$$\Delta I_1 = I'_2 - I'_1 = k_2 \Delta \lambda_2 - k_1 \Delta \lambda_1 - (k_1 + k_2) \Delta \lambda_H.$$

Аналогично при разности хода ($-1/4\lambda$) (пунктир на фиг. 1) получим

$$\Delta I_2 = k_2 \Delta \lambda_2 - k_1 \Delta \lambda_1 + (k_1 + k_2) \Delta \lambda_H.$$

Так как сигнал получается от сложения разности фототока щелей 1 и 2 за первые полпериода с их разностью (с обратным знаком) за вторые полпериода модуляции фазы, то сигнал продольного поля

$$\delta i_{\parallel} = \Delta I_1 - \Delta I_2 = -2(k_1 + k_2) \Delta \lambda_H = -2\Delta \lambda_H k_1 \left(1 + \frac{k_2}{k_1}\right). \quad (4)$$

В случае симметричной линии

$$\delta i_{\parallel} = -4\Delta \lambda_H k,$$

так что

$$\frac{(\delta i_{\parallel})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\parallel})_{\text{сим}}} = \frac{1}{2} \frac{k_1 + k_2}{k}.$$

Для простоты рассуждений допустим, что из-за градиента скорости возмущена только одна половина линии, а другая остается невозмущенной, тогда в силу (1) и (2) имеем

$$\frac{(\delta i_{\parallel})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\parallel})_{\text{сим}}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1 + \delta \lambda_0}{1 - \delta \lambda_0}\right),$$

или

$$\frac{(\delta i_{\parallel})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\parallel})_{\text{сим}}} = \frac{1}{1 - \delta \lambda_0}. \quad (5)$$

Определим сдвиг линии $\delta \lambda_0$ для скорости $v = 1$ км/сек, что для $\lambda 5250$ дает сдвиг $\delta \lambda = v\lambda/c = 0,0175$ Å. Согласно [1] (стр. 134) мы имеем следующие расстояния щелей от центра линии $\Delta \lambda_s$ (табл. 1). Для этих значений $\Delta \lambda_s$ значения эффекта асимметрии для сигнала продольного поля (5) приведены в 4-м столбце этой таблицы. Таким образом, при скоростях порядка 1 км/сек (а на границе полутени скорости могут достигать даже 5 км/сек согласно [2]) сигнал может быть искажен на 35% для щели, расположенной в середине линии, и на 20% для щели в крыле. (Для щели, расположенной в ядре линии, измерения ненадежны по другим причинам, изложенным в [1].) Аналогичное рассмотрение влияния асимметрии на сигнал продольного поля сделано ранее в [3]. В принципе аналогичный расчет можно было бы провести и для сигнала поперечного поля, если бы его можно было выразить таким же простым образом через зеемановское расщепление $\Delta \lambda_H$.

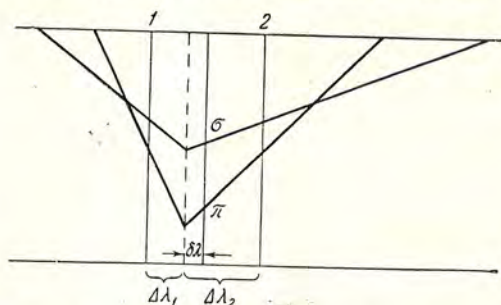
Таблица 1

Действие асимметрии на сигнал поля

Запись	$\Delta \lambda_s$, Å	$\delta \lambda_0 = \frac{\delta \lambda}{\Delta \lambda_s}$	$\frac{(\delta i_{\parallel})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\parallel})_{\text{сим}}}$	$\frac{(\delta i_{\perp})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\perp})_{\text{сим}}}$
I	0,042	0,42	1,73	1,71
II	0,067	0,26	1,35	1,63
III	0,097	0,19	1,23	1,59

Грубо схематически влияние асимметрии на поперечное поле можно оценить следующим образом. Рассмотрим схему образования сигнала

поперечного поля для треугольных контуров асимметричной линии (фиг. 2) после того, как компенсатор лучевой скорости поставил линию асимметрично по отношению к щелям 1 и 2 магнитографа и потоки в обеих



Фиг. 2. К влиянию асимметрии на сигнал поперечного поля

$\delta\lambda$ — сдвиг асимметричной линии компенсатором лучевой скорости

щелях выравнивались. Сдвиг линии в целом обозначим по-прежнему $\delta\lambda$. В анализаторе при разности хода, равной нулю, когда проходит только π -компонента, в щелях 1 и 2 имеем потоки

$$\begin{aligned} I_{1\pi} &= I_{0\pi} + k_{1\pi} \Delta\lambda_1, \\ I_{2\pi} &= I_{0\pi} + k_{2\pi} \Delta\lambda_2, \end{aligned}$$

а при разности хода $\lambda/2$ для случая двух блендирующихся σ -компонент аналогично имеем

$$\begin{aligned} I_{1\sigma} &= I_{0\sigma} + k_{1\sigma} \Delta\lambda_1, \\ I_{2\sigma} &= I_{0\sigma} + k_{2\sigma} \Delta\lambda_2. \end{aligned}$$

Сигнал поперечного поля формируется путем сложения сигнала в первом канале (щели) с сигналом во втором. Колебание интенсивности в первом канале будет

$$\Delta I_1 = I_{1\pi} - I_{1\sigma} = I_{0\pi} - I_{0\sigma} + (k_{1\pi} - k_{1\sigma}) \Delta\lambda_1,$$

а во втором

$$\Delta I_2 = I_{2\pi} - I_{2\sigma} = I_{0\pi} - I_{0\sigma} + (k_{2\pi} - k_{2\sigma}) \Delta\lambda_2,$$

и сигнал поля

$$\delta i_{\perp} = \Delta I_1 + \Delta I_2 = (k_{1\pi} - k_{1\sigma}) \Delta\lambda_1 + (k_{2\pi} - k_{2\sigma}) \Delta\lambda_2 \quad (6)$$

для случая линии с сильным насыщением, так что $I_{0\pi} \approx I_{0\sigma}$. Для симметричной линии аналогично ($k_2 = k_1$)

$$\delta i_{\perp \text{ сим}} = 2 (k_{\pi} - k_{\sigma}) \Delta\lambda_s.$$

Так что эффект асимметрии для линии, у которой одна половина невозмущена,

$$\frac{(\delta i_{\perp})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\perp})_{\text{сим}}} = \frac{\Delta\lambda_1 + k \Delta\lambda_2}{2 \Delta\lambda_s}, \quad k \equiv \frac{k_{2\pi} - k_{2\sigma}}{k_{1\pi} - k_{1\sigma}}. \quad (7)$$

В силу (2) это выражение будет ($\delta\lambda_0 = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda_s}$)

$$\frac{(\delta i_{\perp})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\perp})_{\text{сим}}} = \frac{1}{2} [(1 - \delta\lambda_0) + k (1 + \delta\lambda_0)]. \quad (8)$$

Очевидно, при $\delta\lambda_0 = 0$, $k = 1$ и это отношение равно 1. Рассмотрим случай большого градиента скорости, когда k , например, равно 2. В этом случае

$$\frac{(\delta i_{\perp})_{\text{асим}}}{(\delta i_{\perp})_{\text{сим}}} = \frac{1}{2} [(1 - \delta\lambda_0) + 2 (1 + \delta\lambda_0)].$$

Вычисленное из этого выражения отношение сигналов приведено в 5-м столбце табл. 1 для интересующих нас расстояний от центра линии $\lambda 5250$. Мы видим, что эффект асимметрии может даже сильнее влиять на измерения поперечного поля: в отличие от продольного поля его влияние не ослабевает с переходом в крыло линии и остается практически одним и тем же для различных расстояний от центра линии. Это означает,

что мы можем ошибаться в среднем в 1,6 раза в величине сигнала $\delta i_{\perp}$, что может сильно повлиять на величину длины вектора поперечных колебаний.

Азимут плоскости поляризации определяется в нашем случае формулой (см. [1])

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta i_{\perp 1}}{\delta i_{\perp 2}}, \quad (9)$$

где индексы 1 и 2 относятся к двум положениям оси $1/4\lambda$ -пластинки по отношению к главной оси модулятора — кристалла ADP , меняющего фазу от $+1/4\lambda$ до $-1/4\lambda$ (эти углы наклона равны 0 и 45° соответственно). Так как азимут определяется отношением сигналов, то влияние асимметрии на его величину будет невелико, вследствие того что оба сигнала $\delta i_{\perp 1}$ и $\delta i_{\perp 2}$ будут приблизительно одинаковым образом искажены влиянием асимметрии. Тем не менее для изучения эффекта вращения плоскости поляризации с глубиной в атмосфере Солнца предпочтительнее пользоваться линиями, возникающими на разных глубинах в атмосфере Солнца, т. е. линиями различной силы или роуландовской интенсивности. В этом случае эффект градиента скорости выразится в основном в сдвиге линии в целом (для слабых линий и линий умеренной силы). Однако такой сдвиг полностью ликвидируется с помощью компенсатора лучевых скоростей*. С этой целью в программу работ по изучению магнитных полей групп пятен были включены записи поля по линиям различной силы. Можно отобрать очень немного линий, удовлетворяющих требованиям задачи, а именно: а) отсутствие бленд, б) триплетный характер расщепления, в) высокая магнитная чувствительность, г) заданная сила линии, или, что то же самое, заданная средняя глубина образования линии. В табл. 2 приведены данные о некоторых линиях, удовлетворяющих указанным требованиям, в области длин волн, близких к $\lambda 5250$ (переход к другой спектральной области нежелателен, так как требует каждый раз перебалансировки фотоумножителей обоих каналов магнитографа).

Кроме основной линии $\lambda 5250$, используемой обычно, и $\lambda 4886$, для которой нами делались записи продольного поля в 1957—1961 гг. (см. [4]), здесь имеются еще три линии, в особенности слабая линия $\lambda 4808$ и сильная — $\lambda 5302$, представляющие интерес для изучения эффекта вращения с глубиной. Вместе с $\lambda 5250$ эти линии дают нам возможность проследить изменение поля в диапазоне роуландовских интенсивностей от 0—1 до 5—7 (о соответствующих этим интенсивностям глубинах в атмосфере см. ниже). Рассмотрим характер расщепления и фактор Ланде для линий, указанных в табл. 2.

Таблица 2

Линии, выбранные для изучения эффекта вращения

Длина волны, Å	Номер мультиплета	Элемент	Интенсивность		Б. Р.	J	Мультиплет	g	gλ ²
			⊙	пятно					
4808,16	633	Fe I	0	1	3,24—5,80	3—3	$a^3D - v^3D^0$	4/3	30,8
4886,34	1066	Fe I	3	3	4,14—6,66	3—2	$y^5D^0 - 5D$	1,46	35,8
5250,22	1	Fe I	2	3	0,12—2,47	0—1	$a^5D - z^7D^0$	3	82,2
5288,53	929	Fe I	2	2	3,68—6,01	4—4	$b^1G - y^1G^0$	1,10	30,6
5302,31	553	Fe I	5	7	3,27—5,60	1—2	$z^5D^0 - e^5D$	3/2	42,0

* Автор обязан профессору Шлютеру (Институт Макса Планка), указавшему на возможное влияние эффекта асимметрии на наши выводы [1] о вращении плоскости поляризации с глубиной (замечание сделано во время нашего доклада на симпозиуме по солнечным и звездным магнитным полям в Роттах-Эгтерн, август 1963 г.).

1. $\lambda 4868,16$. Здесь оба уровня триплеты ($2S + 1 = 3$) и значения квантовых чисел L, J и S для обоих уровней одни и те же, именно:

нижний уровень $a^3D: L = 2, J = 3, S = 1,$

верхний уровень $w^3D^0: L = 2, J = 3, S = 1.$

Таким образом, фактор Ланде

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} = 4/3 \quad (10)$$

для обоих уровней, так что

$$\Delta\lambda_H = \pm H \frac{\mu\lambda^2}{hc} [m_2 g_2 - m_1 g_1] = \pm \frac{4}{3} g \Delta\lambda_{\text{норм}} (m_2 - m_1),$$

и зеемановская картина является триплетом ($m_2 - m_1 = 0, \pm 1$), хотя компоненты триплета образованы наложением отдельных линий ($m_2 = \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0; m_1 = \pm 2, \pm 1, 0$).

2. $\lambda 5288,53$. Здесь оба синглетных уровня ($S = 0$) имеют одинаковые значения L, J и $S: L = 4, J = 4, S = 0$ и фактор Ланде для обоих уровней согласно (10) $g = 1 + \frac{3}{32} \simeq 1,1$. Расщепление триплетное с наложением ряда компонент ($m = \pm 4, \pm 3, \pm 2, \pm 1, 0$).

3. Линия $\lambda 5302$. Здесь имеем следующие значения J, L, S ($2S + 1 = 5$ для обоих уровней):

нижний уровень $z^5D^0: J = 4, L = 2, S = 2,$

верхний уровень $e^5D: J = 2, L = 2, S = 2,$

и $g_{\text{нижн.}} = g_{\text{верхн.}} = 1,5$, т. е. триплет,

$$\Delta\lambda_H = \pm 1,5 \Delta\lambda_{\text{норм}} (m_2 - m_1),$$

где $m_2 = \pm 2, \pm 1, 0; m_1 = \pm 1, 0$.

Значения g для указанных трех линий приведены в табл. 2.

Значение g для $\lambda 4886,34$ взято из нашей работы [4]. Таким образом, при калибровке записей поля в линиях с разными g нам нужно учесть различие их чувствительности к полю и различие их длин волн; обычно это различие появляется из-за множителя $g\lambda^2$, который также приведен в табл. 2.

Основываясь на данных табл. 2, рассмотрим калибровку поля. Калибровка продольного поля производится путем записи сигнала лучевой скорости на восточном и западном краях (см. формулу (1,6) в [5]), считая, что сигнал скорости эквивалентен сигналу поля, т. е.

$$2\Delta\lambda_H = \frac{a_c}{a_{\parallel}} \Delta\lambda_c, \quad (11)$$

где $a_c/a_{\parallel}$ — отношение пропусканий поляризационной оптики, используемой при записях скорости a_c и используемой при записях поля $a_{\parallel}$. Величина $a_c/a_{\parallel} = 1$, если применяется компенсатор яркости, как это имело место для большинства записей. Для линии $\lambda 5250$ имеем ([5], (1.7) — (1.8))

$$\left. \begin{aligned} \Delta\lambda_H &= \pm 4,67 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H = 3,86 \cdot 10^{-5} H (\text{\AA}), \\ \Delta\lambda_c &= \frac{\lambda}{c} v = 1,75 \cdot 10^{-7} v (\text{\AA}), \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

откуда согласно (11) получаем для $\lambda 5250$

$$H = 227 v_c \frac{a_c}{a_{\parallel}}. \quad (13)$$

Из условия калибровки (11) и (12) следует, что $H \sim 1/g\lambda$, поэтому калибровку для всякой другой линии λ получим, умножив (13) для $\lambda 5250$ на отношение $(g\lambda)_{5250}/(g\lambda) \equiv q$. Этот фактор q имеет следующие значения:

Длина волны, Å	q
4808	2,38
5288	2,69
5302	1,90

Таким образом, если через $E - W$ обозначен отброс в мм на E -краю относительно W -края (как нуль-пункта), то (см. [5]) мы имеем (при $\frac{a_c}{a_{\parallel}} = 1$):

$$\frac{1}{4}(E - W) = \begin{cases} 540v_c & \text{при } \lambda 4808, \\ 610v_c & \text{при } \lambda 5288, \\ 432v_c & \text{при } \lambda 5302. \end{cases}$$

Если как обычно скорость измеряется на расстоянии $1/12$ радиуса от края (3 см от края 70-см изображения Солнца в гиде БСТ), то $v_c = 1,83$ см/сек, так что при работающем компенсаторе яркости ($a_c/a_{\parallel} = 1$)

$$E - W = \begin{cases} 4000 \text{ } \mu\text{с}, \lambda 4808, \\ 1600 \text{ } \mu\text{с}, \lambda 5250, \\ 4450 \text{ } \mu\text{с}, \lambda 5288, \\ 3200 \text{ } \mu\text{с}, \lambda 5302. \end{cases} \quad (14)$$

С помощью (14) можно калибровать записи продольного поля $H_{\parallel}$, если выполнена запись сигнала лучевой скорости на краях диска для данной линии. Для записей же поперечного поля $\delta_{\perp}$ существенно знать выражение сигнала этого поля в единицах сигнала калибровки $E - W$, ибо это отношение не зависит от коэффициента усиления схемы и должно зависеть только от величины и направления поля. Поэтому существенно иметь запись сигнала скорости для каждой из линий.

В табл. 3 собраны все основные сведения о записях эффекта вращения плоскости поляризации, сделанных на солнечном магнитографе КРАО в 1963 г. До сентября 1963 г. записи обеих составляющих поперечных колебаний $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ делались разновременно, а после разработки способа одновременных записей этих составляющих и азимута плоскости поляризации χ [6] в октябре была сделана подробная запись этим новым способом. В первых двух столбцах табл. 3 приведены дата и время (московское) записей, в следующем — длина волны. Ряд записей сделан прежним, описанным в [4] способом путем установки более узкой щели на разных расстояниях от центра линии $\lambda 5250$. В следующем столбце указано, какое поле записывалось (продольное или поперечное). Затем — положение и ширина щели фотометра магнитографа в делениях микрометров: например, $1,8 \times 0,7$ (обычно применяемая щель) означает, что ширина каждой щели $\frac{1,8-0,7}{2} = 0,55$ мм, а ее расстояние от центра линии $\frac{0,7+0,55}{2} = 0,62$ мм; учитывая, что дисперсия у нас $1 \text{ Å} = 9,64 \text{ мм}$, находим, что ширина щели составляет $0,057 \text{ Å}$, а ее расстояние от центра линии $0,064 \text{ Å}$. В следующих столбцах указан коэффициент усиления при записи (в условных единицах АТТ), затем приводится угол между осью кристалла и суточной параллелью ($\beta = 45^\circ - \varphi$, где φ — угол между перпендикуляром к суточной параллели (вертикалью) и щелью; $\varphi < 0$, если северный конец щели справа от вертикали, и $\varphi > 0$, если он слева).

Таблица 3

Записи эффекта вращения плоскости поляризации

Дата, 1963 г.	Время	λ	Поле	Щель	АТГ	β	Калибровка			Единица $H \parallel, \text{гс}$	$(E - W) \perp$	Примечания
							время	отброс $E - W, \text{мкв}$	АТГ			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
17.IX Группа 43	12 ^h 20 ^m — 12 ^h 27 ^m	5250	$H \perp_1$	1,89×1,44	1000	48°	16 ^h 30 ^m	265	4000	6	425	* Калибровка сделана при щели 1,8×0,7. Один и тот же разрез через основное пятно группы в пределах от -6", +6" от его центра
	12 27 — 12 35	5250	$H \perp_2$	1,89×1,44	1000	48	—	—	—	—	—	
	12 35 — 12 43	5250	$H \perp_2$	1,44×1,00	1000	48	—	—	—	—	—	
	12 43 — 12 50	5250	$H \perp_1$	1,44×1,00	1000	48	—	—	—	—	—	
	12 20 — 12 40	5250	$H \perp_{1,2}$	1,89×1,44	1000	38	10 30	170	4000	9,4	270	* Калибровка сделана при щели 1,8×0,7. Повторная запись одного и того же разреза 50,5 (на 3" к северу от главного пятна группы 43)
18.IX Группа 43	12 40 — 13 10	5250	$H \perp_{2,1}$	1,44×1,00	1000	38	—	—	—	—	—	
	13 45 — 13 55	5250	$H \perp_1$	1,00×0,59	1000	38	—	—	—	—	—	
	13 55 — 14 05	5250	$H \perp_1$	1,44×1,00	1000	38	—	—	—	—	—	
	14 05 — 14 15	5250	$H \perp_1$	1,89×1,44	1000	38	—	—	—	—	—	
	14 20 — 14 30	5250	$H \perp_1$	1,89×1,44	1000	38	—	—	—	—	—	
19.IX Группа 43	14 30 — 14 40	5250	$H \perp_2$	1,44×1,00	1000	38	—	—	—	—	—	
	14 40 — 14 50	5250	$H \perp_2$	1,00×0,59	1000	38	—	—	—	—	—	
	14 00 — 14 30	5250	$H \perp_1$	1,89×1,44	1000	45	10 45	195	4000	8,2	780	Калибровка сделана при щели 1,8×0,7. Повторная запись одного (нулевого) разреза (через главное пятно)
	14 30 — 15 00	5250	$H \perp_2$	1,89×1,44	1000	45	—	—	—	—	—	
	15 00 — 15 15	5250	$H \perp_2$	1,44×1,00	1000	45	—	—	—	—	—	
	15 15 — 15 30	5250	$H \perp_1$	1,44×1,00	1000	45	—	—	—	—	—	

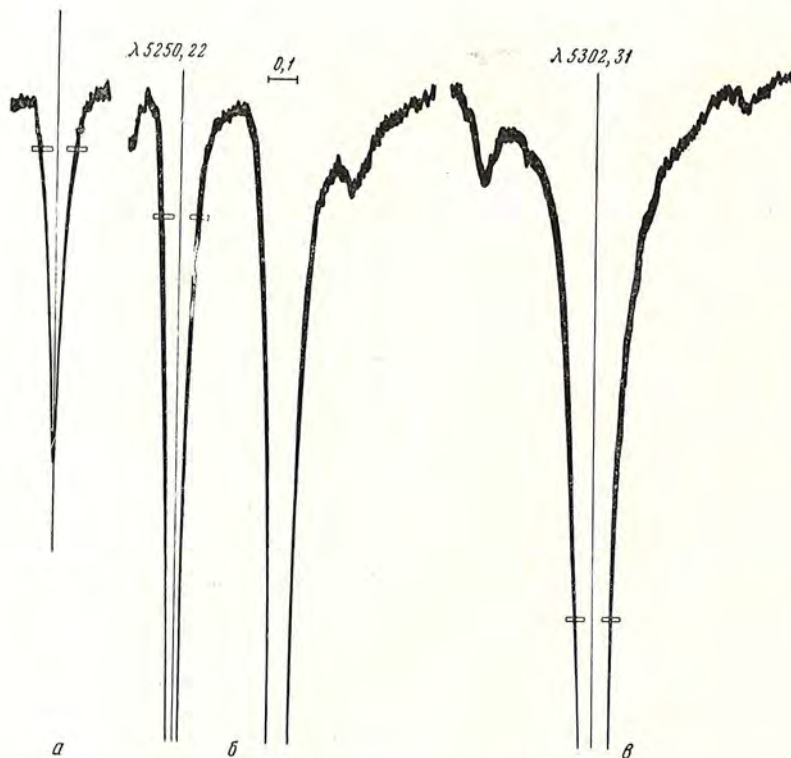
Таблица 3 (окончание)

Дата, 1963 г.	1	Время	λ	Поле	Щель	АТТ	β	Калибровка				Единица H , эс	(E— —W)	Примечания
								время	отброс E—W, м.к.	АТТ	АТТ			
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	
22.IX Группа 43		11 ^h 05 ^m —11 ^h 40 ^m	5250	H	1,8×0,7	5000	—	10 ^h 40 ^m	458	5000	10	395	Среднее из калибровок 12 ^h 35 ^m и 14 ^h 10 ^m	
		11 50 — 12 15	5250	H _{⊥1}	1,8×0,7	2000	65	—	—	—	—	—		
		12 15 — 12 40	5250	H _{⊥2}	1,8×0,7	2000	65	—	—	—	—	—		
		13 00 — 13 15	5302	H	1,8×0,7	4000	—	12 55	417	4000	28	430		
		13 15 — 13 30	5302	H _{⊥2}	1,8×0,7	4000	65	—	—	—	—	—		
		13 30 — 14 00	5302	H _{⊥1}	1,8×0,7	4000	65	—	—	—	—	—		
		14 00 — 14 40	4808	H	1,4×0,7	5000	—	14 10	78	5000	—	—		
		14 25 — 14 40	4808	H _{⊥1}	1,4×0,7	5000	—	14 20	97	5000	42	485		
		14 40 — 14 50	4808	H _{⊥1}	1,4×0,7	4000	44	—	—	—	—	—		
		14 50 — 15 00	4808	H _{⊥2}	1,4×0,7	4000	44	—	—	—	—	—		
24.IX Группа 43		15 33 — 15 57	5250	H	1,8×0,7	5000	—	15 57	180	5000	9	600	Калибровка для щели 1,00×0,54	
		16 16 — 16 30	5250	H _{⊥1}	1,8×0,7	1500	44	—	—	—	—	—		
		16 30 — 16 42	5250	H _{⊥2}	1,8×0,7	1500	44	—	—	—	—	—		
		11 15 — 12 10	5250	H _{⊥1}	1,00×0,54	500	62	11 50	54	500	—	54		
		12 12 — 12 20	5250	H _{⊥1}	1,44×1,00	500	62	—	—	—	—	—		
		12 30 — 12 40	5250	H _{⊥1}	1,89×1,44	500	62	—	—	—	—	—		
		12 45 — 13 00	5250	H _{⊥2}	1,89×1,44	500	62	—	—	—	—	—		
		13 00 — 13 15	5250	H _{⊥2}	1,44×1,00	500	62	—	—	—	—	—		
		13 15 — 13 30	5250	H _{⊥2}	1,00×0,54	500	62	—	—	—	—	—		
		10 10 — 10 50	5250	H _{⊥1} λ	1,8×0,7	3000	65	8 30	180	3000	—	170		170 — среднее из калибровок 8 ^h 30 ^m и 14 ^h 45 ^m
25.X Группа 51		10 55 — 11 30	5302	H _{⊥1} λ	1,8×0,7	1000	65	10 50	126	3000	—	378		
		12 35 — 13 00	4808	H _{⊥1} λ	1,4×0,7	1000	65	12 20	146	3000	—	438		
		14 00 — 14 25	5250	H _{⊥1}	1,8×0,7	4000	36	—	—	—	—	—		
		14 30 — 14 45	5250	H _{⊥2}	1,8×0,7	4000	36	14 45	122	4000	—	170		
		15 00 — 15 20	5250	H	1,8×0,7	2500	—	15 20	160	2500	8,2	—		

Заметим, что угол между плоскостью поляризации и суточной параллелью определяется выражением

$$\alpha = \chi - \beta, \quad (15)$$

где χ определяется по формуле (9) из измерений $\delta i_{\perp}$ и $\delta i_{\parallel}$, или же записывается автоматически. Далее приводятся данные о калибровке: время калибровки, отброс $E - W$ в мм и коэффициент усиления при калибровке. В 11-м столбце приведена калибровка продольного поля (там, где оно записано), вычисленная путем деления значений (14) на отброс $E - W$ в мм.



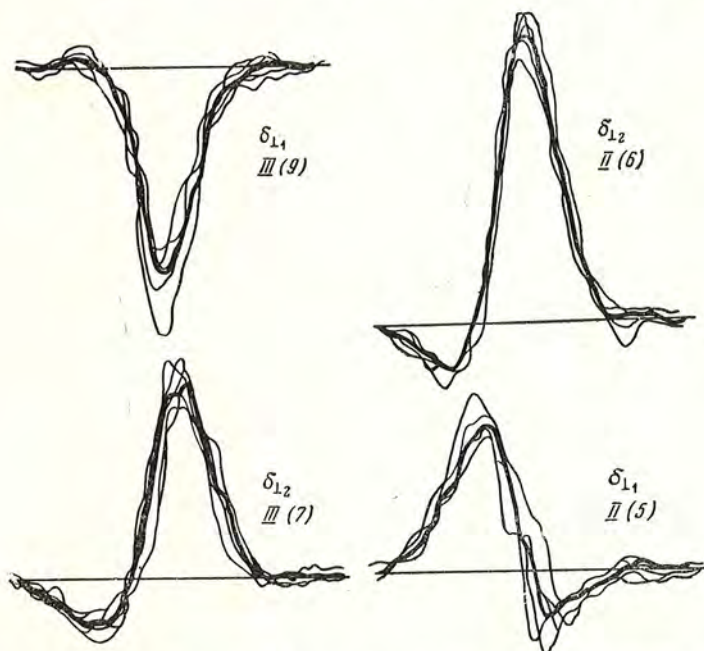
Фиг. 3. Контуры линий

$a - \lambda 4808$; $б - \lambda 5250$; $в - \lambda 5302$; горизонтальные черточки показывают положение щелей фотометра магнитографа

В предпоследнем столбце даются значения $E - W$, приведенные к АТТ записи поперечного поля. Здесь следует отметить, что в тех случаях (отмеченных звездочками в табл. 3), когда калибровка делалась со щелью большей, чем при записи поля, нужно не только привести отброс $E - W$ к АТТ записи поперечного поля (т. е. умножить этот отброс на отношение $(АТТ)_{\text{кал.}} / (АТТ)_{\text{зап.}}$), но и разделить на отношение ширины щели при калибровке к ширине щели при записи, которое в нашем случае $\frac{1,80-0,7}{1,89-1,44} = \frac{1,1}{0,45} \approx 2,5$ (или $\frac{1,80-0,7}{1,44-1,0} = \frac{1,1}{0,44} = 2,5$). Это связано с тем, что компенсатор яркости является отдельным, независимым фотометром, не реагирующим на уменьшение щелей фотометра магнитографа, так что сигналы поля $\delta_{\perp}$ надо увеличить в 2,5 раза при сужении щели в 2,5 раза, если мы пользуемся прежней калибровкой $E - W$ (при щели в 2,5 раза шире). Или, что эквивалентно, нужно сигнал $E - W$ уменьшить в 2,5 раза, не

увеличивая сигналов поля. Так, например, сигнал калибровки $E-W$ для записи 17.IX 1963 г., сделанный со щелью $1,8 \times 0,7$ и приведенный к АТТ записи, будет $265 \times 4 = 1060$ м.м., однако для приведения его к яркости записи нужно взять $(E-W) \frac{1060}{2,5} = 425$ м.м. Аналогичные значения $E-W$ приведены для записей за 18 и 19.IX 1963 г.

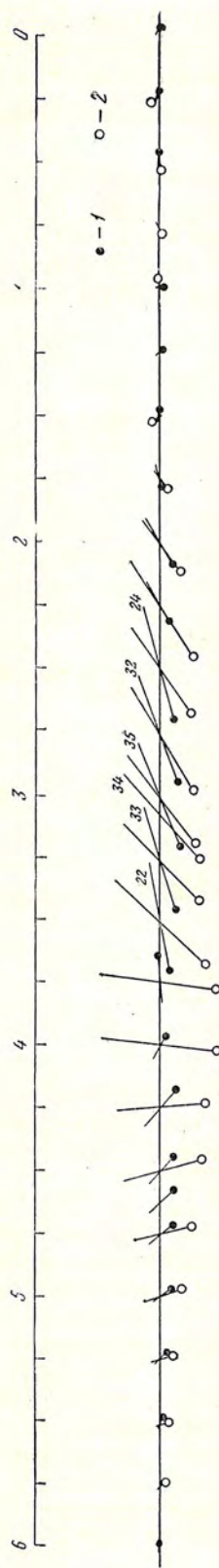
В случае записей в спектральных линиях, указанных в табл. 2, расстояние щелей от центра бралось всегда одинаковым и равным $0,07 \text{ \AA}$, таким же, как для $\lambda 5250$. Нужно ставить щель не слишком близко к центру, чтобы избежать скачка фазы сигнала на $\pi/2$ (см. [11]). Для слабой линии $\lambda 4808$ щель была несколько сужена: вместо $0,7 \times 1,8$ ($0,057 \text{ \AA}$) была



Фиг. 4. Записи одного и того же разреза группы 43 17.IX 1963 г. для щели в положении III и II

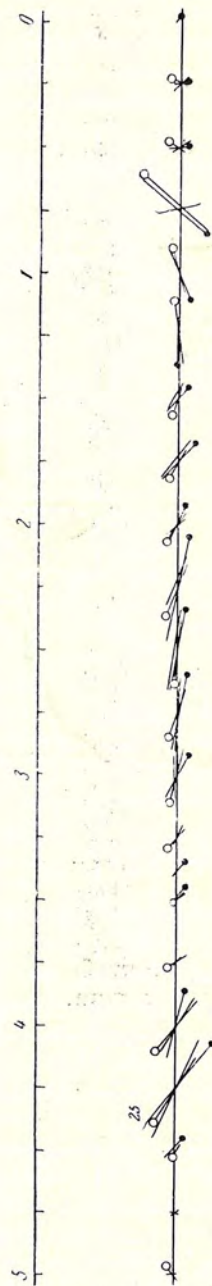
взята щель $0,7 \times 1,7$ ($\sim 0,04 \text{ \AA}$), чтобы не ослабить сильно сигнал $\delta_{\perp}$ из-за выхода в крайнее крыло линии. Расположение щелей магнитографа относительно контуров изображенных нами линий, взятых из Утрехтского атласа и увеличенных в 8 раз, показано на фиг. 3.

Обратимся теперь к рассмотрению отдельных записей в табл. 3. Существенным является исключение возможных поворотов вектора $\delta_{\perp}$ со временем. С этой целью при разновременной записи двух его компонент $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ нужно или повторить исходную запись, или же записи поля для разных щелей сделать очень быстро одна за другой (или сделать для разных линий). Сделать быстро записи в разных линиях практически невозможно, так как смена линий требует переустroйки магнитографа, занимающей не менее 20 мин. Поэтому при записях в разных линиях необходимо повторять исходную запись для контроля за изменением положения вектора $\delta_{\perp}$ со временем для одной и той же линии. Для записей в разных частях одной и той же линии $\lambda 5250$ можно очень быстро, в течение нескольких минут, переходить от записи в одной щели к записи в другой, если записывать небольшой участок (или один и тот же разрез) на Солнце.

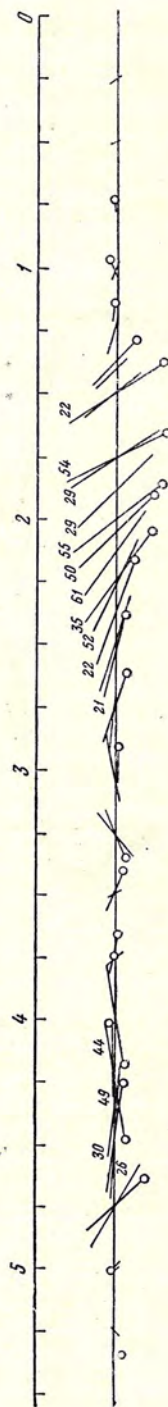


Фиг. 5. Вращение вектора δ с расстоянием от центра линии $\lambda 5250$ по записям фиг. 4

1 — крыло линии; 2 — середина линии



Фиг. 6. То же, что на фиг. 5, для одного из разрезов группы 43 18.IX 1963 г. (черта простая — ядро линии)



Фиг. 7. Случай слабого эффекта вращения. Группа 43 19.IX 1963 г.
Обозначения те же, что на фиг. 5 и 6

Так, например, было сделано 17.IX 1963 г., когда записывался один и тот же разрез в группе 43. Для надежности записи каждой компоненты повторялась от 5 до 9 раз для каждой установки щели, указанной в табл. 1 (на фиг. 4 воспроизведены отдельные оригинальные записи для щелей II и III; начало всех записей соответствует одной и той же фиксированной точке на Солнце). Вся запись заняла около 30^m, так что изменения угла α со временем едва ли могли иметь место. На фиг. 5 показано положение вектора $\delta_{\perp}$ для положений щелей II и III. Очень сильное вращение плоскости поляризации (вектора $\delta_{\perp}$) заметно в середине разреза в области большого, основного пятна. Значительное число повторных записей с их усреднением делает этот результат надежным.

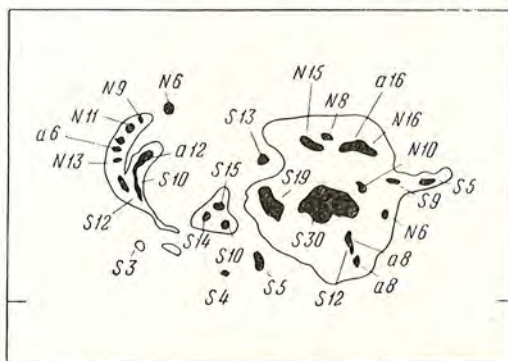
18.IX 1963 г. был проделан тот же эксперимент: записывался один и тот же разрез $S\ 0,5$ (на 3" к северу от середины основного пятна). Первая серия записи сначала в крыле и затем в середине линии (12^h 20^m — 13^h 10^m) (см. табл. 3) мало чем отличается от последующей второй серии и поэтому здесь не приводится (она показывает некоторый систематический, небольшой ($\sim 20^\circ$) поворот вектора $\delta_{\perp}$ относительно записей второй серии (13^h 45^m — 14^h 50^m, табл. 3). Во второй серии запись сделана так, что расстояния щелей от центра линии изменялись очень быстро, одно за другим, но записывалась только одна компонента поля $\delta_{\perp 1}$, а затем для тех же расстояний писалась вторая компонента $\delta_{\perp 2}$. При такой схеме записей влияние возможных изменений со временем практически полностью исключено. Каждая запись повторялась от 3 до 5 раз, и выводился средний ход $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$. Результаты обработки этих записей даны на фиг. 6. Здесь эффект вращения выражен меньше, чем в предыдущем случае, — направления плоскости поляризации хорошо совпадают во всех случаях, кроме точек с координатами 4,0; 4,25, где отличие в ориентации небольшое ($\sim 20-30^\circ$), и особенно точки с координатой 0,75 (а также 0,50 и 0,25, где поле уже сравнимо с шумом) с сильным различием ($\sim 70^\circ$) между ориентацией вектора $\delta_{\perp}$ в крыле линии, с одной стороны, и в середине (и в ядре) линии — с другой.

Аналогичные повторные записи одного и того же разреза (через центр основного пятна) сделаны 19.IX 1963 г. для ядра и крыла линии $\lambda 5250$ (по 3—5 записей каждой из компонент $\delta_{\perp}$). Этот случай служит иллюстрацией сравнительно слабого эффекта вращения: направления в обоих случаях (для II и III положений щели) отличаются не более чем на 30° , несмотря на то, что по времени эти записи растянуты на такой же срок, или даже больше, чем две предыдущие (фиг. 7).

Наиболее важные результаты были получены в последующих записях 22.IX и 25.X 1963 г. в линиях разной интенсивности. 22.IX 1963 г. были записаны все компоненты поля $H_{\parallel}$, $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ последовательно в трех линиях $\lambda 5250$, 5302 и 4808, и в заключение была сделана запись в исходной линии $\lambda 5250$ для контроля за возможными изменениями со временем. Для каждой линии была сделана калибровка — записана лучевая скорость вращения на краю ($E - W$) (см. выше), что в принципе позволяет построить распределение магнитного поля на разных уровнях в атмосфере Солнца. Однако этому будет посвящена отдельная работа. Здесь мы ограничимся рассмотрением только положения (ориентации) вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ на различных уровнях в атмосфере Солнца.

На фиг. 8 приведен эскиз группы 43 22.IX 1963 г., с помощью которого можно идентифицировать область, в которой велась регистрация. На эскизе даны также напряженности поля по данным ежедневных визуальных измерений Службы Солнца. Группа была сложная, мультиполярная, в ней возникло много вспышек балла 1⁺ и 2, а 26 сентября возникла даже мощная вспышка балла 3⁺. На фиг. 9 приведены результаты измерений ориентации и длины вектора поперечных колебаний. Там же для сравнения с эскизом на фиг. 8 нанесены положения, тени и полутени пятен. Как видно из фиг. 9, для большинства случаев, где длина вектора

отлична от амплитуды шумов (порядка 3 мм, см. масштаб $\delta_{\perp}$ на фиг. 9), направления $\delta_{\perp}$ в различных длинах волн близко соответствуют друг другу, и если отличаются, то на величину порядка $+20-30^{\circ}$, что вполне может быть связано с эффектом аномальной дисперсии (см. [11]). Однако есть области, где наблюдается очень сильное вращение вектора $\delta_{\perp}$: особенно в области значений x от 1 до 2 и y от 0 до $-0,75$. Здесь поворот при переходе от одной линии к другой достигает 90° (или больше, мы можем отмечать только повороты на $\pm 90^{\circ}$). Отдельные случаи сильного вращения наблюдаются в области $x = 4$, $y = 0 \div -0,5$, $x = 3$, $y = 0$ и

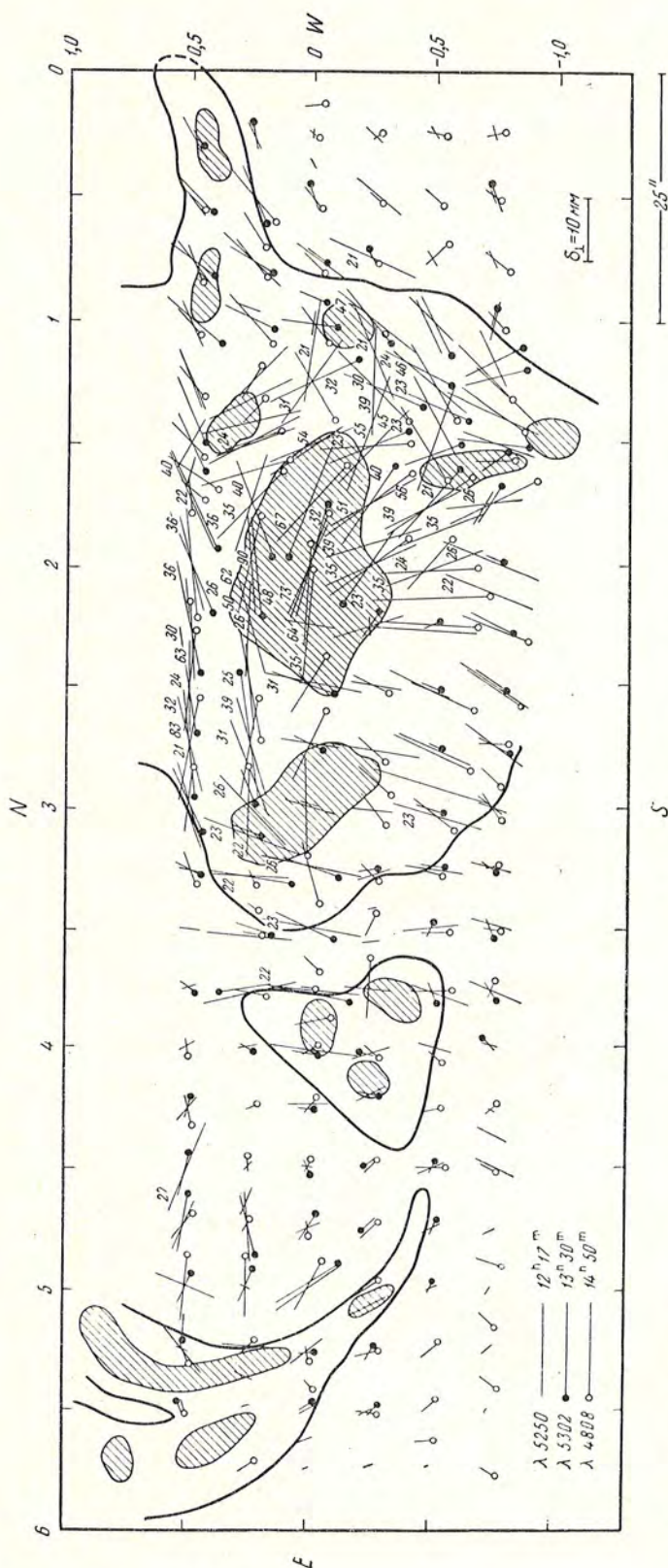


Фиг. 8. Эскиз группы пятен 43 22.IX 1963 г., для которой изучался эффект вращения

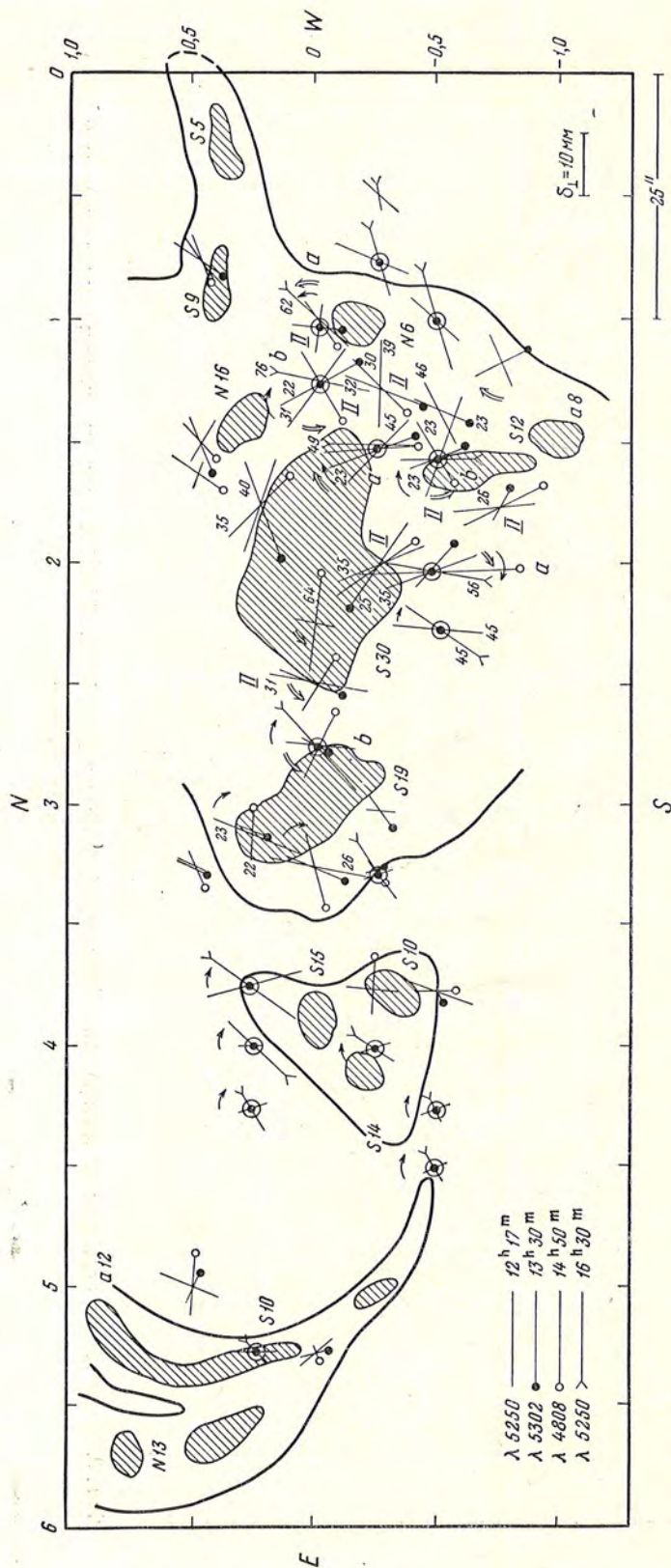
в других. В этих же областях и в особенности в первой наблюдается также очень быстрое изменение ориентации вектора $\delta_{\perp}$ в картинной плоскости при переходе от точки к точке (для одной и той же линии). Повороты на угол порядка 90° на отрезке $\sim 10''$ — не редкость (анализ вращений см. ниже). Для удобства рассмотрения все точки фиг. 9 с сильно выраженным эффектом вращения нанесены на отдельную карту (фиг. 10), являющуюся копией карты фиг. 9, на которой отмечены также поляриности и напряженность поля по данным Службы Солнца.

Для суждения, не вызваны ли указанные эффекты вращения с изменением ориентации вектора $\delta_{\perp}$ со временем, была произведена обработка четвертой серии записей в $\lambda 5250$, сделанной в конце ($15^h 33^m - 16^h 43^m$, см. табл. 3). Мы не приводим карты векторов $\delta_{\perp}$ для этой серии, так как оказалось, что в подавляющем большинстве случаев ориентация вектора здесь та же (в пределах даже меньше чем $\pm 20^{\circ}$), как и на первой карте в $\lambda 5250$ (первая серия $11^h 05^m - 12^h 40^m$, табл. 3). Те редкие случаи, когда положения векторов $\delta_{\perp}$ на первой и четвертой картах заметно (более чем на $\pm 20^{\circ}$) отличались, нанесены отдельно на карту (фиг. 10). Вектор $\delta_{\perp}$ для четвертой серии отмечен чертой с раздвоенным концом, а точки, где наблюдается сильное вращение со временем, окружены независимо от того, совпадает ли здесь сильное вращение со временем с поворотом при переходе от одной линии к другой.

Рассмотрение фиг. 10 прежде всего показывает, что случаи сильного поворота со временем, вообще говоря, не совпадают со случаями поворота с глубиной и обратно: из 37 всех случаев вращений, представленных на фиг. 10, вращение со временем наблюдается только в 17 случаях, причем в 10 из них оно возникает в местах, где не отмечено никаких эффектов поворота при переходе от одной λ к другой, и лишь в 7 случаях оно наблюдается там же, где такой поворот с λ наблюдается и где, следовательно, нужен способ разделить оба эти вращения. В 20 случаях, таким образом, поворот при переходе от одной линии к другой свободен от наложения вращения со временем.

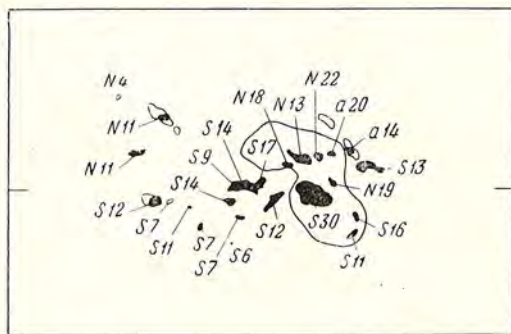


Фиг. 9. Карта длины и ориентации вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ в группе 43 22.IX 1963 г. в разных линиях; там же указаны средние моменты регистрации



Фиг. 10. Случаи сильного вращения вектора поперечных колебаний с глубиной и со временем (стрелка с раздвоенным концом) для карты поля группы 43 22.IX 1963 г.
Другие обозначения те же, что на фиг. 9

Поэтому рассмотрим указанные 7 случаев, где эффекты вращения налагаются. Допустим, что во всех этих случаях никакого изменения ориентации с глубиной нет. Тогда наблюдаемый поворот вектора $\delta_{\perp}$ при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 5302$ и к $\lambda 4808$ должен быть обусловлен временным изменением ориентации и в четвертой, заключительной серии ориентация должна быть близка к ориентации в $\lambda 4808$, так как по времени запись четвертой серии шла тотчас после записи в $\lambda 4808$. Действительно, в трех случаях, обозначенных буквой *a* на фиг. 10, это наблюдается: стрелка для $\lambda 4808$ близка по положению к стрелке в $\lambda 5250$ (четвертая серия),

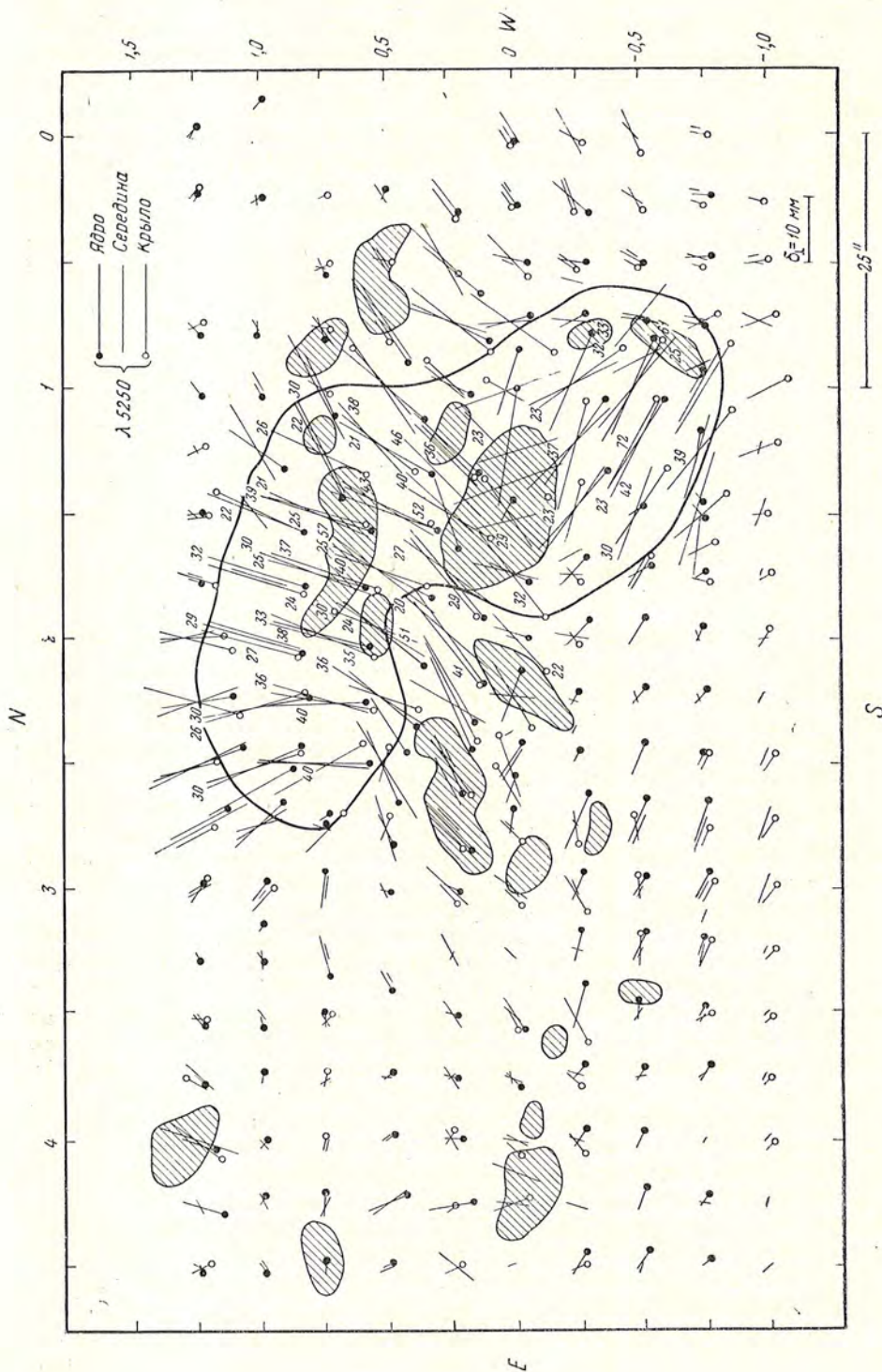


Фиг. 11. Эскиз группы пятен 43 24.IX 1963 г., для которой изучался эффект вращения

причем поворот от первого положения ($\lambda 5250$, первая серия) ко второму ($\lambda 4808$, третья серия) и третьему ($\lambda 5250$, четвертая серия) идет последовательно по часовой стрелке (для углов $< 90^\circ$ соответствующий поворот отмечен круглой стрелкой), кроме случая кверху от пятна № 6, где поворот идет против часовой стрелки, хотя последовательность положений та же (первая серия, затем третья и четвертая) — такая, как если бы это было изменением со временем. Однако в других трех случаях, обозначенных буквой *b*, поворот со временем (от первой к четвертой серии) идет по часовой стрелке, а поворот при переходе от $\lambda 5250$ (первая серия) к $\lambda 4808$ (третья серия) идет против часовой стрелки (здесь поворот от первой к третьей серии отмечен двойной круглой стрелкой).

Таким образом, в этих трех случаях поворот с λ действительно имел место. Остаются три случая *a*, где можно подозревать вращение со временем, однако в двух из них (над пятном № 6 и слева от пятна *S* 12) этот эффект едва ли имеет место по следующей причине. Если бы переход от первой ко второй, затем от третьей к четвертой серии записей был только эффектом поворота со временем, то он должен бы происходить непрерывно в одном направлении, а в рассматриваемых случаях поворот идет так, что от первой серии ко второй вектор сперва поворачивается в одну сторону (для $\lambda 5302$), а затем при переходе от второй к третьей — в другую (для $\lambda 4808$). Остается единственный случай (кверху от пятна *S* 12), где эффект можно связать без возражений с явлением поворота плоскости поляризации со временем. Таким образом, явление вращения плоскости поляризации при переходе от одной линии к другой едва ли может вызывать сомнение для подавляющего большинства точек, показывающих вращение плоскости поляризации.

В следующем случае, 24.IX 1963 г., были получены подробные записи (для большей части той же группы 43) только по перечным составляющим на разных расстояниях от центра линии $\lambda 5250$. Для исключения возможных изменений поворота со временем записывалась сперва одна составляющая $\delta_{\perp}$ при трех разных положениях щели,



Фиг. 12. Карта длины и ориентации вектора поперечных колебаний δ_1 в группе 43 24.IX 1963 г. на разных расстояниях от центра линии $\lambda 5250$

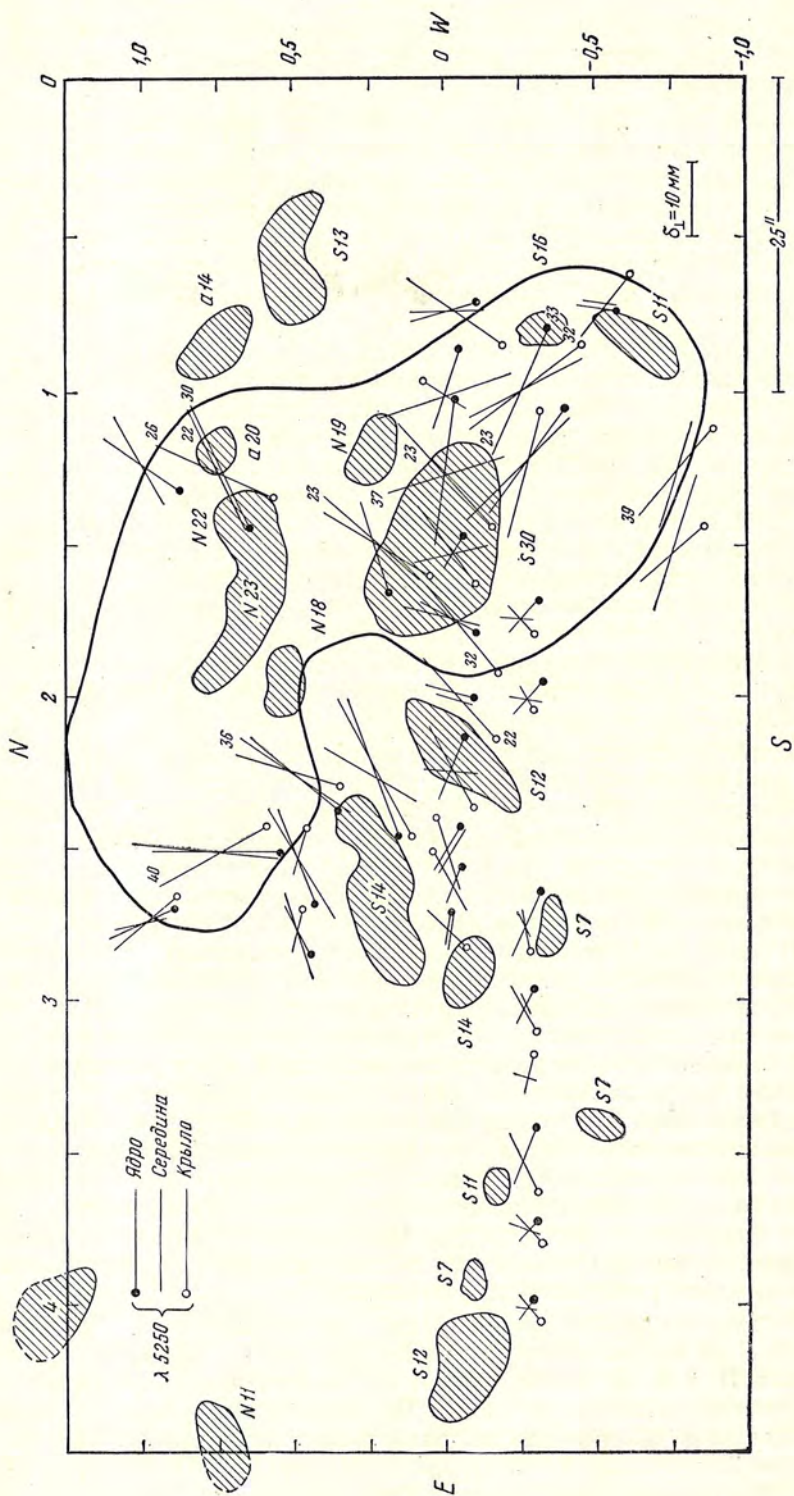
а затем повторялись (в обратном порядке) записи второй составляющей поперечного поля $\delta_{\perp}$ (см. табл. 3). На фиг. 11 приведен эскиз группы 43 с данными Службы Солнца о величине абсолютного поля. На фиг. 12 приведена карта векторов $\delta_{\perp}$ для трех расстояний от центра линии по схеме, указанной в табл. 1.

Сравнивая фиг. 12 и 9, мы видим общее сходство между ними: места с наибольшим вращением остаются примерно те же, несмотря на различные способов регистрации эффектов. Наибольшие вращения, так же как и 22 сентября, наблюдаются к западу и востоку от основного пятна S 30 на нулевой горизонтали. Так же как и в случае карты 22 сентября, наблюдается быстрое вращение вектора $\delta_{\perp}$ в картинной плоскости, особенно при переходе от нулевой горизонтали к разрезу — 0,25 (на отрезке длиной $\sim 5''$).

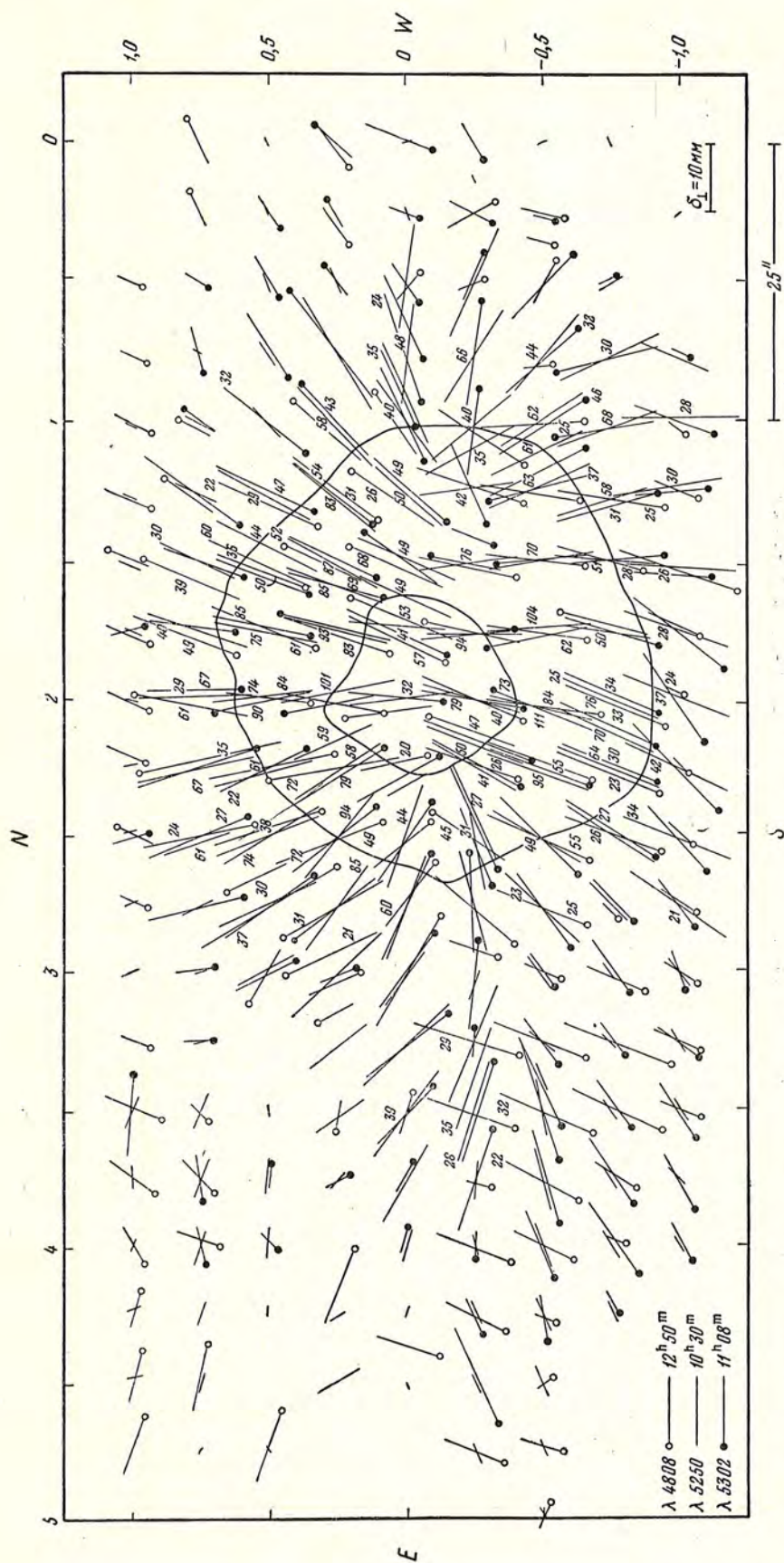
Места с сильным вращением выделены на отдельную карту (фиг. 13). Выбранная схема записи позволяет думать, что все повороты здесь связаны с вращением с глубиной, а не с поворотом со временем, в особенности записи в середине и крыле линии, которые отстоят друг от друга не более чем на 45^m . Если бы все повороты были поворотами со временем, то положения стрелки с точкой более всего отличались бы от двух других, между тем они не сильно отличаются от положений простой стрелки, тогда как положение стрелки с кружком, как правило, сильно отличается от положений в ядре и середине линии. Интересно, что наибольший эффект так же как и 22 сентября, отмечается в области скрещения полей SNS (сразу к югу от линии, соединяющей пятна S 30, N 19 и S 13), вернее в области внедрения N -полярности N 19 в область, занятую S -полярностями S 30, S 16, S 13 (22 сентября N -полярность N 16, N 6 проходила между S 30 и S 9, S 5).

Наибольший интерес представляет запись 25.X 1963 г. группы 51, первых, потому что обе компоненты поперечного поля $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$, а также угол χ писались одновременно (см. табл. 3); во-вторых, если в предыдущих случаях (22 и 24.IX 1963 г.) записывался участок сложной мультиполярной группы, где естественно ожидать эффекта вращения поля при скрещении полей пятен разных полярностей, то в данном случае наблюдалось большое униполярное пятно с более простым полем. Поэтому эффект вращения, если он возникает, скорее должен быть связан с природой самого поля, скажем с явлением вращения плоскости поляризации благодаря скручиванию поперечного поля с глубиной, тогда как в мультиполярных группах явление вращения с глубиной может быть связано со специфическим взаимодействием разных полюсов-пятен, возможно различным на разных высотах. Картина векторов $\delta_{\perp}$ для различных линий (глубин) представлена на фиг. 14. Обращает на себя внимание то, что в целом векторы направлены более или менее радиально из центра пятна. Можно далее заметить некоторое закручивание поля векторов $\delta_{\perp}$ (слабо выраженные спирали по часовой стрелке), лучше всего оно выражено к западу (справа) от пятна. Отмечаются также две характерные ветви спирали — на восток (идущая по горизонтали — 0,25) и на запад (по нулевой горизонтали).

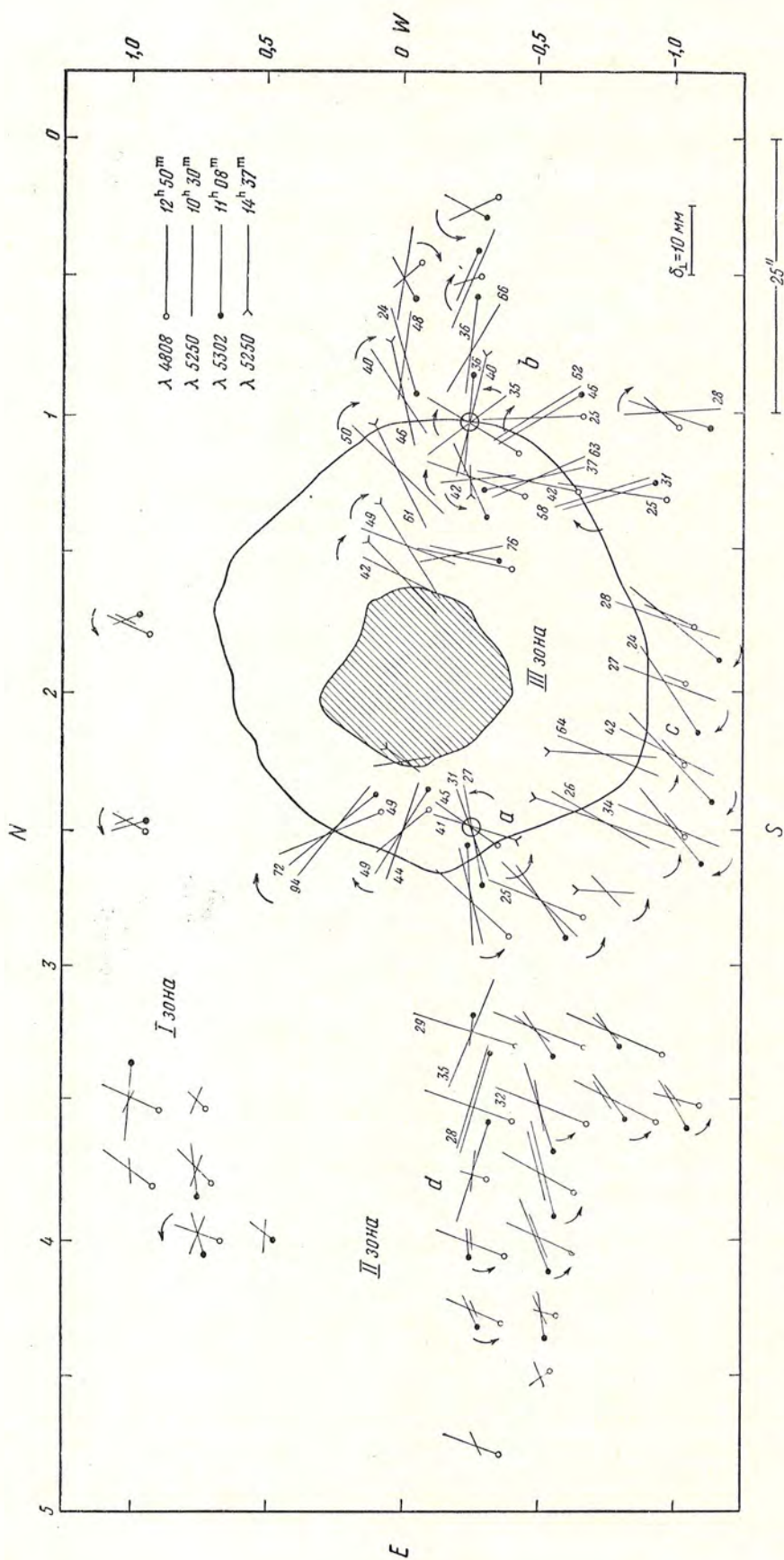
Мы видим, что эффект вращения для векторов, исходящих в направлении N и S из пятна, невелик, меньше чем для векторов, идущих в направлениях W и S . Особенно сильно он выражен на горизонталях 0 и —0,25 к востоку и западу от пятна. На горизонтали —0,25 наблюдается характерное разветвление направлений к востоку от пятна. Так же как и для полей 22 и 24.IX 1963 г., направления для $\lambda 5250$ и $\lambda 5302$ часто совпадают, что, вероятно, свидетельствует о небольшом различии в глубине образования соответствующих участков обеих линий (см. ниже). Как и ранее, все случаи значительного вращения нанесены на отдельную карту



Фиг. 13 Случаи сильного вращения вектора поперечных колебаний с глубиной для карты поля группы 43 24.IX 1963 г.



Фиг. 14. Карта длины и ориентации вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp}$ в группе 51 25.X 1963 г. в разных линиях; средние моменты записей указаны там же



Фиг. 15. Случай сильного вращения вектора поперечных колебаний с глубиной и со временем (стрелка с раздвоенным концом) для группы 51 25.X 1963 г.

(фиг. 15). На этой фигуре хорошо видно, что сильное вращение концентрируется у внешней границы полутени в основном в трех областях: a , b , c . Кроме того, имеется область сильного вращения d вне пятна (у горизонтали — 0,25, где разветвляются направления поперечного поля).

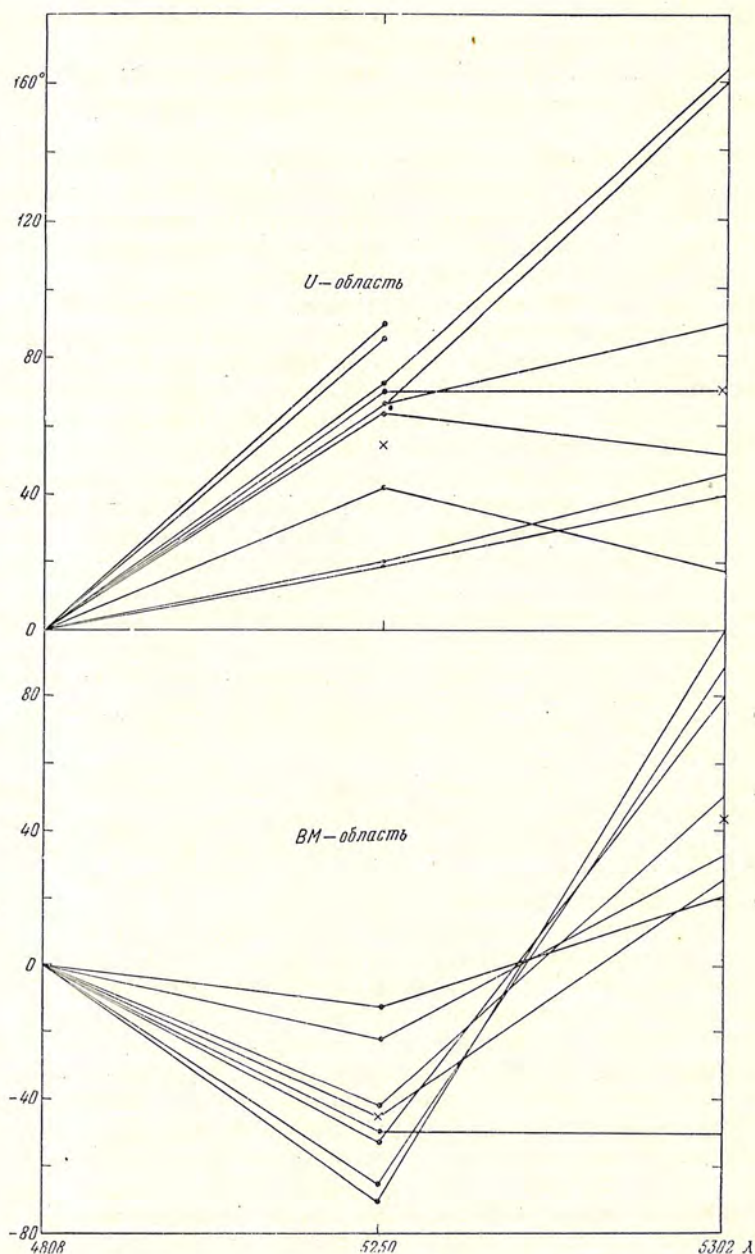
Мы видим далее, что вращение в области пятна везде имеет один и тот же знак и проходит по часовой стрелке при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 4808$ (кроме точки a , где наблюдается поворот против часовой стрелки). Вне пятна, в области d , вращение везде против часовой стрелки, а направления для $\lambda 5250$ и $\lambda 5302$ почти везде совпадают.

Вторая контрольная запись, сделанная в $\lambda 5250$ ($14^h 10^m$ — $14^h 45^m$) для учета поворотов со временем, показала, как и в предыдущих случаях, что большинство поворотов не связано с временными изменениями ориентации вектора $\delta_{\perp}$. Действительно, из 42 точек с сильно выраженными поворотами при переходе от одной линии к другой только в трех наблюдалось изменение ориентации $\delta_{\perp}$ при сравнении первой записи в $\lambda 5250$ с контрольной четвертой записью в конце в той же длине волны. Остальные 8 случаев заметного поворота со временем произошли в точках, где никакого поворота с λ не отмечалось. Но даже из указанных трех случаев только в точках a вращение при переходе от одной λ к другой можно приписать изменению со временем, тогда как для остальных двух случаев это исключено. Действительно, для двух точек с сильным вращением b вращение при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 4808$ происходит в сторону, противоположную повороту со временем (от $\lambda 5250$ первой серии к контрольной в конце, стрелка с раздвоением). Видно также, что в области с вращением со временем идет в противоположную сторону по сравнению с поворотом по λ .

Так же как и в предыдущих случаях, мы видим, что эффект вращений имеет тонкую структуру. Это видно, например, для горизонтали — 0,25 (см. фиг. 14), где в области x от 2 до 4 поворот вектора $\delta_{\perp}$ происходит в отдельных точках на 90° (например, при $x = 2,75$ и $x = 3,0$) на участке длиной $\Delta y \simeq 5''$.

Рассмотрим теперь некоторые количественные данные о вращениях при переходе от одной линии к другой. Будем отсчитывать углы от направления $\delta_{\perp}$ для $\lambda 4808$ (на наибольшей глубине) и будем считать направление отсчета углов (от 0 до 90°) положительным по часовой стрелке и отрицательным по часовой стрелке. Рассмотрим сначала данные для 22.IX 1963 г. (фиг. 10). Здесь все вращения можно разделить на два типа: первый — это в основном точки в центральной области (U -область), второй — это точки в основном между двумя полюсами (BM -область). Точки второго типа отмечены на фиг. 10 цифрой II, первого типа — все остальные. В первой области углы положительны и возрастают при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$, затем остаются положительными при переходе к $\lambda 5302$. Во второй они сперва отрицательны, затем положительны. Это иллюстрирует табл. 4, образованная с помощью карты фиг. 10.

Данные таблицы иллюстрирует фиг. 16, где средние значения отмечены крестиком. Может возникнуть вопрос, каким считать угол поворота при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 5302$, если возникает противоположный знак, как это видно в 3-м столбце табл. 4, где появляются значения -16° и -20° после больших положительных значений $+72^\circ$ и $+65^\circ$ соответственно. По существу метода мы не можем дискриминировать углы, большие $\pm 90^\circ$, ибо метод дает $\lg 2\chi$ (см. [1]). Поэтому мы можем судить о том, увеличиваются или нет углы более 90° , только из соображений общего хода для большинства точек в данной группе и из наблюдений, показывающих, что обычно поворот от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ больше, чем от $\lambda 5250$ к $\lambda 5302$ (ориентации для последних даже часто совпадают друг



Фиг. 16. Относительное вращение для группы 43 22.IX 1963 г. в разных линиях

с другим). По этим соображениям мы заменяем малые отрицательные углы α , возникшие после больших положительных углов, положительными углами, равными $180 + \alpha$. Такими (большими) значениями углов в этом случае можно условиться считать углы $> 45 \div 50^\circ$.

Для того же 22.IX 1963 г. табл. 5 иллюстрирует вращение со временем (данные получены измерением углов между простой стрелкой и стрелкой с раздвоением, считая за нуль первую запись в $\lambda 5250$ в $12^h 17^m$. Среднее вращение равно $-53^\circ,7$ (с $12^h 17^m$ до $16^h 30^m$) или вращение происходит по часовой стрелке со средней скоростью $-13^\circ,5$ в час.

Таблица 4

Вращение в группе 43 22.IX 1963 г.

I тип (U-область)			II тип (BM-область)		
$\lambda 4808$	$\lambda 5250$	$\lambda 5302$	$\lambda 4808$	$\lambda 5250$	$\lambda 5302$
0	+72°	+164° (—16)	0	—70°	+99°
0	+64	+52	0	—12	+21
0	+70	+70	0	—53	+80
0	+90	—	0	—22	+33
0	+66	+90	0	—65	+87
0	+86	—	0	—45	+25
0	+20	+46	0	—42	+50
0	+67	—			
0	+65	+160 (—20)			
0	+43	+18			
0	+20	+40			
Среднее 0	+60,3(11)	+80 (8)	0	—44°,2(7)	+56,5 (7)

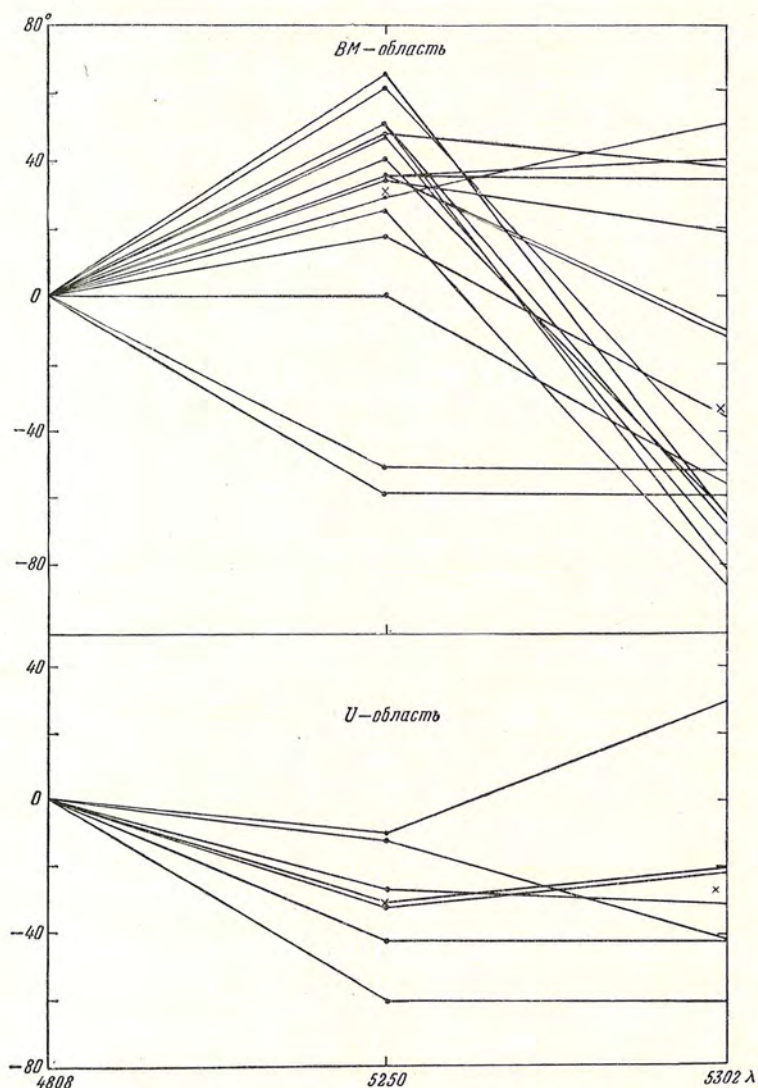
Таблица 5

Вращение со временем в группе 43 22.IX 1963 г.

$\lambda 5250$ 12 ^h 17 ^m	$\lambda 5250$ 16 ^h 30 ^m	$\lambda 5250$ 12 ^h 17 ^m	$\lambda 5250$ 16 ^h 30 ^m	$\lambda 5250$ 12 ^h 17 ^m	$\lambda 5250$ 16 ^h 30 ^m
0	—77°	0	—77°	0	—65°
0	—44	0	—43	0	+53
0	—50	0	—28	0	—30
0	—80	0	—20	0	—51
0	—86	0	—45	0	—40
0	—53	0	—71		

Мы видим, что вращение со временем имеет знак, противоположный повороту от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ (первая серия) для U-области. Поэтому если положение в $\lambda 5250$ для второй серии (16^h30^m) идентифицировать с ориентацией для $\lambda 4808$ и отсчитывать углы от этого положения (изменив знак в табл. 5 на обратный), то поворот от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ (первая серия) можно было бы принять за изменение со временем, если бы здесь такие изменения реально наблюдались. Однако во всех указанных для U-области точках (кроме одной, к югу от пятна S 30) положение векторов $\delta_{\perp}$ для $\lambda 5250$ в 12^h17^m и в 16^h30^m одинаковое, что исключает такую возможность и заставляет считать эти изменения реальным эффектом глубины, как это и было указано выше из качественных рассуждений.

Для BM-точек, напротив, вращение при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ имеет знак тот же, что и знак вращения со временем, тогда как он должен бы быть противоположным, если считать положение $\lambda 4808$ за конечное, совпадающее с контрольным в $\lambda 5250$ для 16^h30^m. Для этих BM-точек вращение не монотонное: при переходе из глубины на поверхность оно сперва идет по часовой стрелке, затем п р о т и в, причем вращение при переходе от $\lambda 5250$ к $\lambda 5302$ больше, чем при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$, тогда как в U-области картина обратная: вращение сперва быстрое, затем замедляется по мере выхода на периферию.

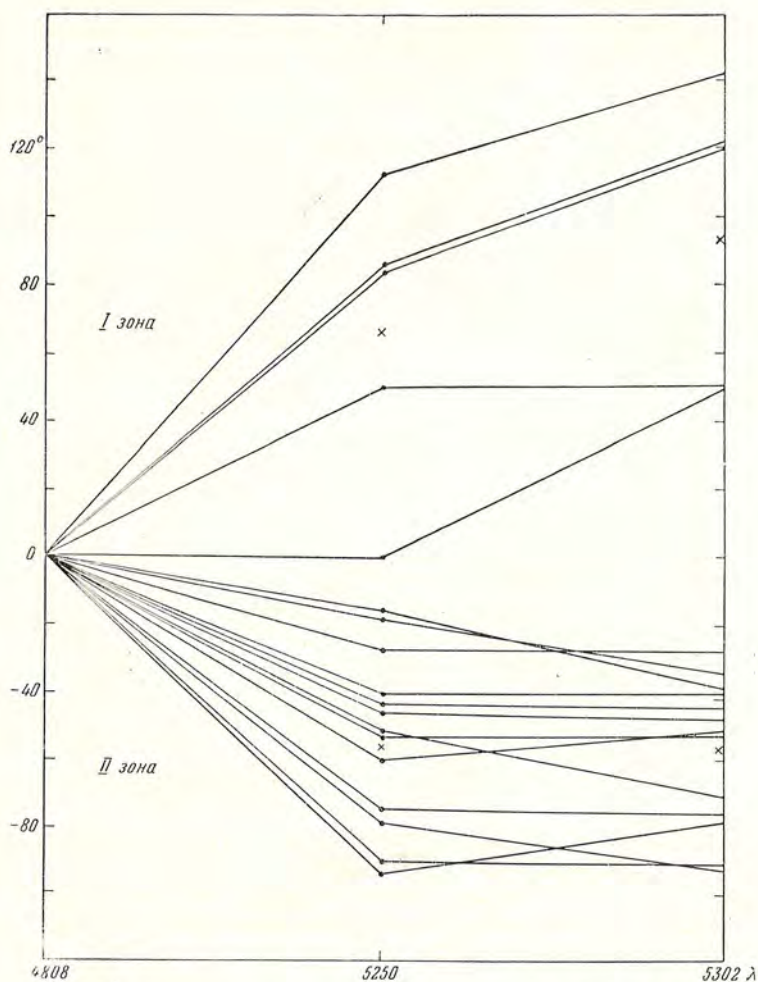


Фиг. 17. Относительное вращение на разных расстояниях от центра $\lambda 5250$ для группы 43 24.IX 1963 г.

Аналогичные два типа вращения выделяются в той же группе за 24.IX 1963 г. Здесь за нулевое положение принимаем направление для крыла линии, возникающего в наиболее глубоких слоях. В табл. 6 приведены средние значения вращения, а отдельные измерения угла приведены на фиг. 17.

Таблица 6
Вращения в группе 43 24.IX 1963 г.

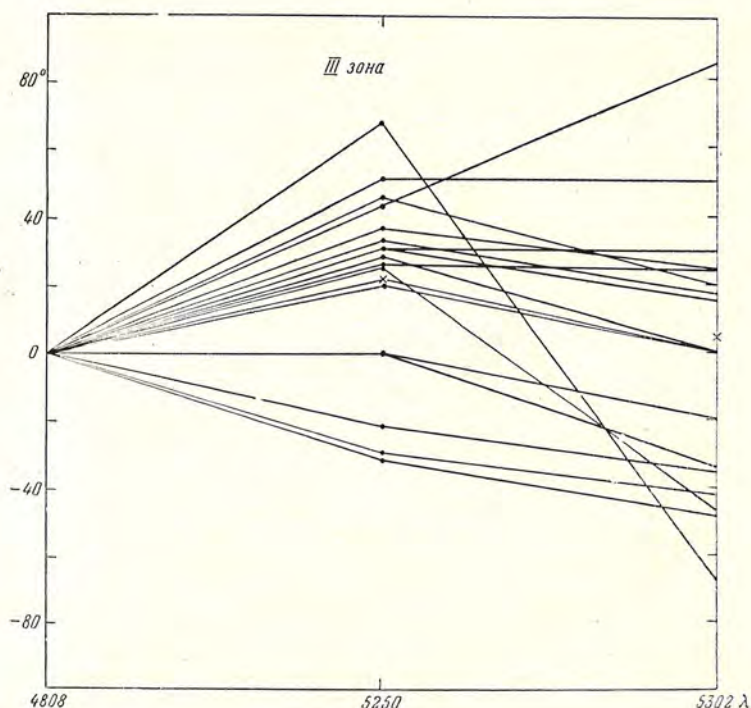
Область	Крыло	Середина	Ядро
<i>U</i>	0 (7)	$-30^{\circ}, 2(7)$	$-26^{\circ}, 3(7)$
<i>BM</i>	0 (20)	$+30^{\circ}, 5(20)$	$-30^{\circ}, 5(20)$



Фиг. 18. Относительное вращение для группы 51 25.X 1963 г.
для разных линий в зонах вне пятна

Рассмотрим теперь углы поворотов для униполярного пятна 25.X 1963 г. Здесь наблюдаются три зоны с тремя отличными типами вращения (см. фиг. 15). В первой на *N* и *NE* от пятна вращение положительно и монотонно растет наружу; ход для отдельных точек показан на фиг. 18. Во второй зоне на *E* от пятна наблюдается повсеместно отрицательное вращение, но угол поворота сперва возрастает наружу, а затем сохраняется неизменным (фиг. 18). Третья зона — зона самого пятна и примыкающие к нему районы на *SE* и *W* (*c* и *b* соответственно) — показывает в целом положительное вращение (кроме трех случаев), возрастающее при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$, а затем убывающее, в некоторых случаях со сменой знака (фиг. 19). Ход средних значений (крестики на фиг. 18—19) приведен в следующей табл. 7. В 3-м столбце взяты значения положительные (несколько больше 90°) по соображениям, изложенным выше об углах поворота более 90° после больших положительных и близких к 90° углов α .

Что касается вращения со временем, то оно наблюдается только в *III* зоне — зоне самого пятна, причем здесь также имеются три области с различным вращением. В первой, на *SE* от пятна, вращение положительное (против часовой стрелки, см. фиг. 15) и в среднем составляет $+32^\circ$. Здесь вращение имеет знак тот же, что и вращение при переходе от $\lambda 4808$ к $\lambda 5250$ в *III* зоне. Поэтому если считать эффект вращения с λ



Фиг. 19. То же, что на фиг. 18, для области самого пятна

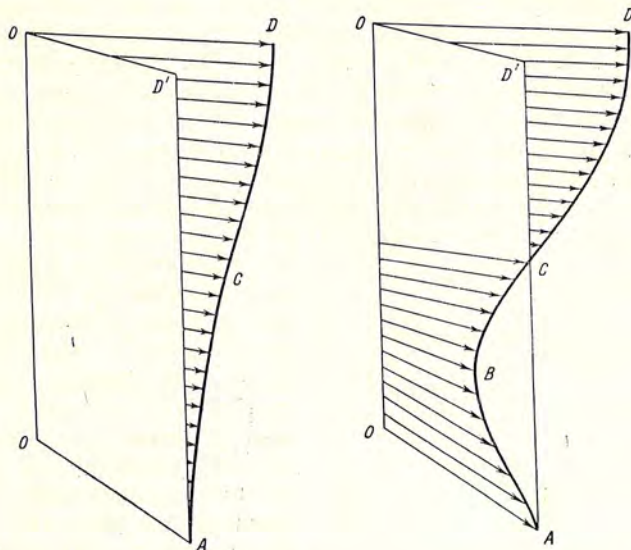
отражением хода со временем и отождествлять положение $\lambda 4808$ с контрольным положением $\lambda 5250$ ($14^{\text{h}}37^{\text{m}}$), то мы должны бы иметь согласно табл. 7 поворот $-20^{\circ},6$ (считая от положения в $\lambda 5250$ для $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$), тогда как фактически этот поворот со временем есть $+32^{\circ}$. Аналогичная картина имеет место для второй области на W -краю пятна — для двух точек в

Таблица 7

Вращение в группе 51 25.X 1963 г.

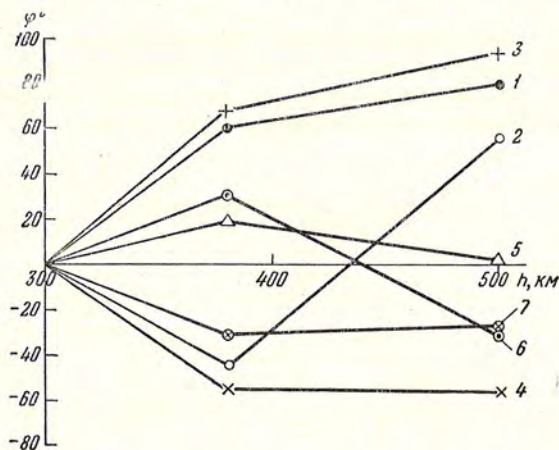
Зона	$\lambda 4808$	$\lambda 5250$	$\lambda 5302$
I	0 (5)	$+67^{\circ},5$ (5)	$+94^{\circ},5$ (5)
II	0 (13)	$-55^{\circ},2$ (13)	$-56^{\circ},5$ (13)
III	0 (18)	$+20^{\circ},6$ (18)	$+4^{\circ},5$ (18)

кружке (возле буквы b на фиг. 15), где вращение со временем (из сравнения записей в $\lambda 5250$, сделанных в $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и в $14^{\text{h}}37^{\text{m}}$) достигает $+65^{\circ}$. Таким образом, для этих двух областей наблюдаемый эффект вращения с λ есть реальный эффект, как это вытекало также из качественных рассмотрений. В прежней области на NW и W от ядра пятна наблюдается отрицательное вращение, в среднем $-29^{\circ},4$ — того же знака, как это можно было бы ожидать из хода вращения с λ , считая ориентацию в $\lambda 4808$ за финальную. Однако ни в одной из точек, показывающих ход вращения с λ , не обнаружено сколько-нибудь существенных изменений со временем при сравнении ориентаций в $\lambda 5250$ для $10^{\text{h}}30^{\text{m}}$ и $14^{\text{h}}37^{\text{m}}$. Поэтому все измеренные повороты с λ отражают реальный ход вращения с глубиной, как это следовало также из качественных рассмотрений.



Фиг. 20. Два типа вращения вектора поперечных колебаний с глубиной в атмосфере Солнца

Интересно отметить, что с диаметрально противоположных сторон от пятна (с NW и SE сторон) вращение было близким по величине и противоположным по знаку: $+32^\circ$ для SE и $-29^\circ,4$ для NW. Среднее вращение в этих областях было $+8^\circ$ в час и $-7^\circ,4$ в час соответственно. Исключение



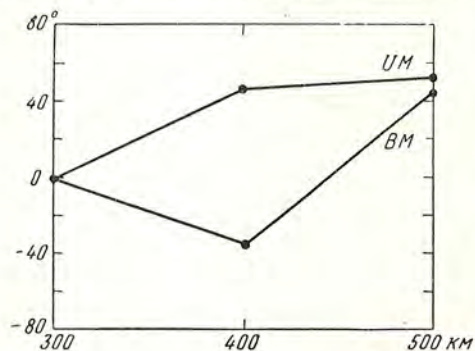
Фиг. 21. Средние данные о вращении с глубиной для рассмотренных случаев

1 — U-область 22.IX 1963 г.; 2 — BM-область за то же число; 3 — I зона 25.X 1963 г.; 4 — II зона того же числа; 5 — III зона того же числа; 6 — BM-область 24.IX 1963 г.; 7 — U-область того же числа

в NW области составляли две точки на западной границе полутени (с кружком возле b, фиг. 15), где вращение было быстрым ($+15^\circ,2$ в час) и противоположным вращению в соседней области. В обоих случаях мы имеем сочетание вращений типа $\curvearrowright$ и типа $\curvearrowleft$.

В целом над униполярным пятном мы имеем скорее плавные повороты или же монотонное вращение вектора поперечных колебаний с глубиной,

тогда как в области взаимодействия полюсов может наблюдаться смена знака вращения при переходе из глубоких слоев на периферию. Эти оба типа вращений с глубиной показаны на фиг. 20. Можно также попытаться вывести некоторый общий средний ход вращения в этих случаях на основании приведенных выше данных о среднем ходе угла поворота с λ (табл. 4, 6, 7). Все эти средние вместе представлены на фиг. 21, а на фиг. 22 приведен ход вращения в среднем, который можно получить для *ВМ*-областей и *УМ*-областей, если не делать различия в знаке вращения (умножь на минус 1 значения углов, обозначенных точкой в кружке и соответственно



Фиг. 22. Средний ход вращения с глубиной для *УМ*- и *ВМ*-областей

но обозначенных крестом и крестом в кружке). Чтобы получить зависимость вращения от глубины, нам нужно бы знать среднюю глубину образования тех участков спектральных линий, в которых мы работаем. Однако точное определение здесь потребовало бы хорошо разработанной теории образования линий в магнитном поле, поэтому мы ограничимся той калибровкой высот в зависимости от роуландовской интенсивности, которая была выработана в известной работе Хэйла и др. по измерениям общего магнитного поля

Солнца [7]. В [7] приведена таблица высот для железных линий разной роуландовской интенсивности, согласно которой можно принять следующие данные о высотах (считая за нуль уровень «фотосферы») (табл. 8).

Значение для $\lambda 5302$ несколько неопределенно и получается экстраполяцией данных [7]. Для нас не имеют существенного значения абсолютные значения высот, существенны только их разности, которые, по-видимому, можно принять в первом приближении согласно табл. 8.

Таблица 8

Уровни образования линий
в атмосфере Солнца

λ , Å	Роуландовская интенсивность	Уровень, км
4808	1	300
5250	3	330
5302	6—7	500

Если принять эти разности высот, то мы видим из фиг. 22, что в среднем вращение может достигать 40° на 100 км для *УМ*-областей и $70—80^\circ$ на 100 км для *У*-областей, хотя в отдельных случаях оно может достигать 1° на 1 км.

Заключение, основные результаты

Анализ поворотов вектора поперечных колебаний $\mathbf{E}_\perp$ при записях магнитографа, сделанных в линиях различной силы (возникающих на разных глубинах в атмосфере Солнца), показывает несомненный эффект вращения этого вектора с глубиной в атмосфере Солнца, вполне аналогичный тому,

который получается при переходе от центра линии $\lambda 5250$ в ее крыло, и описан в [1]. Этот эффект вращения с глубиной уверенно может быть отделен от вращения со временем, так как: 1) вращение со временем в подавляющем большинстве случаев наблюдается в других точках, отличных от тех, где имеется вращение с глубиной и обратно, 2) направление вращения со временем в остальных случаях оказывается противоположным направлению вращения с глубиной, 3) количественно вращение со временем, как правило, оказывается существенно (в несколько раз) меньше, чем вращение с глубиной. Наблюдаются два типа вращения: в *УМ*-областях вращение монотонное с глубиной, в *ВМ*-областях вращение может изменять знак. В *УМ*-областях вращение может достигать 40° , а в *ВМ*-областях $70-80^\circ$ на 100 км глубины, если принять шкалу высот [7].

В заключение приношу благодарность Л. Р. Димовой за обработку в первую руку всех записей магнитных полей.

Март 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 126.
2. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 253.
3. Л. М. Котляр. Дисс., ГАО АН СССР, Л., 1963.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 22, 12.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 31, 159.
6. А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 80.
7. G. Hale, A. Van Maanen, F. Ellerman. Astrophys. J. 1918, 57, 206.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ
И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ
УНИПОЛЯРНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

А. Б. Северный

Поперечные и продольные магнитные поля для ряда униполярных групп, записанные на Крымском солнечном магнитографе, изучаются. Предлагается метод калибровки поперечного поля путем сравнения показаний магнитографа с фотографическими измерениями. Отмечено, что вихревая структура поперечного поля, зарегистрированная в группе 53 с 8 по 18.VII 1962 г. (фиг. 5—8, 15—16),— явление редкое, флуктуации кривизны спиралей вихря отражают скорее гидродинамические крутильные колебания. Поле униполярных пятен сосредоточено в основном в жгутах, исходящих из пятна наружу. Вновь отмечено появление сильных поперечных полей внутри пятен. Для двух групп вычислены значения вектора полного поля $\mathbf{H}$ и его наклона к вертикали γ (см. карты фиг. 15—16, фиг. 21—22). Анализ хода γ и $|\mathbf{H}|$ с расстоянием от центра пятна показывает более медленное изменение этих величин, чем найденное на обсерватории Маунт Вилсон и чем согласно закону Броксона, так что поле исчезает и делается поперечным на расстоянии, сравнимом с диаметром пятна и дальше. Поля в полутени и вне пятна в основном поперечные (средний наклон γ на внешней границе пятна равен 70°). Ход $|\mathbf{H}|$ с расстоянием хорошо соответствует тому, что дает диполь длиной L , равной диаметру пятна и погруженный на глубину L под фотосферу.

Особое внимание обращено на вычисление и изучение системы вертикальных токов ($\text{rot } \mathbf{H}_z$). Картина токов имеет очень своеобразную структуру (см. фиг. 23—26), указывающую на наличие токовых петель вокруг радиальных жгутов поля. Отмечается тонкая структура токов, связанная с быстрым вращением поперечного поля и контакты сильных токов ($\sim 10^{11}$ а) противоположных направлений. Площади, занятые противоположными токами, найдены практически равными, откуда сделан вывод, что система токов униполярного пятна является, вероятно, системой постоянных токов.

Карты градиентов продольного поля $\partial H_z / \partial z$ показывают контакт в пятне областей с градиентом противоположного знака. Это, вероятно, свидетельствует о неоднородности поля в пятне.

A STUDY OF THE MAGNETIC FIELD AND ELECTRIC CURRENTS OF UNIPOLAR SUNSPOTS, by A. B. Severny.— The transverse and longitudinal magnetic fields of several unipolar groups recorded with the Crimean solar magnetograph are studied. A method of calibration of the transverse field by comparison of magnetograph recordings with photographic measurements is proposed. It is noted that the vortical structure of the transverse field recorded in group 53 from July 8 to 18, 1962 (figs. 5—8, 15, 16) is a rare phenomenon, the curvature fluctuations of spirals of the vortex reflect more probably hydrodynamic torsional oscillations. The unipolar spot field is concentrated mainly in ropes emerging from the spot. The appearance of strong transverse fields inside spots is again noted. The total field vector $\mathbf{H}$ and its inclination to the vertical γ (maps in fig. 15, 16, 21, 22) are computed for two spot groups. An analysis of the run of γ and $|\mathbf{H}|$ with distance from the spot center shows that these quantities vary more slowly than found at Mount Wilson and according to the Broxson law. The field disap-

appears and becomes transversal at a distance comparable to the spot diameter and further. In the penumbra and outside the spot the fields are mainly transversal (the average inclination γ at the outer boundary is 70°). The variation of $|\mathbf{H}|$ with distance is in good agreement with that found for a dipole of length L —diameter of the spot and submerged at a depth L beneath the photosphere.

Special attention is paid to the computation and investigation of the system of vertical electric currents (rot $\mathbf{H}$). The structure of the current pattern is very peculiar (figs. 23—26) indicating the presence of current loops around radial ropes of the field. The fine structure of the currents connected with rapid rotation of the transversal field and contacts of strong currents ($\sim 10^{11}$ a) of opposite directions is observed. The areas occupied by opposite currents are found to be practically equal. From here it is concluded that the current system of a unipolar spot is probably a system of stationary currents.

Maps of longitudinal field gradients $\frac{\partial H_z}{\partial z}$ show a contact in the spot of regions with gradients of opposite sign. This is probably evidence of the nonuniformity of the field in the spot.

Настоящее исследование было начато в 1962 г. с целью выяснить природу магнитного поля основных носителей магнитного поля — солнечных пятен. Внимание было сосредоточено на униполярных одиночных пятнах, чтобы избавиться от возможного влияния на поле пятна взаимодействия с другими пятнами. Наиболее подробно с количественной стороны рассматриваются поля униполярных групп вблизи центра диска Солнца, чтобы избежать искажений из-за проекции.

§ 1. Калибровка поперечного поля

Солнечный магнитограф позволяет регистрировать длину вектора $\delta_\perp$ поперечных колебаний и его ориентацию в картинной плоскости; угол α суточной параллелию этого вектора $\alpha = \chi - \beta$, где χ — угол между $\delta_\perp$ и главной осью анализатора — кристалла ADP , а β характеризует наклон щели спектрографа к суточной параллели (см. [1]). Проблема определения поперечного магнитного поля по величине $\delta_\perp$ и α или проблема калибровки записей поперечных колебаний является первоочередной в исследованиях поперечного поля. Предложенные способы ее решения (см. [2] и [3]) предусматривают теоретический вывод выражения для сигнала поперечных колебаний в функции абсолютной величины поля H и угла наклона γ поля к вертикали. Такой способ вынуждает нас принять ту или иную теорию образования линий поглощения в присутствии магнитного поля. Однако эти теории, даже наиболее строгая из них [4], не адекватны; они не учитывают сильных, фактически наблюдаемых неоднородностей поля (как по величине, так и направлению), вызывающих большие повороты плоскости поляризации и изменения напряженности поля с глубиной. Поэтому весьма желательно иметь метод калибровки, свободный от такого произвола, вносимого несовершенствами теорий, — метод чисто эмпирический. Например, если мы для одной и той же области на Солнце имеем полную запись продольных полей и поперечных колебаний на магнитографе, с одной стороны, и подробные визуальные или фотографические измерения зеемановского расщепления — с другой, то их сопоставление позволит нам в принципе построить калибровочную кривую для определения поперечного (или абсолютного) поля по измеренным сигналам магнитографа, считая, что прямые измерения расщепления — расстояния между компонентами триплета — дают нам абсолютную величину напряженности магнитного поля (см. ниже).

В 1963 г. обнаружилась возможность сделать подобное сопоставление для группы № 9, для которой с 8 по 17.VI 1963 г. был сделан ряд подробных записей продольного и поперечного полей на магнитографе в Крыму,

с одной стороны, и, с другой стороны, в Медонской обсерватории были выполнены очень подробные измерения зеемановского расщепления путем ее фотографирования на спектрографе методом прыгающей щели (аналогичным методу Деландра для регистрации лучевых скоростей) *. В табл. 1 приведены все необходимые данные о наших измерениях группы 9. Измерения полей в Медонской обсерватории сделаны 12.VI 1963 г. в 8^h44^m UT,

Таблица 1

Измерения полей в группе 9, 11—12.VI 1963 г.

Дата, 1963 г.	Время, московское	Поле	ЛТТ	β	Калибровка			Калибровка (цена 1 мм записи), гс
					время	отброс, мм	ЛТТ	
11.VI	10 ^h 13 ^m — 10 ^h 50 ^m	$H_{\parallel}$	3 000	—	10 ^h 20 ^m	180	6 000	4,5
№ 296	11 30 — неполно	$H_{\parallel}$	6 000	—	11 30	215	10 000	4,5
	12 40 — 13 10	$H_{\parallel}$	6 000	—	—	—	—	4,5
	15 10 — 15 40	$H_{\parallel}$	6 000	—	15 07	196	10 000	5,0
	16 33 — 16 55	$H_{\perp 1}$	4 000	41°	—	—	—	$E-W=490$
	17 00 — 17 22	$H_{\perp 2}$	4 000	41	—	—	—	$E-W=490$
	17 35 — 18 02	$H_{\parallel}$	10 000	—	17 30	192	8 000	10,0
12.VI	8 45 — 9 15	$H_{\parallel}$	4 000	—	8 30	133	5 000	10,0
№ 297 *	17 20 — 17 45	$H_{\parallel}$	8 000	—	—	—	—	—
	17 56 — 18 30	$H_{\parallel}$	8 000	—	17 50	177	8 000	9,0

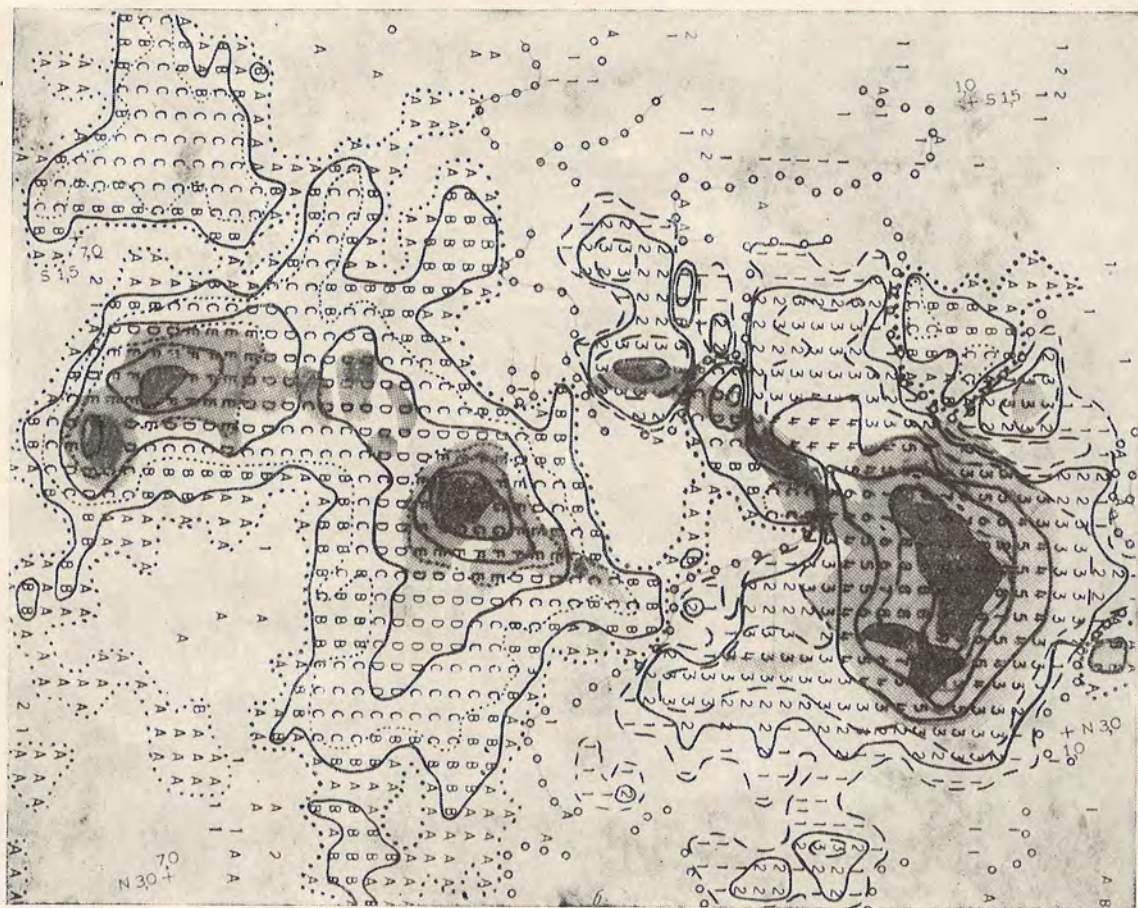
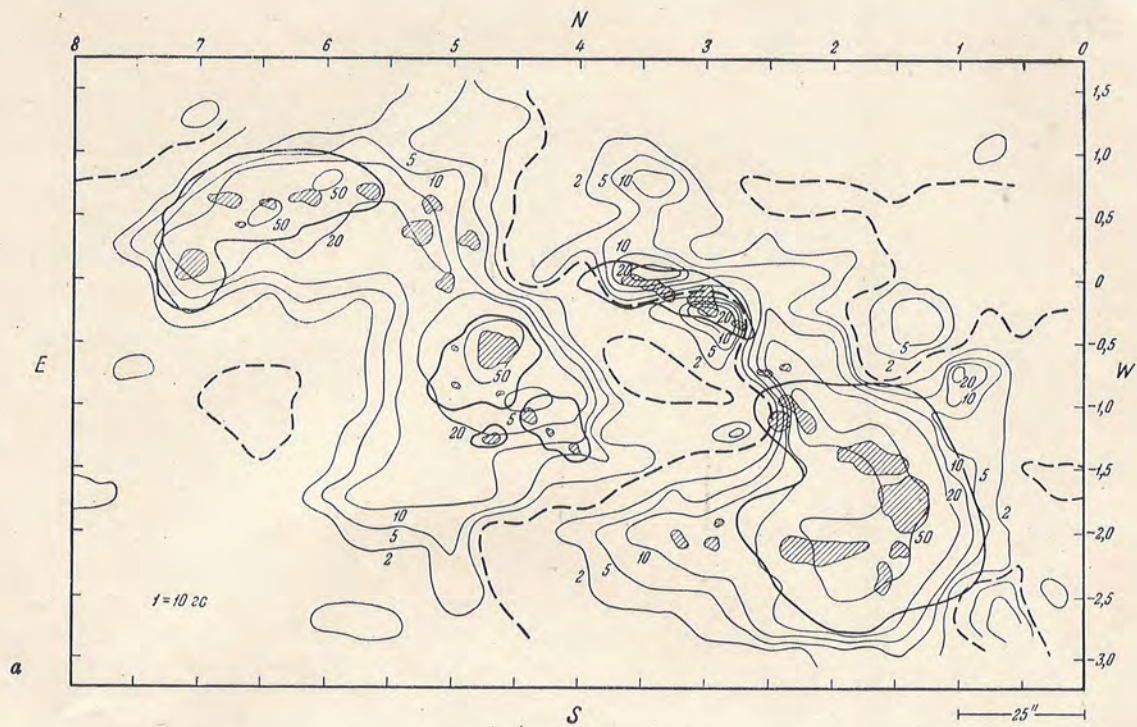
* 11^h44^m, измерения Медонской обсерватории.

т. е. 11^h44^m московского времени. Поэтому для сравнения были выбраны ближайшие наши регистрации, имеющиеся к этому моменту, а именно регистрации поперечного поля 11.VI 1963 г. вечером в 17^h00^m московского времени (12 июня поперечное поле не записано из-за облачности) и продольного поля 12.VI 1963 г. утром в 9^h00^m московского времени. На фиг. 1 представлены для сравнения наша карта продольного поля $H_{\parallel}$ 12.VI 1963 г. в 9^h00^m московского времени и карта поля Медонской обсерватории, полученная 12 июня в 11^h44^m. Изогауссы на нашей карте (в мм отброса потенциометра) проведены так, чтобы они соответствовали грациям напряженности медонской карты, а именно (у нас 1 мм отброса соответствует 10 гс) согласно следующей табличке (на медонской карте

Отброс, мм	Поле $H_{\parallel}$, гс	Обозначения поля (Медон)	Отброс, мм	Поле $H_{\parallel}$, гс	Обозначения поля (Медон)
2,5	25	1	50,0	500	5
5,0	50	2	80,0	800	6
10,0	100	3	100	1000	7
20,0	200	4	1200	1200	8

полярности отличаются буквой и числом). Следует иметь, однако, в виду, что для наших измерений продольного поля пропорциональность отброса полю сохраняется примерно до полей меньше 500 гс, для больших полей начинаются существенные отклонения. Качественное сравнение карт, крымской $H_{\parallel}$ и медонской, на фиг. 1 показывает хорошее соответствие обеих вплоть до мелких деталей. Некоторое различие в очертаниях

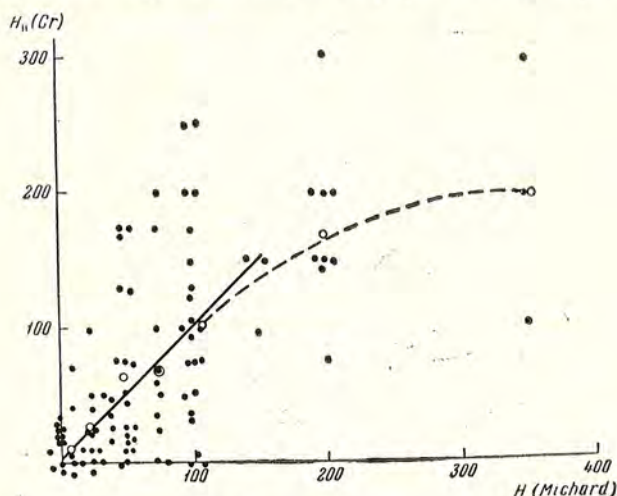
* Мы выражаем признательность проф. Р. Мишару, предоставившему в наше распоряжение результаты этих измерений в виде карт до их опубликования в «Трудах» симпозиума № 22 «Солнечные и звездные магнитные поля», Роттах-Эггерн, 1—10 сентября 1963 г.



Фиг. 1. Карты поля группы 9

а — карта продольного поля группы 12.VI 1963 г., записанная на магнитографе; б — карта поля той же группы, записанная в Медонской обсерватории в тот же день

пятен, возможно, связано с тем, что наша зарисовка пятен относится к 7^h0^m московского времени — на 5^h раньше зарисовки, сделанной в Медоне. Количественное сравнение приведено на фиг. 2. Это сравнение сделано путем совмещения обеих карт так, чтобы все пятна на картах совпали друг с другом наилучшим образом. (Положение нашей карты относительно медонской, при котором реализуется это совпадение, отмечено на медонской карте фиг. 1, б крестами с указанием координат точек нашей карты, справа и слева отмечены горизонтالي, а сверху и снизу вертикали *.)



Фиг. 2. Сравнение величин продольного поля, измеренных в Крыму (ордината), и значений напряженности поля, измеренных в Медоне (абсцисса)

Рис. 2 показывает, что в области значений поля $H \leq 100 \div 200$ гс соответствие обоих измерений поля более чем удовлетворительное, несмотря на большой разброс значений — типичный для фотографических (и визуальных) измерений поля, как это показывает, например, каталог напряженностей и полярностей пятен за период МГГ [5]. Однако для больших значений поля ($> 100 \div 200$ гс) наблюдается систематическое отклонение — медонские значения всегда больше наших значений $H_{||}$, причем чем больше поля, тем как будто больше различие. Магнитограф с модулятором $\pm \frac{1}{4}\lambda$ реагирует только на составляющую вдоль луча зрения $H_{||} = H \cos \gamma$ (если поле большое и целиком поперечное, то сигнал равен нулю). Поэтому если фотографические измерения дают величину полного поля H , то отношение поля, измеренного на магнитографе, к измеренной величине H дает $\cos \gamma$, т. е. из наблюдений находим γ , и следовательно, найдем $H \sin \gamma = H_{\perp}$ — поперечное поле, которое можно сравнить с сигналами поперечного поля на магнитографе для той же области. Ближайшая по времени к медонской карте поперечного поля, полученная вечером 11 июля, приведена на фиг. 3; там же приведены контуры пятен по зарисовкам 11 июня в 9^h00^m московского времени и изогауссы продольного поля $H_{||}$, полученного 11 июня в 15^h10^m — 15^h40^m (см. табл. 1) (вечерние измерения $H_{||}$ в 17^h35^m — 18^h02^m не очень надежны из-за перерывов). Наилучшее совмещение этой карты с картой продольного поля за 12 июня найдено, если вертикаль $x = 1,0$ карты 12 июня поместить на вертикаль $x = 0,5$ карты 11 июня, а горизонталь $y = -1,0$ поместить на горизонталь $y = -1,25$ за 11 июня (отмечено крестами на карте

* Плюсовая горизонталь нашей карты помечена здесь буквой S' , а минусовая — буквой N .

11 июня). Таким образом, были сопоставлены сигналы поперечного поля карты фиг. 3 с поперечным полем $H_{\perp} = H \sin \gamma$, найденным из сравнения нашей карты продольного поля $H_{\parallel} = H \cos \gamma$ (фиг. 1, а) с медонскими фотографическими измерениями расщепления на карте фиг. 1, б, считая, что эти измерения дают абсолютное поле H . Результаты этого сопоставления приведены на фиг. 4, где по ординате отложена величина сигнала поперечного поля $\delta_{\perp}$ в единицах калибровочного сигнала скорости $E-W = 490$ мм (для $\lambda 5250$). Это сопоставление было выполнено повторно и независимо путем несколько другого совмещения карт, что привело к совершенно сходному расположению точек *. На фиг. 4 приведены данные обоих этих сопоставлений как независимых. При этом сопоставлении следует, однако, иметь в виду, что 1) при больших напряженностях ($H > 500$ гс) сигнал продольного поля на магнитографе не пропорционален напряженности, происходит насыщение — сигнал меньше, чем требует соотношение пропорциональности, $\cos \gamma$ меньше, чем фактическое значение, т. е. поперечная компонента $H \sin \gamma$ оказывается завышенной. Поэтому при сравнении были исключены все случаи, когда магнитограф дает продольное поле $H_{\parallel} > 500$ гс; 2) при малых напряженностях фотографические (медонские) измерения расщепления, которые фактически есть измерения разницы длин волн линий, видимых при право-круговой и лево-круговой поляризации (применялась мозаика Хэйла — Никольсона), дают существенно продольное поле $H_{\parallel}$ из-за эффекта блендирования. Для оптически тонкой линии это следует из формул Сирса [6] для интенсивности фиолетовой, средней и красной компонент:

$$V = \frac{1}{4} (1 - \cos \gamma)^2, \quad M = \frac{1}{2} \sin^2 \gamma, \quad R = \frac{1}{4} (1 + \cos \gamma)^2. \quad (1.1)$$

Действительно, как указано в [6], результирующее смещение при блендировании обеих σ - и π -компонент можно получить, допустив, что в каждой компоненте распределение интенсивностей имеет вид

$$\sigma_1 = Vf(\lambda + \Delta\lambda_H), \quad \pi = Mf(\lambda), \quad \sigma_2 = Rf(\lambda - \Delta\lambda_H),$$

где $\Delta\lambda_H$ — расщепление, а f — симметричная относительно $\Delta\lambda = 0$ функция распределения (контур линии). Считая $V + M + R = 1$ и замечая, что $R - V = \cos \gamma$, найдем для интенсивности суммы трех компонент (бленды)

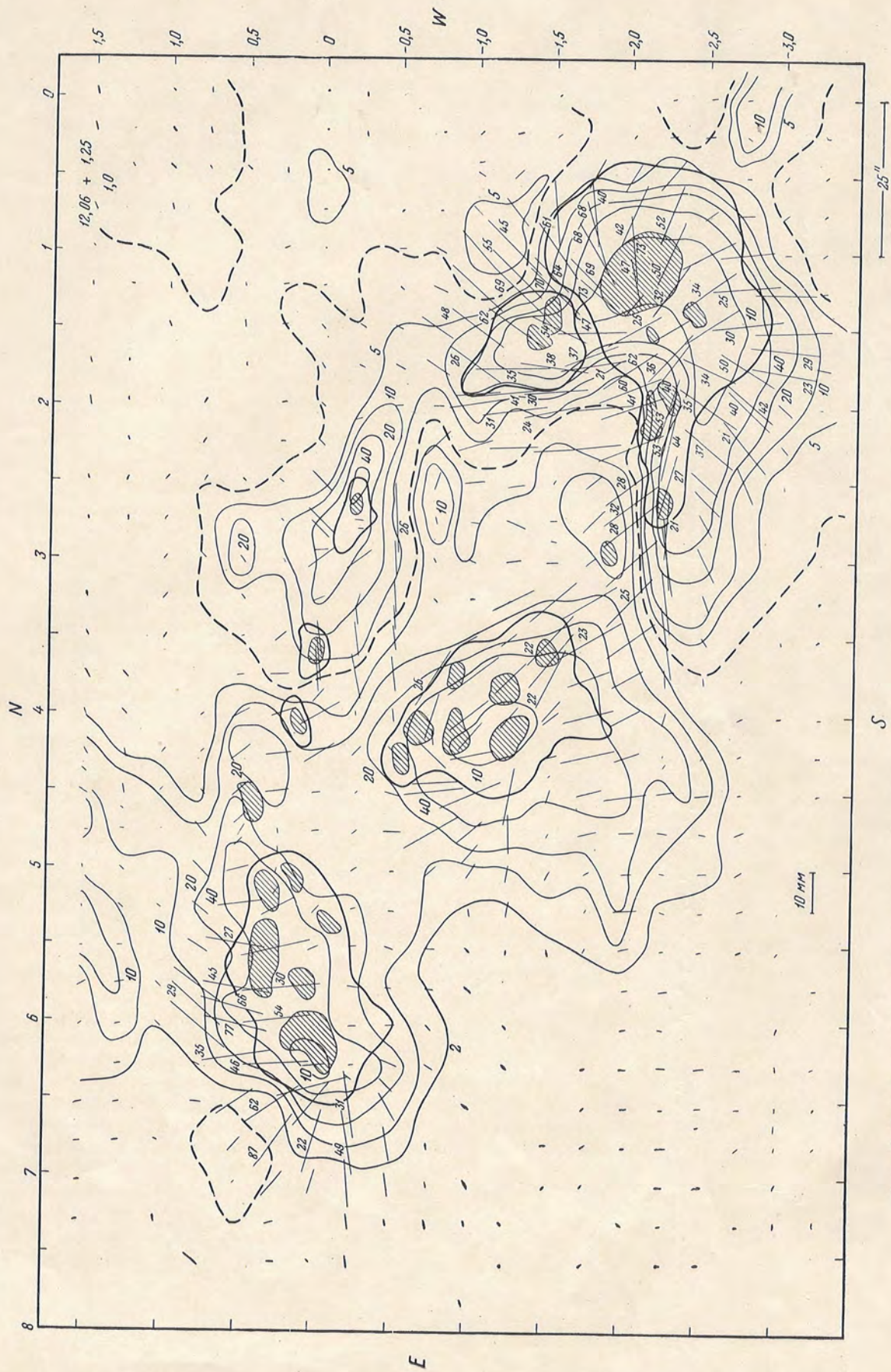
$$\sigma_1 + \pi + \sigma_2 = f(\lambda) - \Delta\lambda_H \cos \gamma \left(\frac{\partial f}{\partial \lambda} \right)_0 = f(\lambda - \Delta\lambda_H \cos \gamma), \quad (1.2)$$

если $\Delta\lambda_H$ меньше ширины линии. Формула (1.2) показывает, что результирующая линия (бленда) с точностью до малых первого порядка $\left(\frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0} \ll 1 \right)$

имеет тот же вид, что и отдельные компоненты, и ее контур симметричен относительно $\lambda = \Delta\lambda_H \cos \gamma$. Наблюдатель, измеряющий положение бленды, фиксирует таким образом поле $H \cos \gamma = H_{\parallel}$. Практически всегда картина Зеемана является триплетом (из-за наклона вектора $\mathbf{H}$ к лучу зрения) и π -компонента, там где она присутствует, влияет на измерения, за исключением значения поля H (наведения нити микрометра производятся на центр тяжести бленды всех трех компонент).

Из фиг. 2 видно, что для полей $H < 100$ гс фотографические измерения дают существенно продольное поле и не могут быть использованы для определения γ и поперечного поля. Поэтому все поля с $H < 100$ гс были заведомо исключены из калибровки сигнала $\delta_{\perp}$. Из той же фиг. 2 следует, что с ростом поля ($H > 100$ гс) фотографические измерения дают

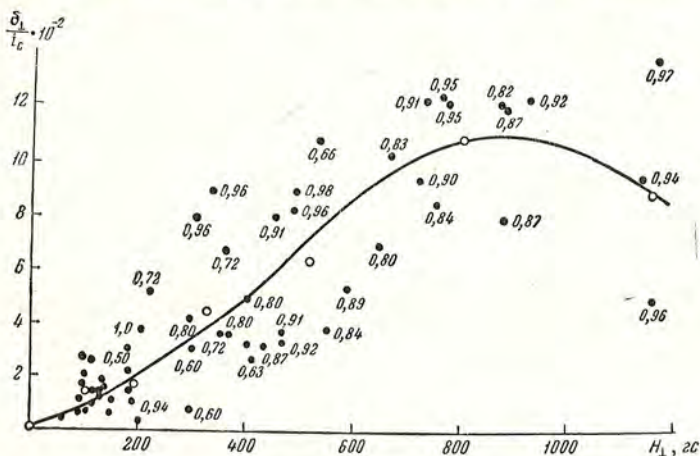
* Автор обязан С. И. Гонасюку и Т. Т. Цапу, выполнившим это повторное сопоставление.



Фиг. 3. Карта продольного и поперечного полей группы 9 по измерениям на магнитографе в Крыму 14.VI 1963 г.

значения систематически большие, чем магнитограф, дающий $H_{\parallel}$, что, по-видимому, связано отчасти с тем, что при больших полях фотографические измерения дают поле большее, чем чисто продольная компонента, а отчасти с тем, что сигнал магнитографа $\delta i_{\parallel}$ перестает расти линейно с величиной продольного поля $H_{\parallel}$.

Наиболее надежны, однако, те случаи, когда продольное поле, измеренное на магнитографе, существенно меньше, чем значение поля, даваемое фотографическим методом (при условии, конечно, что последнее заметно больше 100 гс). Эти в подавляющем большинстве случаи и были положены в основу калибровочной кривой фиг. 4; во всех таких случаях полное поле в основном поперечное и $\sin \gamma$ близки к единице.



Фиг. 4. Зависимость сигнала поперечного поля $\delta_{\perp}/i_c$ от величины поперечного поля (калибровочная кривая); числа у точек — значения $\sin \gamma$; кружки — средние значения

В табл. 2 приведено для примера сопоставление фотографических измерений H_M с нашими измерениями $H_{\parallel}$ для одного из 14 разрезов карты (N 1,75), для которых сделаны сопоставления, а также вычисленные значения $\sin \gamma$, поперечного поля $H_{\perp} = H_M \sin \gamma$ и величины сигнала поперечного поля $\delta_{\perp}$. В примечаниях знаком + (плюс) отмечены значения, которые были использованы при построении калибровочной кривой (всего три случая для данного разреза). Наиболее существенны те значения, которые приводили к $H_{\perp} > 100-200$ гс — порогового значения наших измерений, определяемого шумами. Таких значений оказалось около 40 и по средним значениям (кружки на фиг. 4) проведена кривая, которая принята как калибровочная для перевода сигнала поперечных колебаний (в единицах сигнала калибровки $E-W$) в значения поперечного поля $H_{\perp} = H \sin \gamma$.

Недостатком нашей калибровки является отсутствие карты поперечного поля, более близкой по времени к фотографическим измерениям в Медоне, что может вызвать отдельные ошибки из-за изменений поля. Однако рассмотрение карт поперечного и продольного полей, полученных для этой группы на магнитографе с 10 по 15—16 июля, показало, что общий характер поля сохранялся неизменным. Интересно отметить, что полученная нами калибровочная кривая близка по виду к функции $\varphi(H)$, полученной для теоретического выражения сигнала $\delta_{\perp} \sim \varphi(H) \sin^2 \gamma$ в [2]. Так как наша эмпирическая калибровочная кривая показывает зависимость вида $\delta_{\perp} \sim \sin^2 \gamma$ (для полей от 200 до 800 гс), то это означает, что φ в этом интервале должна бы меняться, как H^2 , если теоретическое

Сопоставление фотографических измерений поля (Медон) H_M с сигналами $H_{\parallel}$ магнитографа (Крым) для разреза N 1,75

x	$H_{\parallel}$, эс	H_M , эс	$\frac{H_{\parallel}}{H_M}$	$\sin \gamma$	$H_{\perp}$, эс	$\delta_{\perp}$, мм	Примечание
2,0	350	1200	0,29	0,96	1150	25	+
2,25	250	800	0,31	0,95	760	62	+
2,50	175	75	—	—	—	41	—
2,75	100	100	1,00	0,00	0	17	—
3,00	50	100	0,50	0,87	87	28	—
3,25	75	10;	—	—	—	30	—
3,50	25	40	0,62	0,78	31	18	—
3,75	0	10	0,00	1,00	10	25	—
4,00	0	10	0,00	1,00	10	15	—
4,25	— 10	0	—	—	—	10	—
4,50	— 50	— 50	1,00	0,00	0	8	—
4,75	—100	—160	1,00	0,00	0	7	—
5,00	—100	—150	0,67	0,74	110	13	+

выражение для сигнала [2] правильно. Зависимость, приведенная на фиг. 7 в [2], близка к параболической, что указывает на приближенную правильность теории, положенной в основу калибровки в [2].

§ 2. Данные наблюдений, их обработка и качественное рассмотрение

Измерения продольного и поперечного полей были сделаны для униполярных групп, появившихся в 1962 и 1963 гг. Наилучший и наиболее полный материал был получен для униполярных групп 53 и 72 в 1962 г.: для 53 группы было зарегистрировано поле в течение 10 дней с 8 по 18 июля — почти в течение всего прохождения группы по диску, для группы 72 за 5 дней с 5 по 9 сентября, когда группа находилась возле центрального меридиана. Кроме того, получена подробная регистрация поля группы 51 за 25.X 1963 г.; здесь запись поля сделана в трех различных линиях: $\lambda\lambda 4808$, 5250 и 5302, что позволяет исследовать поле на различных глубинах.

Все данные об этих записях собраны в табл. 3. В 1-м столбце — дата, номер группы, номер записи, во 2-м — время записи, в 3-м — поле (25.X 1963 г. была произведена одновременно запись обеих составляющих поперечного поля $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ и угла χ методом, описанным в [7]), затем коэффициент усиления в произвольных единицах — АТТ, угол β , позволяющий из условия $\alpha = \chi - \beta$ найти наклон α вектора поперечных колебаний к суточной параллели по известной величине χ

$$\chi = \arctg \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}. \quad (2.1)$$

Затем идут данные о калибровке: ее время, величина разности отбросов на E - и W -краях солнечного диска. Калибровка продольного поля $H_{\parallel}$ определяется из условия, что разность $E - W = 1600$ эс для $\lambda 5250$ (см. [8]). Для других линий, примененных при записи 25.X 1963 г., калибровка определяется условием (см. настоящий том, стр. 9)

$$E - W = \begin{cases} 4000 & \text{при } \lambda 4808, \\ 4450 & \text{при } \lambda 5288, \\ 3200 & \text{при } \lambda 5302. \end{cases} \quad (2.2)$$

Таблица 3

Данные о регистрациях поля униполярных групп

Дата, номер группы, номер записи	Время	Поле	АТТ записи	β	Калибровка			Калибровка $H_{\parallel}$, гс	Калибровка $H_{\perp}$, мм	Примечание
					время	отброс, мм	АТТ			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
8.VII 1962 г.	7 ^h 00 ^m — 7 ^h 20 ^m	$H_{\parallel}$	1000	—	6 ^h 50 ^m	198	1000	8,1	—	
Группа 53	7 25 — 7 33	$H_{\perp 1}$	500	44°				—	396	$\rho = 0,87$
№ 244	7 35 — 7 45	$H_{\perp 2}$	500	44				—	396	
9.VII	9 15 — 9 30	$H_{\parallel}$	1000	—				5,0	—	$\rho = 0,75$
Группа 53	9 35 — 9 55	$H_{\perp 1}$	500	49				—	643	
№ 245	10 10 — 10 23	$H_{\perp 2}$	500	49				—	643	
	11 25 — 11 50	$H_{\parallel}$	1000	—	11 20	161	2000	4,3	—	
	11 55 — 12 10	$H_{\perp 1}$	500	49				—	740	
	12 25 — 12 45	$H_{\perp 2}$	500	49	12 50	185	2000	—	740	
10.VII	14 20 — 14 32	$H_{\perp 1}$	500	45	14 10	180	2000	4,4	720	$\rho = 0,55$
Группа 53	14 40 — 14 55	$H_{\perp 2}$	500	45				—	720	
№ 246	14 58 — 15 35	$H_{\parallel}$	1000	—				—	—	
11.VII	7 45 — 8 03	$H_{\parallel}$	1000	—				5,3	—	Пятно возле центрального меридиана, $\rho = 0,27$
Группа 53	8 15 — 8 40	$H_{\perp 1}$	500	53	8 10	150	2000	—	600	
№ 247	8 45 — 8 58	$H_{\perp 2}$	500	53				—	600	
	9 02 — 9 15	$H_{\parallel}$	1000	—				5,3	—	
12.VII	8 08 — 8 34	$H_{\perp 1}$	500	43	7 55	165	2000	—	650	Пятно возле центрального меридиана, $\rho = 0,11$
Группа 53	8 38 — 8 55	$H_{\perp 2}$	500	43				—	660	
№ 248	8 58 — 9 19	$H_{\parallel}$	1000	—				4,8	—	
13.VII	8 53 — 9 25	$H_{\parallel}$	1000	—	8 50	165	2000	4,8	660	$\rho = 0,13$
Группа 53	9 30 — 9 57	$H_{\perp 1}$	500	42						
№ 249	10 00 — 10 23	$H_{\perp 2}$	500	42						
14.VII	7 30 — 8 10	$H_{\parallel}$	1000	—	7 20	170	1000	9,4	680	$\rho = 0,35$
Группа 53	9 10 — 9 30	$H_{\perp 1}$	250	44						
№ 250	9 35 — 10 00	$H_{\perp 2}$	250	44						
16.VII	7 30 — 7 50	$H_{\parallel}$	1000	—	7 10	196	1000	8,2	—	Входная щель 80×0,5, $\rho = 0,73$
Группа 53	7 57 — 8 18	$H_{\perp 1}$	500	45		178	1000	9,0	374	
№ 251	8 20 — 8 42	$H_{\perp 2}$	500	45					374	
	9 34 — 9 45	$H_{\parallel}$	200	—					—	В линии H_{β}
	11 50 — 12 05	$H_{\parallel}$	250	—					—	В линии H_{β}
17.VII	9 25 — 9 40	$H_{\parallel}$	1000	—	9 20	145	1000	11	—	$\rho = 0,87$
Группа 53	9 45 — 10 05	$H_{\perp 1}$	500	45					290	
№ 252	10 15 — 10 30	$H_{\perp 2}$	500	45					290	
18.VII	7 25 — 7 35	$H_{\parallel}$	1000	—	7 20	232	1000	6,9	—	$\rho = 0,97$
Группа 53	7 40 — 7 55	$H_{\perp 1}$	500	55					464	
№ 253	8 07 — 8 25	$H_{\perp 2}$	500	55					464	
05.IX 1962 г.	15 50 — 16 05	$H_{\parallel}$	4000	—	15 35	190	6000	3,3	—	$\rho = 0,55$
Группа 72	16 05 — 16 20	$H_{\perp 1}$	1500	42				—	760	$H_{\parallel}$ не записано
№ 263	16 20 — 16 50	$H_{\perp 2}$	1500					—	760	
06.IX	10 40 — 11 08	$H_{\parallel}$	2000	—	10 30	178	4000	4,5	—	$\rho = 0,36$
Группа 72	11 08 — 12 15	$H_{\perp 1}$	1000	45				—	710	Не окончена
№ 264	12 20 —	$H_{\perp 2}$	1000	45				—	710	

Таблица 3 (окончание)

Дата, номер группы, номер записи	Время	Поле	АТТ записи	β	Калибровка			Калибровка $H_{\parallel}$, ас	Калибровка $H_{\perp}$, мм	Примечание
					время	отброс, мм	АТТ			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
07.IX	11 ^h 35 ^m — 12 ^h 10 ^m	$H_{\parallel}$	3000	—	11 ^h 20 ^m	182	3000	8,8	—	$\rho = 0,20$
Группа 72	12 15 — 12 45	$H_{\perp 1}$	1500	56°				—	364	
№ 265	12 50 — 13 20	$H_{\perp 2}$	1500	56				—	364	
08.IX	11 20 — 11 52	$H_{\parallel}$	3000		11 15	213	6000	4,0	—	$\rho = 0,073$
Группа 72	12 00 — 12 26	$H_{\perp 1}$	1500	71				—	815	Взято среднее
№ 266	12 45 — 13 10	$H_{\perp 2}$	1500	71	13 10	195	6000	—	815	$E - W$
09.IX	12 35 — 13 00	$H_{\parallel}$	3000	69	12 30	238	6000	3,4	—	$\rho = 0,31$
Группа 72	13 06 — 13 27	$H_{\perp 1}$	1500					—	950	
№ 267	13 30 — 14 00	$H_{\perp 2}$	1500					—	950	
25.X.1963 г.	9 10 — 9 55	$H_{\perp 1}, \chi$	3000	65	8 30	180	3000	—	180	$\lambda 5250$
Группа 51	10 10 — 10 50	$H_{\perp 1}, \chi$	3000	65	—	—	—	—	180	$\lambda 5250$ повторно
№ 334	10 55 — 11 30	$H_{\perp 1}, \chi$	1000	65	10 50	126	3000	—	378	$\lambda 5302$
	12 35 — 13 00	$H_{\perp 1}, \chi$	1000	65	12 20	146	3000	—	438	$\lambda 4808$, щель $1,4 \times 0,7$
	14 00 — 14 25	$H_{\perp 1}$	4000	36	—	—	—	—	122	$\lambda 5250$ повторно
	14 30 — 14 45	$H_{\perp 2}$	4000	36	14 45	122	4000	—	122	$\rho = 0,18$
	15 00 — 15 20	$H_{\parallel}$	2500	—	15 20	160	2500	8,2	—	
	15 45 — 16 05	$H_{\parallel}$	1000	—	16 10	155	1000	21	—	
	16 15 — 16 40	$H_{\parallel}$	1000	—	16 40	135	1000	33	—	

Для определения поперечного поля $H_{\perp}$ необходимо выражать сигнал поперечных колебаний в единицах сигнала калибровки i_c , приведенного к тому же усилению (АТТ), при котором сделана запись. Этот сигнал i_c определяется из величины $E-W$ умножением на отношение АТТ калибровки к АТТ записи и приведен в предпоследнем столбце. В примечаниях указана спектральная линия, в которой сделана запись поля (если только это не $\lambda 5250$), а также величина входной щели спектрографа (если она не равна $60^d \times 0,5$)* и щели фотометра (если она не равна $0,7 \times 1,8$ делений, см. наст. том стр. 9).

Ниже приводятся комбинированные карты изогаусс продольного поля, на которых одновременно нанесены ориентированные соответствующим образом отрезки прямых, представляющие собой векторы $\delta_{\perp}$ поперечных колебаний. Их наклон к горизонтали — суточной параллели — определяет угол $\alpha = \chi - \beta$ ($\alpha > 0$ — против часовой стрелки и $\alpha < 0$ — по часовой стрелке, α заключено в пределах от 0 до ± 90), а длина вектора (в мм)

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}, \quad (2.3)$$

причем на каждой карте приведен масштаб (10 мм отброса). Поделив величину $\delta_{\perp}$ на сигнал калибровки i_c , получаем величину, с помощью которой согласно фиг. 4 можно определить поперечное поле $H_{\perp}$ (см. ниже).

На фиг. 5—8 приведены комбинированные карты группы 53 с 8 по 18.VII 1962 г. (см. табл. 3), за исключением карт за 11 и 12 июля, которые приведены в дальнейшем на фиг. 15 и 16 отдельно в связи с их более

* 60^d означает 60 делений микрометра, равных 0,3 мм.

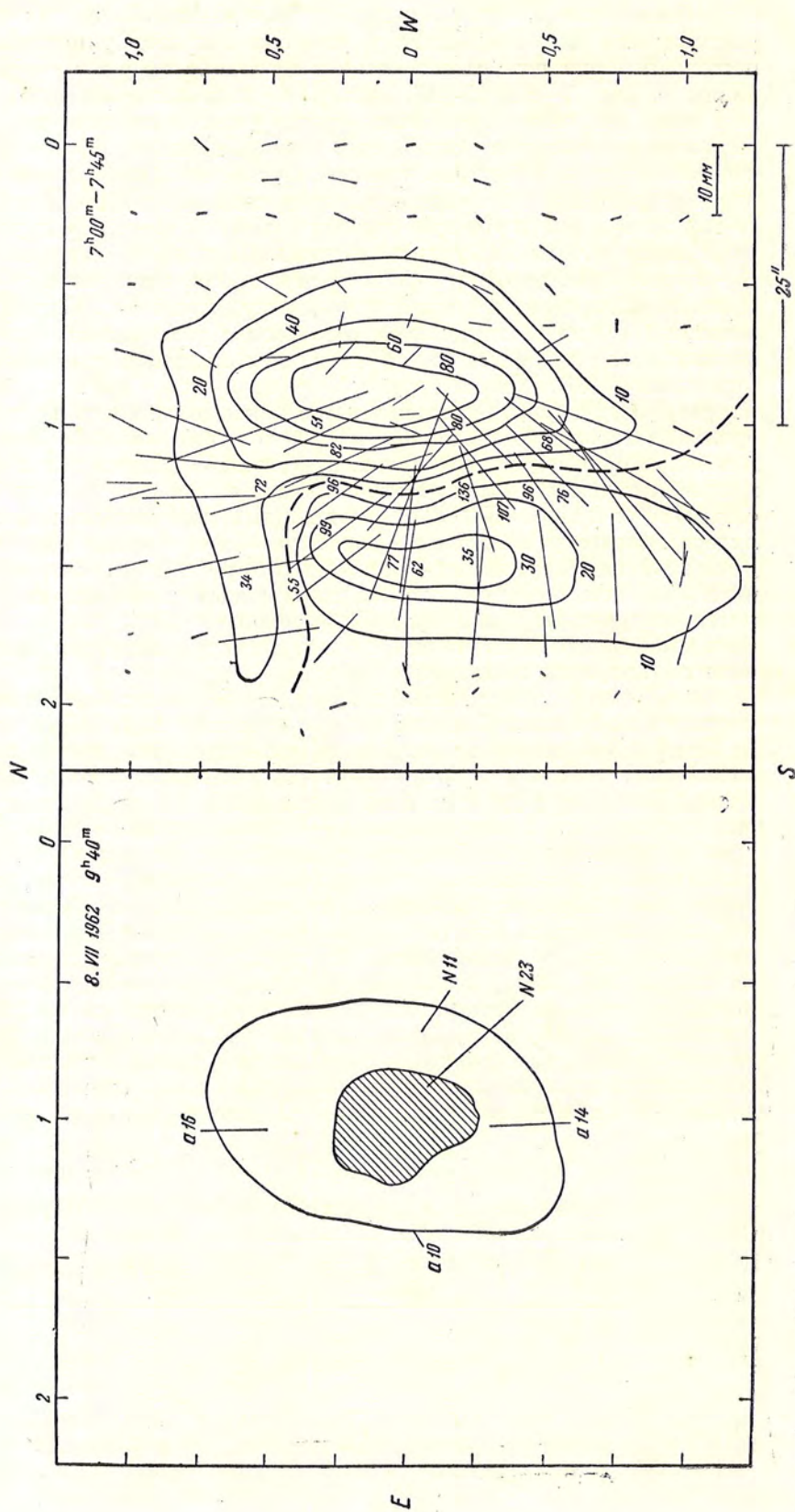
подробным исследованием. Эта группа была нами выбрана для подробного рассмотрения не только потому, что она является униполярной, но и потому, что она показывает вихревую структуру. Как мы видим на фиг. 5—8 и 15—16, векторы $\delta_{\perp}$ располагаются вдоль характерных спиралей, закручивающихся против часовой стрелки (так, как если бы пятно, с которым «скреплены» силовые линии, вращалось против часовой стрелки, и быстрее, чем его окружение). Эта вихревая структура прослеживается почти повсеместно и повседневно с 8 по 18 июля (кроме 13-го), хотя в некоторые дни она выражена сильнее, а в другие слабее. По данным работы [9] у этого пятна наблюдалась вихревая структура H_{α} -хромосферы, которая хорошо воспроизводила спиральную структуру поля, как, впрочем, и всякая другая структура в H_{α} . Следует, однако, заметить, что из 17 групп, для которых мы располагали записями магнитных полей в 1962 г. (в том числе группы, магнитные поля которых приведены в [8]), данная группа 53 единственная, показавшая вихревую структуру. Остальные ее не показывали вовсе или показывали временно некоторую тенденцию к закручиванию силовых линий только в небольшом секторе около пятна, как это наблюдалось также в [10], где вихревая структура была отчетливо видна только два дня (из 7 дней наблюдений со 2 по 8. IX 1961 г.) в отдельных секторах (не повсюду вокруг лидера). Поэтому появление вихревого — спирального характера поперечного поля вокруг пятна — явление редкое, скорее исключение, чем правило. Это же подтверждают прекрасные фотографии пятен, полученные с помощью «Стратоскопа-1» [11]; только в двух случаях из 21 можно заметить вихревую структуру в полутени (закручивание волокон полутени относительно ядер).

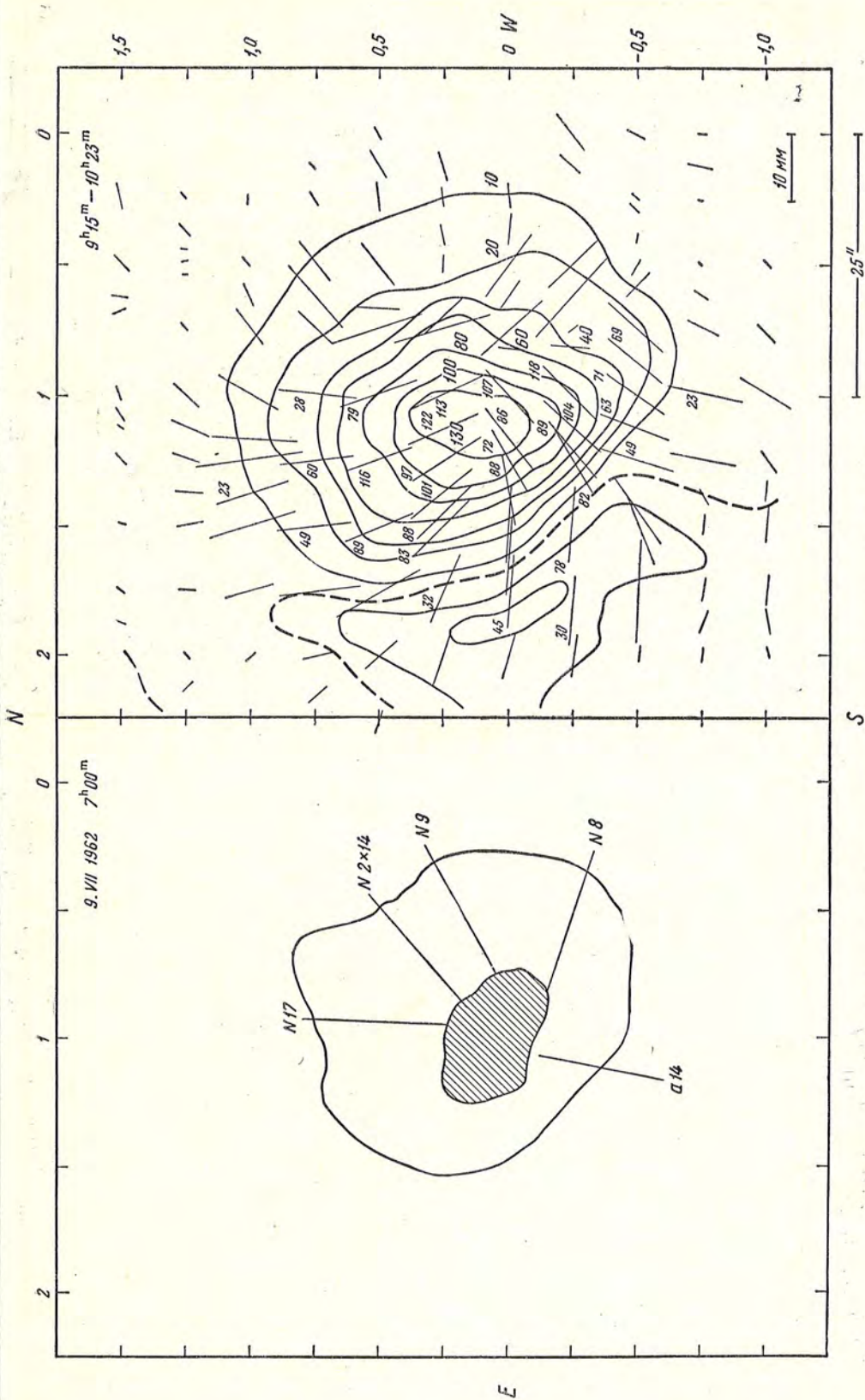
Из всех карт, полученных для группы 53, могут быть использованы карты с 8 по 14 июля (7 карт), так как начиная с 16-го (15-го наблюдений не было) карты сильно искажены эффектом проекции, а само пятно стало сильно вытягиваться и затем 17-го раздробилось на отдельные мелкие пятна. Вихревая структура была рассмотрена с 9 по 14 июля; на фиг. 9 она представлена в виде спиралей — линий, которым параллельны векторы $\delta_{\perp}$ (пунктиром изображены границы полутени пятна). Внимательное рассмотрение показывает, что крутизна спиралей слегка изменяется: вихрь лучше выражен 10, 12 и 14 июля, чем 9, 11 и 13-го. Для количественной характеристики скручивания спиралей мы приняли величину, обратную углу между касательными из двух достаточно удаленных точек на спиральной ветви, деленному на длину дуги между этими точками (средняя кривизна ветви). Эта величина определялась графически для каждой из ветвей, начерченных для пятна, затем бралось среднее для данного квадранта и среднее для всей карты в целом. В табл. 4 приведены значения этой кривизны (в некоторых произвольных единицах). Они показывают небольшие флуктуации, именно большие значения для

Таблица 4

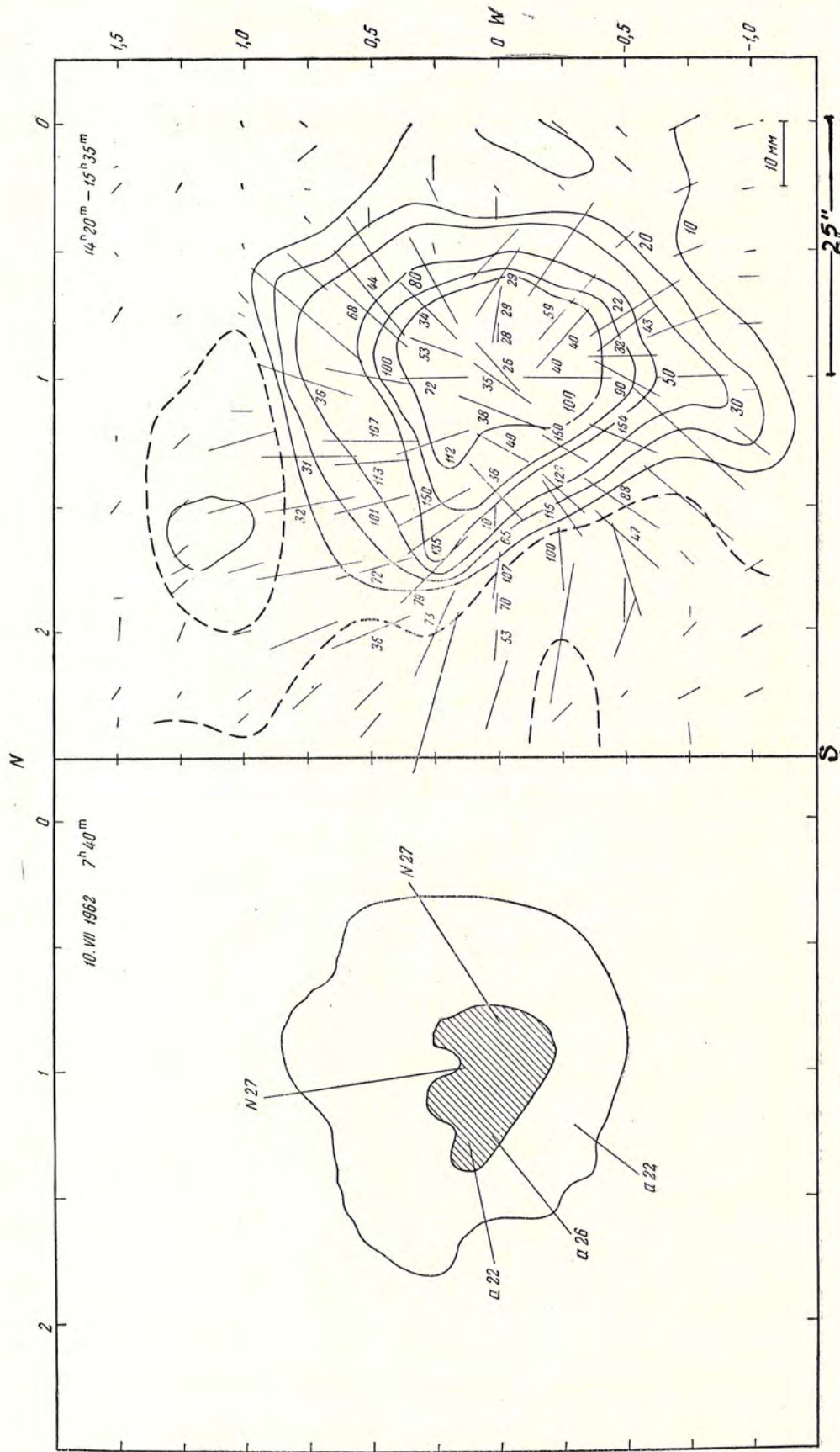
Изменения в поле для группы 53 с 9 по 14.VII 1962 г.

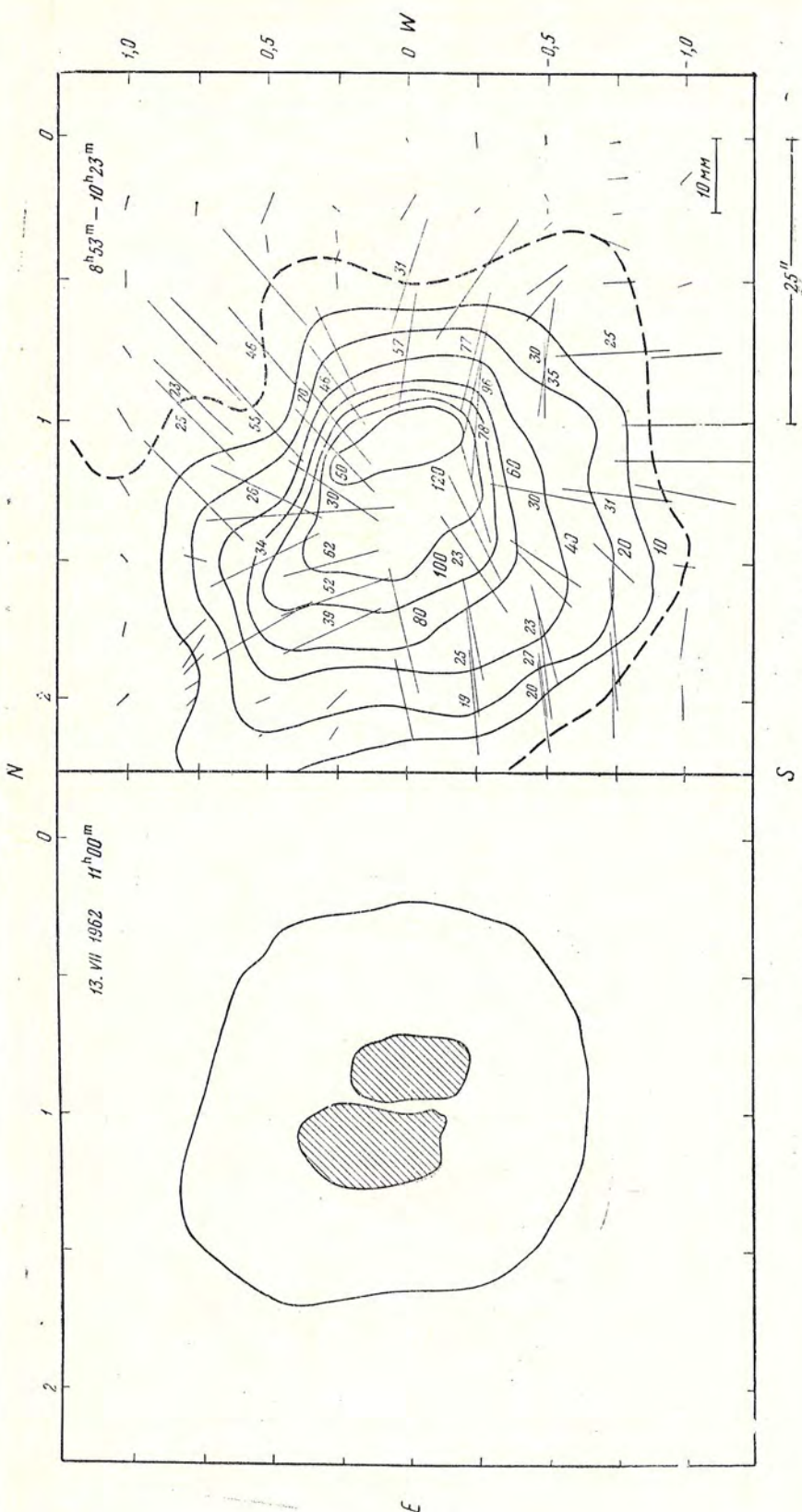
Дата, июль 1962 г.	Кривизна K	Поток $S_{\parallel} \cdot 10^6$	Площадь ядра, $S_u \cdot 10^6$	$H_m \cdot 10^{-3}$ гс	$S_u H_m$
9	0,15	129	53	2,2	11,7
10	0,205	227	86	2,8	24,0
11	0,17	234	103	2,8	29,0
12	0,24	272	108	2,6	28,0
13	0,105	157	85	2,6	22,0
14	0,16	310	110	3,4	37,4



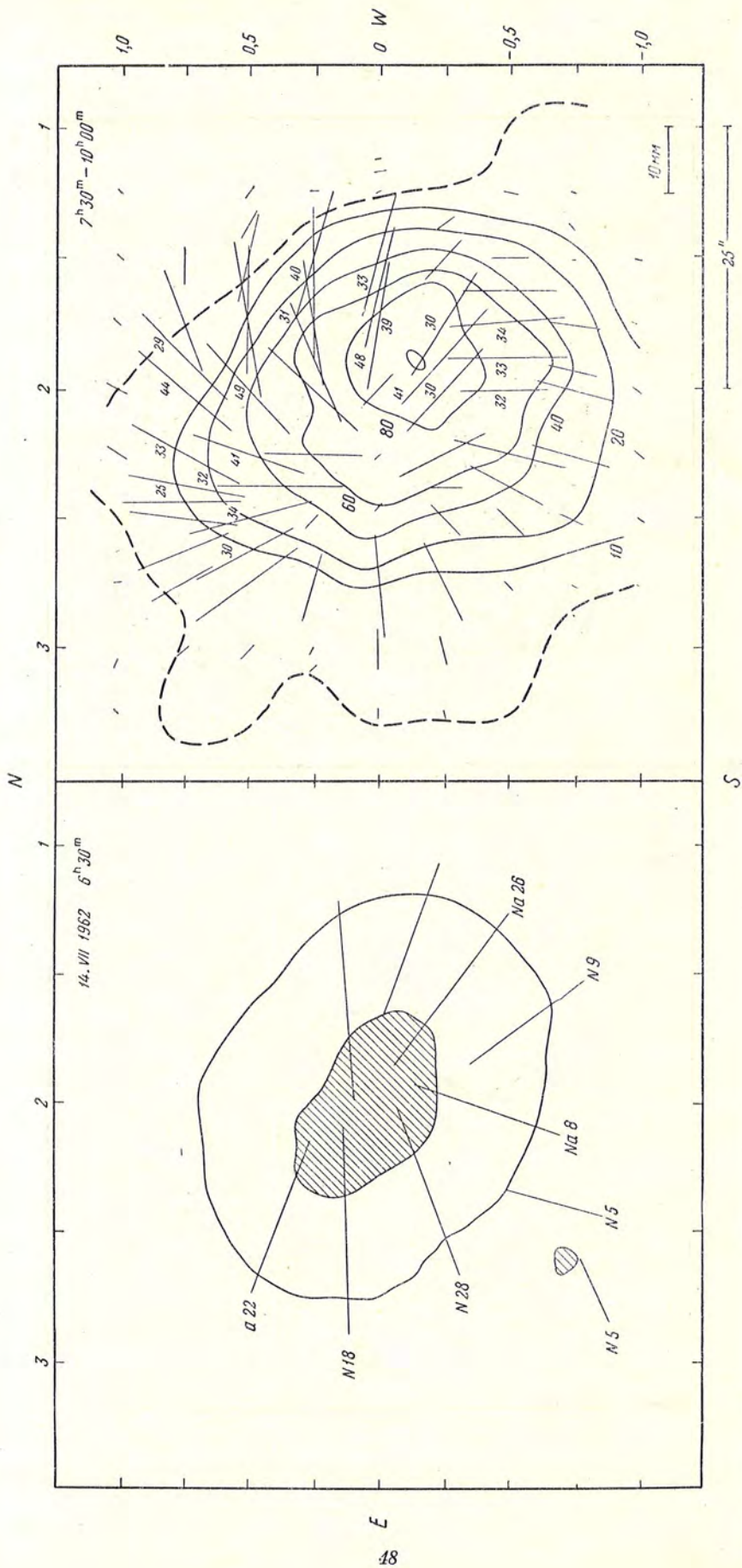


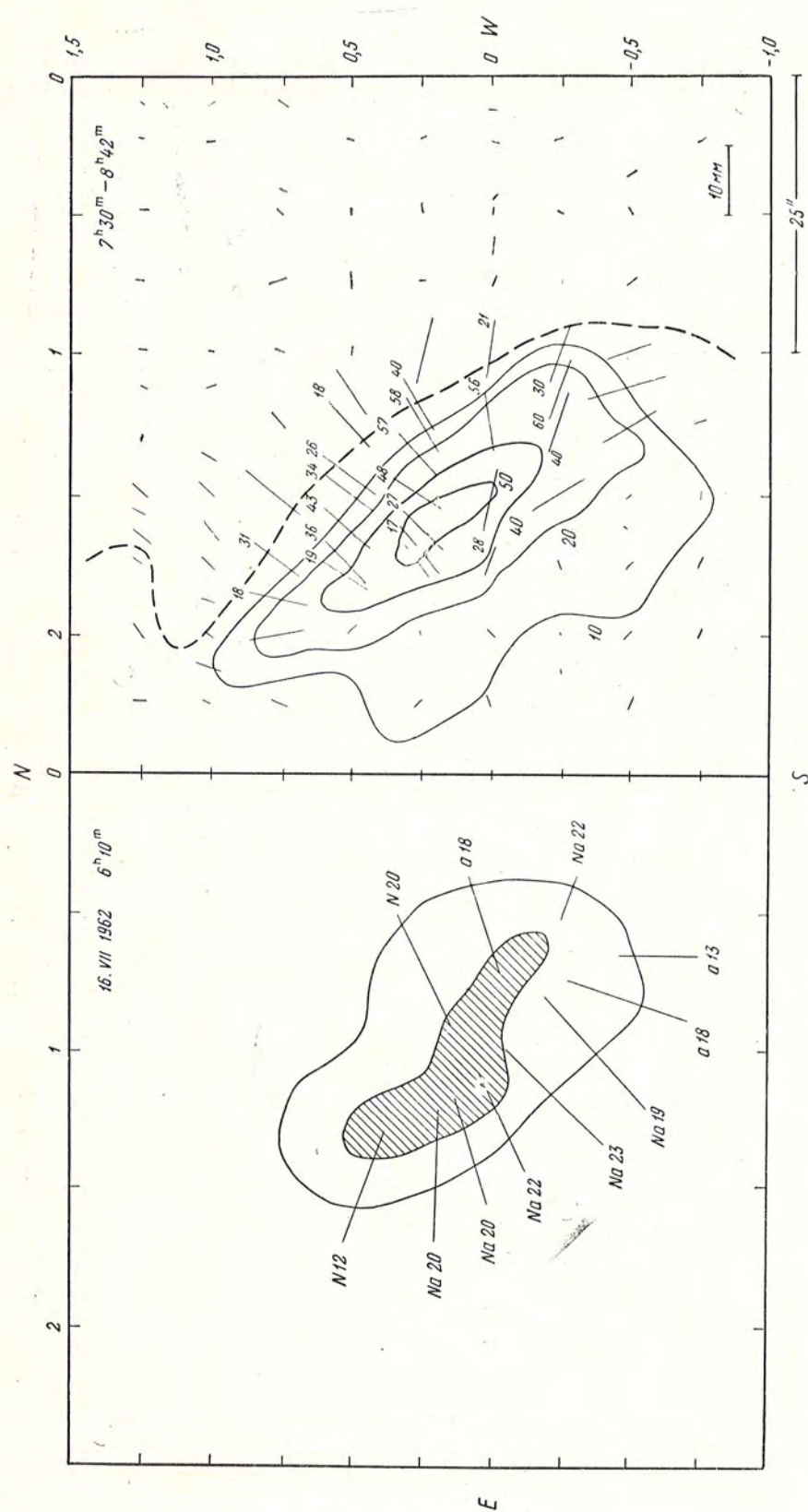
Фиг. 5. Эскиз и комбинированная карта поля группы 53 8 и 9.VII 1962 г.



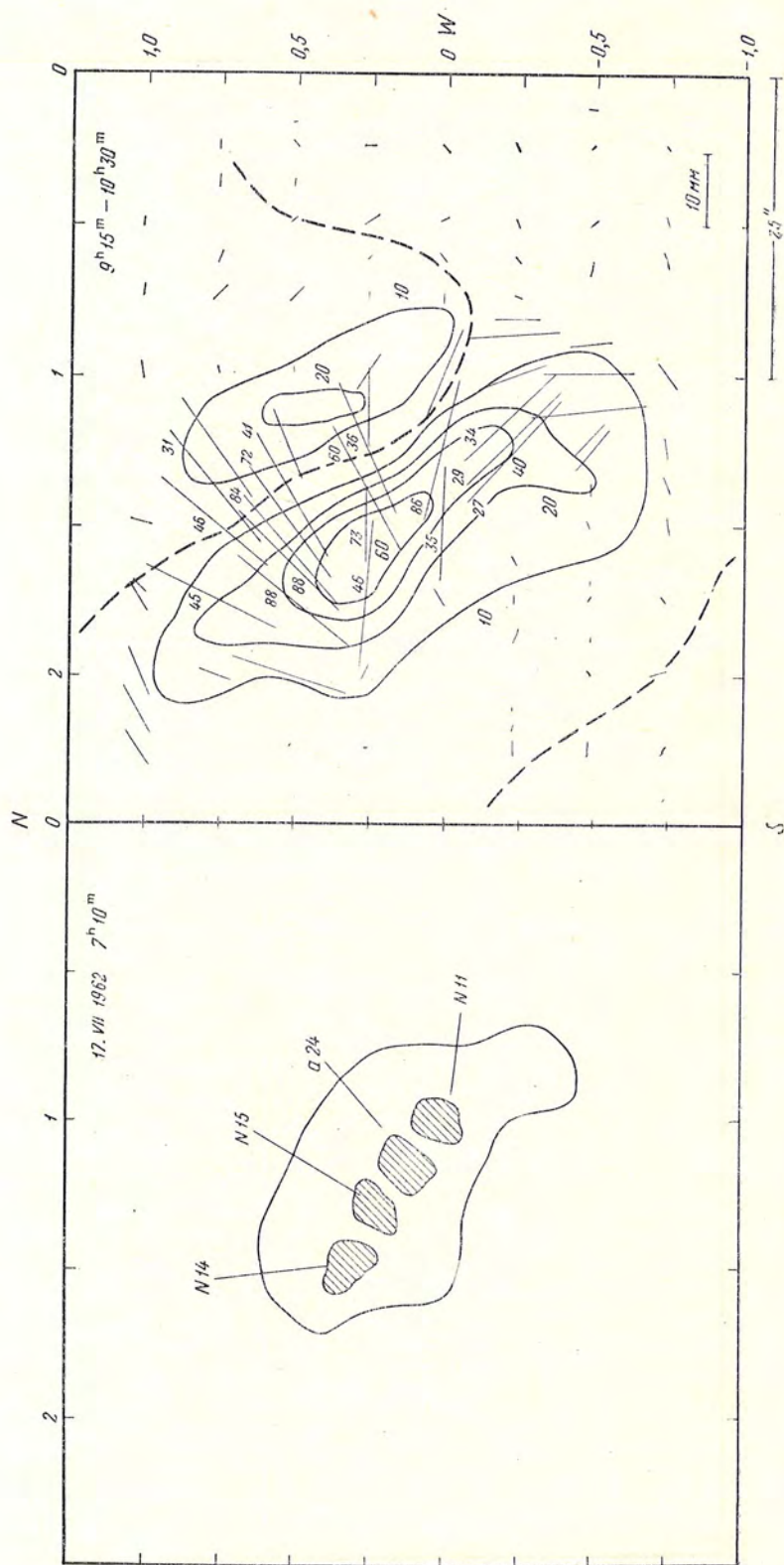


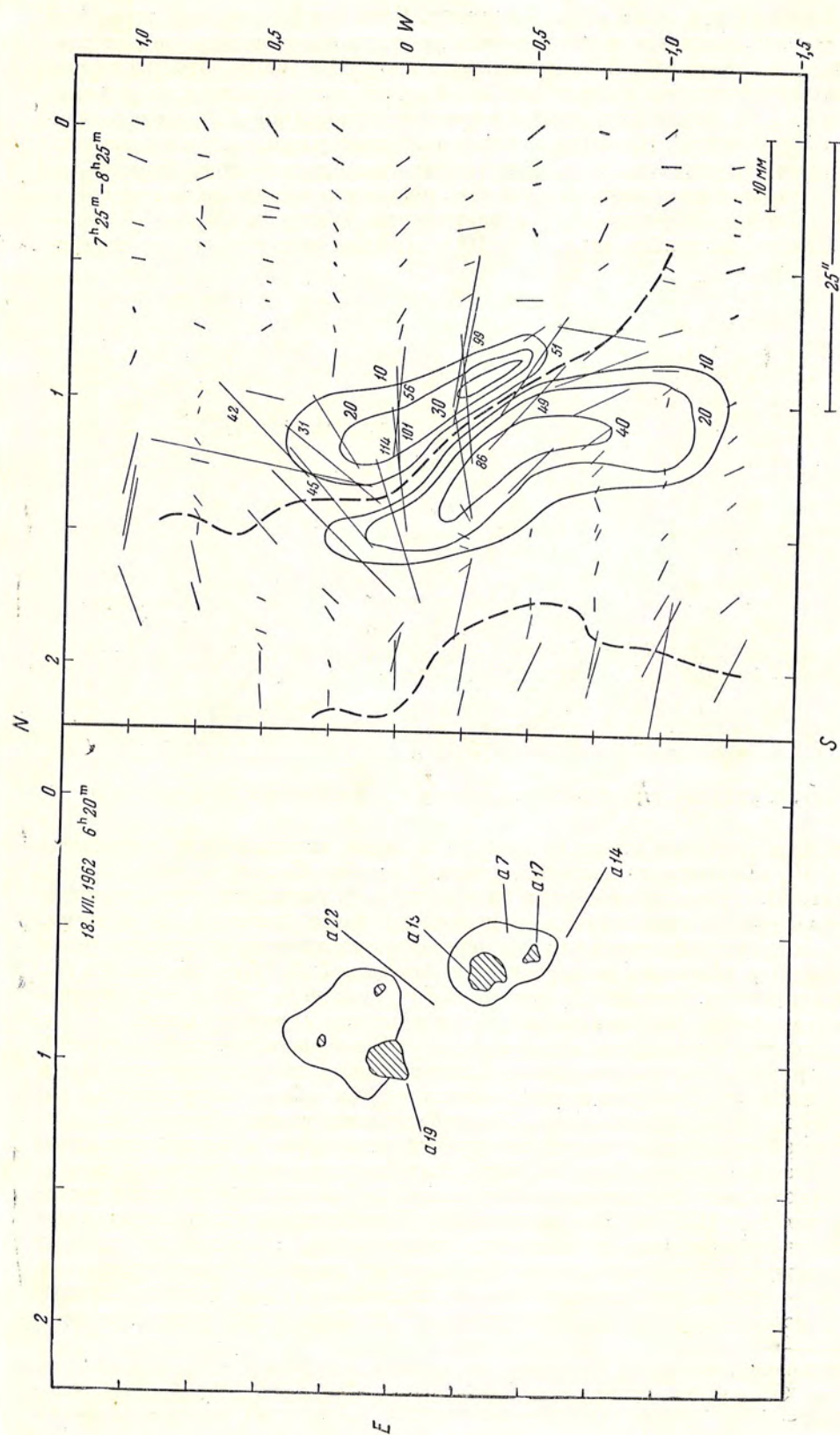
Фиг. 6. То же, что на фиг. 5, для 10 и 13.VII 1962 г.





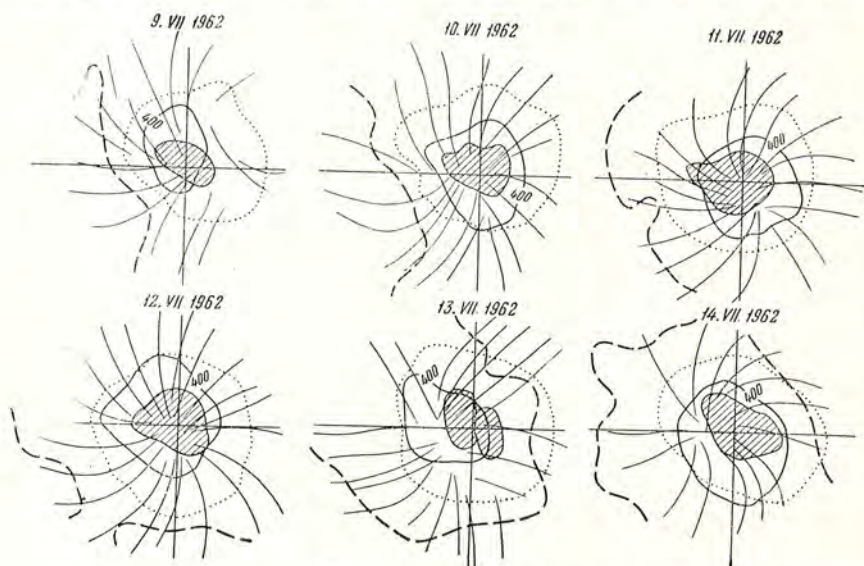
Фиг. 7. То же, что на фиг. 5, для 14 и 16.VII 1962 г.





Фиг. 8. То же, что на фиг. 5, для 17 и 18.VII 1962 г.

10, 12 и 14-го, чем для 9, 11 и 13-го июля. Если эти флуктуации отражают скручивание, усиление азимутального поля, то одновременно может усиливаться и вертикальная составляющая поля. Мы видим, что изогауссы продольного поля на картах фиг. 5—8 везде почти ортогональны к спиральям $\delta_{\perp}$. На фиг. 9 для каждой карты сплошной линией проведена изогаусса $H_{\parallel} = 400$ гс. Площадь, занятая этой изогауссой, также показывает некоторые флуктуации, т. е. флуктуации продольного поля (при $H_{\parallel} = 400$ гс может наступить насыщение, поэтому о потоке поля трудно судить). Поток — площадь $S_{\parallel}$, ограниченная контуром $H_{\parallel} = 400$ гс, — приведен в 3-м столбце табл. 4 (в 10^{-6} площади диска), а в 4-м столбце



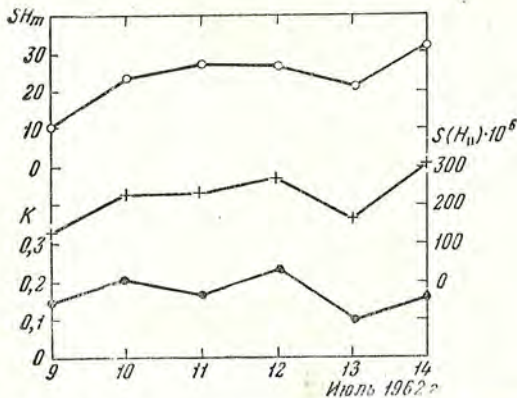
Фиг. 9. Вихревая структура пятна группы 53 и ее изменения ото дня ко дню

приведены значения площади ядра S_u и затем максимальная напряженность H_m абсолютного поля по данным Службы Солнца и поток $S_u H_m$. Из фиг. 10, где воспроизводятся данные табл. 4, видно, что с увеличением скручивания (ростом кривизны) несколько растет поток $S_{\parallel}$ и обратно. В то же время абсолютная напряженность практически неизменна (если не обращать внимания на неуверенное значение 3,4). Хотя значениям H_m доверять нельзя, но если $H_m = \text{const}$, то флуктуации S_H в фазе со скручиванием означают, что меняется угол γ наклона силовых линий ($H_{\parallel} = H_{\text{абс}} \cos \gamma$), и уменьшение, а затем увеличение площади, занятой изогауссой 400, означает, что развал снопа силовых линий то увеличивается (при ослаблении $H_{\parallel}$), то уменьшается (азимутальное поле, закручиваясь, делает поле более продольным). Это наблюдение, таким образом, не дает оснований говорить о связи между скрученностью и напряженностью поля, как это должно было бы быть, если бы вихрь имел магнитную природу (поле типа бессилового). Вероятно, это соответствует факту, установленному в [12], что нет связи между H_{α} -вихрями и полярностью и напряженностью пятен; в частности, направление спиралей не зависит от полярности пятен и такое же, как у земных циклонов: в северном полушарии — по часовой стрелке (что и наблюдается для данного пятна), а в южном — против часовой стрелки*. Наблюдаемые нами флуктуа-

* Заметим, что в [10] ошибочно утверждается, что вихревая H_{α} -структура, по данным Хэйла и Ричардсона, направлена против часовой стрелки для северного полушария и по часовой стрелке — для южного. H_{α} -структура, как показано в [9],

ции, если они реальны, вероятно, отражают чисто гидродинамические крутильные колебания вихря, которым следует (пассивно) магнитное поле (крутильные колебания трубки силовых линий).

Следует отметить также, что спиральная структура 13.VII 1962 г. выражена наихудшим образом, если выражена вообще; в этот день наблюдается разделение тени на два ядра, возможно, однако, что это не деление, а появление мостика. Уже на другой день (14 июля) это явление исчезает и спиральная структура восстанавливается вновь. Кажется возможным связать разрушение спиральной структуры с появлением некоторой нестационарности в ядре пятна. Можно было бы предположить, что аналогичный эффект имеет место 16 июля, однако 15-го наблюдений не было, а 16-го сильны искажения из-за эффекта проекции и вообще трудно судить, имеется спиральная структура или нет. Вопрос о том, связано ли исчезновение спиральной структуры с различного рода неустойчивостями пятна (его деление, вытягивание), требует большего материала, одно указание слишком недостоверно.



Фиг. 10. Флуктуации средней кривизны K спиралей пятна группы 53 (в условных единицах), потока продольного поля $S(H_{||})$ и потока полного поля SH_m для разных дней

Обращает на себя внимание в спиральной структуре то, что закручивание хорошо выражено в основном на периферии поля, на некотором (иногда значительном) расстоянии от ядра, там, где поле сравнительно слабое. Это хорошо заметно на всех картах группы 53, а также во всех других случаях, где наблюдается спиральная структура. Эффект этот лучше всего виден на проволочной модели группы 53 за 12 июля, представленной на фотографии фиг. 28. Это обстоятельство, по-видимому, свидетельствует о том, что вихрь, который иногда сопутствует пятну, не способен существенно деформировать сильное поле и вызывает скручивание только в тех районах, где оно сравнительно слабое, — на периферии. С другой стороны, то, что подобный вихрь способен частично или целиком увлечь магнитное поле (на периферии), свидетельствует в свою очередь хотя бы о частичной вмороженности поля на уровне фотосферы, как это отмечается в [14].

Одна качественная особенность поля рассматриваемого пятна связана, по-видимому, тесно с фактом спиральной структуры. Просмотр карт фиг. 5—9 показывает, что вначале до 13 июля — дня, когда произошло нарушение спиральной структуры, в течение четырех дней с 9 по 12 июля

точно следует (в смысле направления) направлению поля, в частности для нашего пятна № 53, которое показало вращение спиральной структуры по часовой стрелке. (В работах Хэйла [13] и Ричардсона [12] говорится о том, что спирали закручиваются так, как если бы пятно было закручено в том же направлении, что и вращение Солнца на экваторе, т. е. против часовой стрелки в N -полушарии и по часовой — в S -полушарии, что и дает вихревую структуру — спирали, идущие по часовой стрелке в N -полушарии и против — в S -полушарии). Исходя из этой ошибочной интерпретации результатов Хэйла и Ричардсона и тенденции к закручиванию по часовой стрелке структуры полутени видимой в белом свете, авторы [10] делают вывод о противоположном закручивании в хромосфере и фотосфере. Этот вывод, очевидно, является недоразумением.

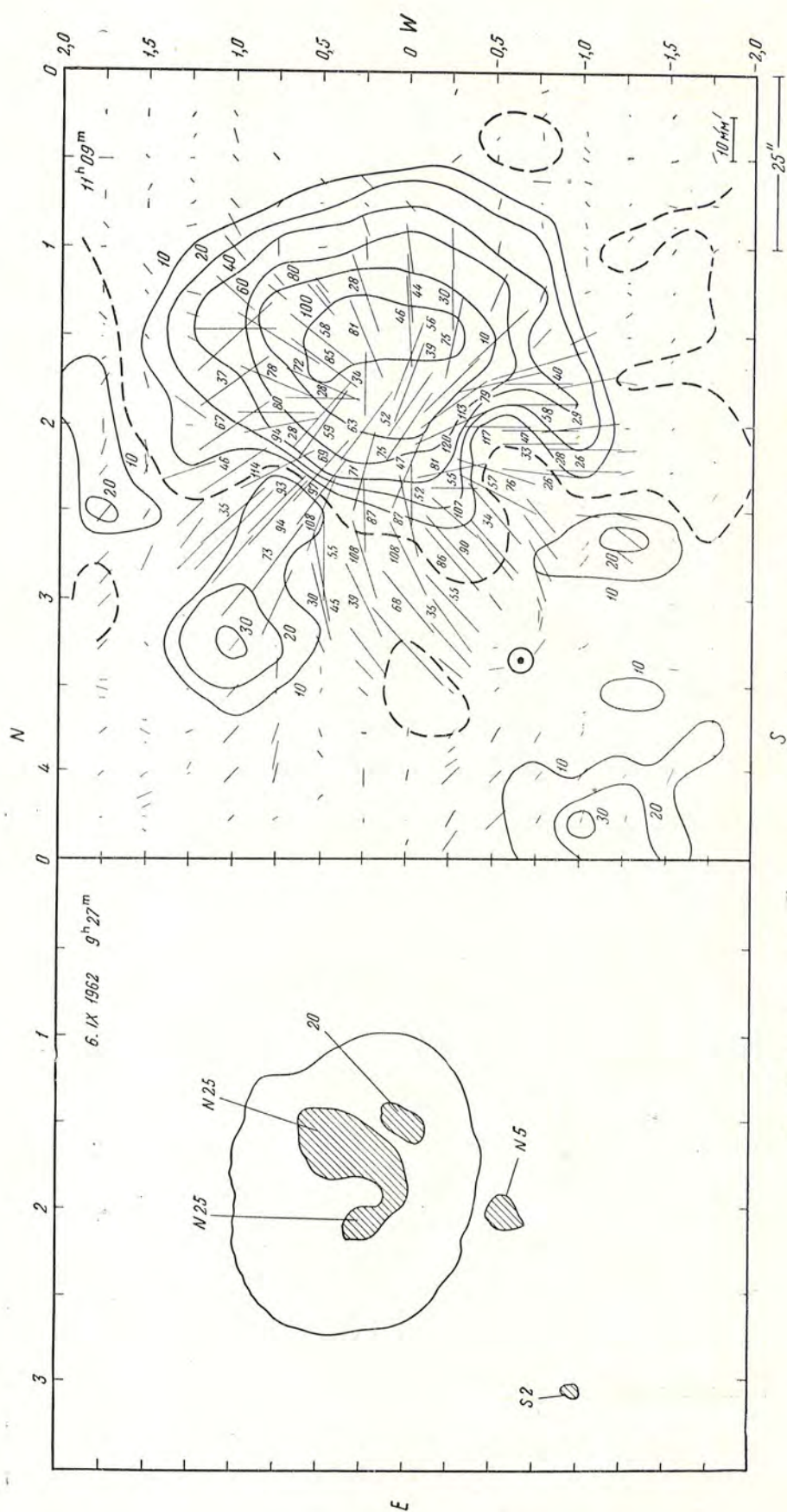
прямо на восток (по горизонтали нуль) и на северо-восток (в областях горизонталей 0,25—0,50 и вертикалей $x = 1,0 \div 2,0$) наблюдаются очень сильные поперечные поля; в этих районах встречаются наибольшие значения векторов $\delta_{\perp}$ вплоть до дня прохождения пятна через центральный меридиан. Дело обстоит так, как если бы ось пятна была заметно завалена к востоку: на восток и северо-восток поперечные поля существенно больше, чем на западе. Это же с очевидностью следует и из рутинных визуальных измерений полей Службы Солнца (см. эскизы пятен с полями на фиг. 5—9). Уже 12-го поперечное поле становится более или менее равномерным вокруг пятна, а 13 июля и затем в последующие дни (14, 16-го и т. д.) картина резко меняется: 13-го поперечные поля наиболее сильные на западе, 14-го они сильнее всего выражены на западе и северо-западе, 16-го все поперечные поля сосредоточены практически на западе, однако 16-го уже сильны искажения из-за проекции, но 13-го и 14-го эффект проекции пренебрежим (прохождение через центральный меридиан было 11-го). Таким образом, 13-го дело происходило так, как если бы магнитная ось пятна изменила свое направление и трубка силовых линий наклонилась (между 12 и 13-м) на запад.

Хотя до 13-го поблизости от пятна не было никаких других полярностей, на восток на расстоянии порядка 1—2 диаметра пятна находилась обширная область противоположной полярности. Между пятном и этой областью в районе нулевой линии $H_{\parallel} = 0$ не было существенного поля; на всех картах в районе $H_{\parallel} = 0$ не только продольное, но и поперечное поле практически исчезало. Возможно, однако, что пятно взаимодействовало (замыкалось) с областью на востоке через трубку силовых линий, которая шла над фотосферой, высоко над линией $H_{\parallel} = 0$.

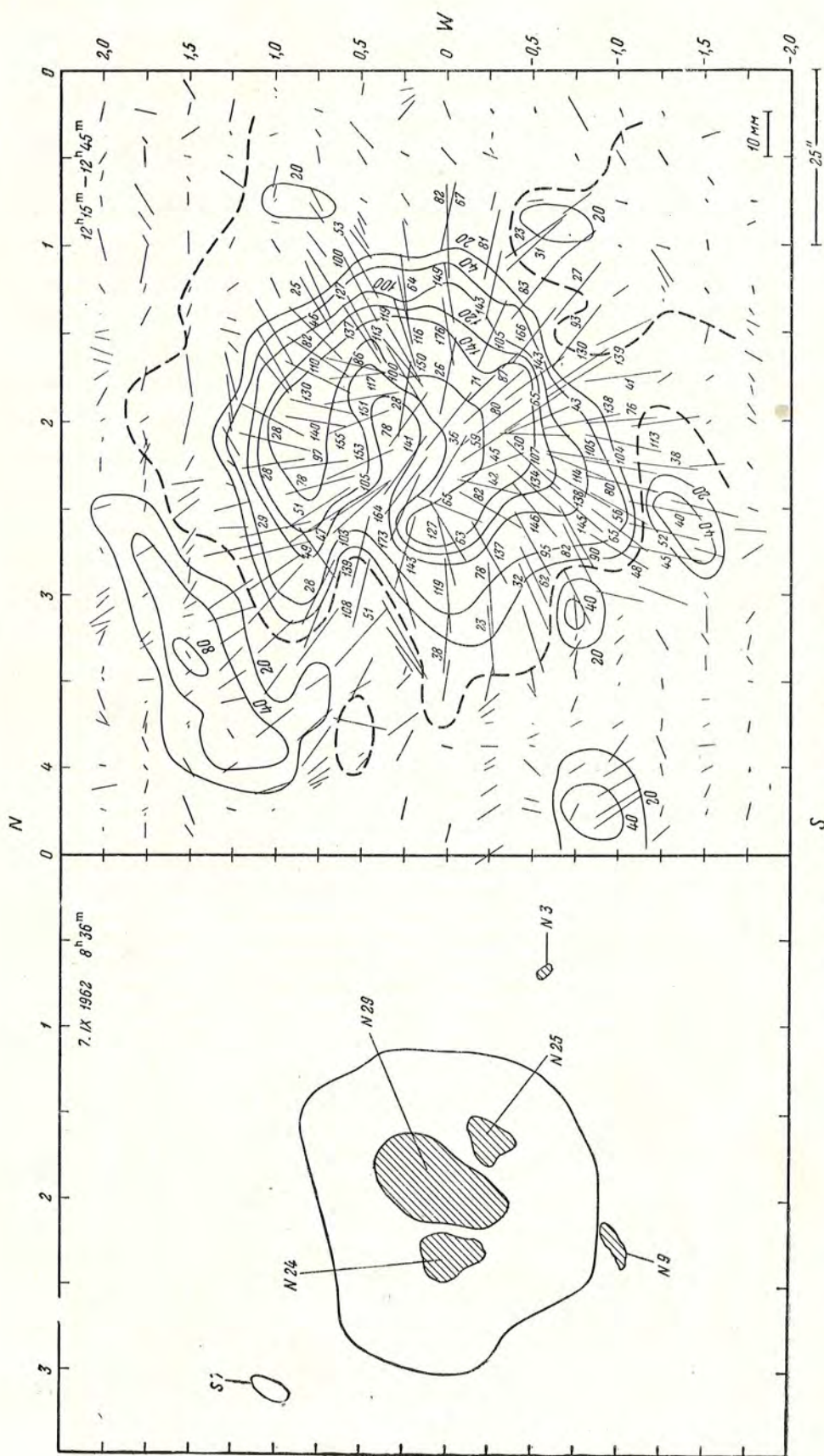
Интересно, что 13-го и в последующие дни поле в этой области на востоке стало резко ослабевать и 16-го практически исчезло. Это, вероятно, связано с появлением на востоке небольшого пятна той же полярности. Возможно, что изменение наклона оси пятна 13-го связано с этим резким падением поля противоположного знака на E от пятна и одновременным экранированием взаимодействия N - и S -полярностей промежуточным N -полусом. Во всяком случае, факт изменения наклона силовых линий 13-го, наклона оси пятна несомненен и с ним нельзя не связать временное исчезновение вихревой структуры. Если изменение наклона связано с ослаблением взаимодействия пятна с соседней областью другой полярности, то исчезновение вихревой структуры также следует связать с исчезновением взаимодействия пятна с окружением, но не наоборот, как это предполагается в [10]. То, что вихрь восстановился 14-го, несмотря на изменение магнитного взаимодействия, так же скорее свидетельствует в пользу того, что он гидродинамической природы.

Концентрация сильного поперечного поля в определенных направлениях делает картину поля неоднородной — поле сосредоточивается как бы в жгутax, исходящих более или менее радиально из ядра и замыкающихся где-то в окружении. Для униполярного пятна 53 наблюдается одна такая область на восток от пятна (она хорошо выражена на карте 10 июля). Эта область была отмечена заметным холмом продольного поля и поперечным полем вплоть до 14-го. С 13 июля область E исчезает и выделяется такая область на NW и W от пятна, где замыкаются силовые линии пятна 13 (видна также одна такая область на юге). Но эти области не отмечены сколько-нибудь заметным продольным полем, хотя поперечное поле там значительное.

Перейдем теперь к качественному рассмотрению двух других групп, указанных в табл. 3. Комбинированные карты $H_{\parallel}$ и $\delta_{\perp}$ для группы 72 приведены на фиг. 11—13, кроме карт за 8 и 9 IX.1962 г., приведенных отдельно на фиг. 21 и 22.



Фиг. 12. Эскиз и комбинированная крата поля пята группы 72 6.IX 1962 г.



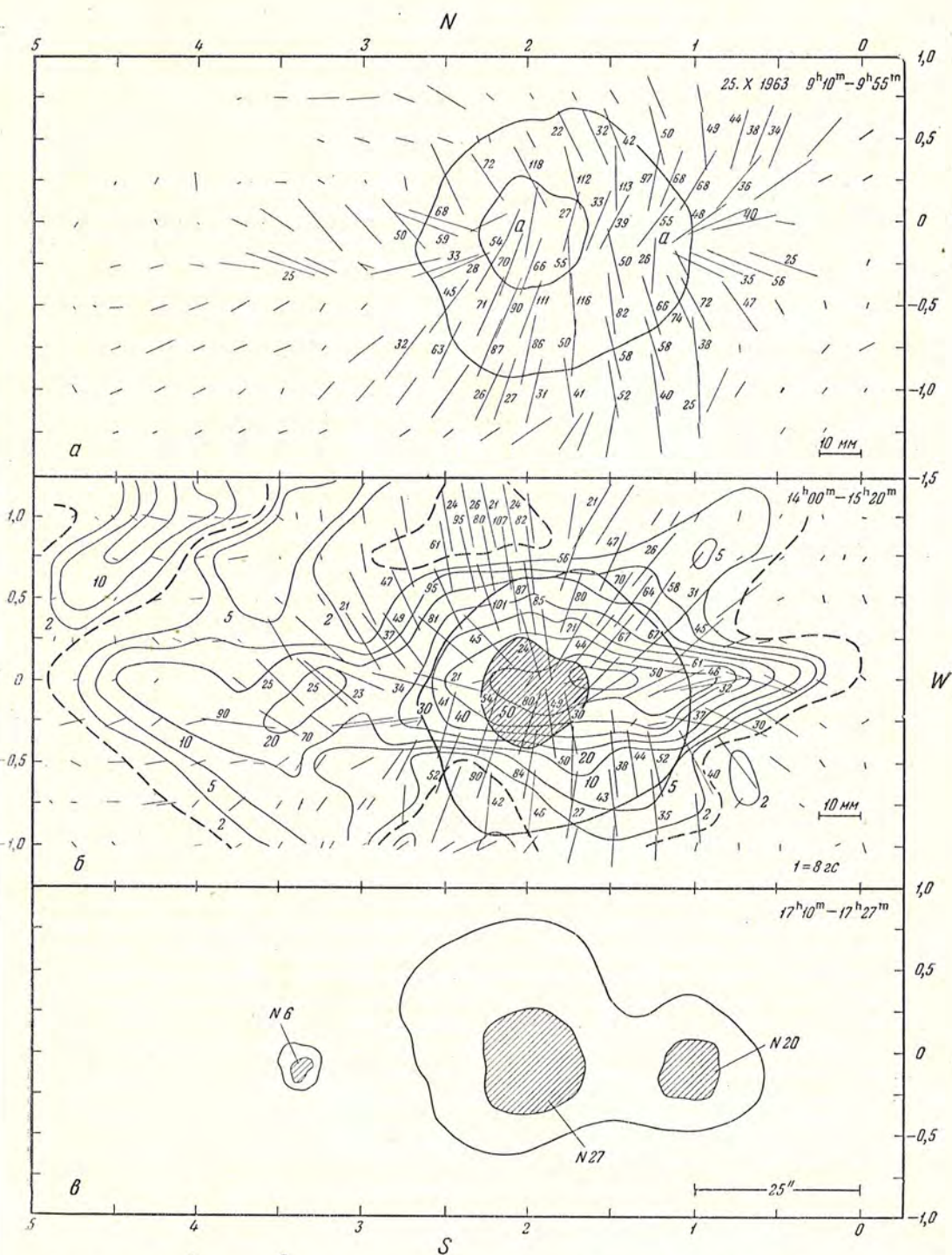
Фиг. 13. То же, что на фиг. 12, 7. IX 1962 г.

Первое, что следует отметить, — это отсутствие вихревой структуры или какой-либо другой подобной правильной структуры. Характерна картина широкого развала снопа силовых линий. В проекции на картинную плоскость поле выглядит так, как если бы ядро пятна было радиантом, из которого исходит подавляющее большинство стрелок $\delta_{\perp}$. (Эффект проекции везде пренебрежим, пятно проходило через центральный меридиан 8 сентября; см. табл. 3.) Как и в предыдущем случае группы 53, поле концентрируется в отдельных жгутах. Однако если в группе 53 эти жгуты не замыкались по соседству от пятна (за исключением, возможно, большой области на E), то здесь ясно обозначаются холмы продольного поля $H_{\parallel}$ или пятна по соседству с рассматриваемым большим пятном, к которым направлены жгуты стрелок $\delta_{\perp}$ и где в ряде случаев они замыкаются. Это хорошо видно на картах 6 сентября и других; выделяются устойчивые области на NE , W и SW , куда всегда направлены потоки силовых линий с наибольшими значениями $\delta_{\perp}$. 6 сентября заметна область на SE — холм продольного поля (на карте 6-го место замыкания силовых линий отмечено точкой с кружком, там не было такого холма). Область на W от пятна возникает 7-го. В течение трех дней (с 7 по 9 сентября) обозначаются такие области-«спутники» на SW от пятна.

Пятно хотя и было униполярным, но состояло из трех ядер — одного среднего, большого и двух маленьких по краям. Под конец 9 сентября все три ядра слились и образовали общую тень в виде буквы z . Интересная метаморфоза поля возникла 7 сентября: здесь вместо обычного, почти концентрического расположения изогauss продольного поля $H_{\parallel}$ наблюдается сильный изгиб изогauss $H_{\parallel} = 100$ в глубь ядра пятна. Вместе с нею изогнулись и другие изогauss 120 и 140, так что вместо холма продольного поля с центром в ядре образовалась гряда в виде полукольца с узким проходом и сильными поперечными полями. Судя по конфигурации пятен, выступу изогauss и выступу нулевой линии на восток от группы, вероятно, произошел небольшой поворот группы вместе с магнитным полем по часовой стрелке. Это видно также из сравнения некоторых других деталей магнитных карт.

Группа 51, наблюдавшаяся 25.X 1963 г., была, строго говоря, биполярной, очень широко разнесенной по долготе; на фиг. 14 представлена комбинированная карта $H_{\parallel}$ и $\delta_{\perp}$ лидера этой группы, который можно, вероятно, рассматривать как униполярное пятно, поскольку остальные пятна были от него очень удалены. Это пятно 24-го и 25-го утром на зарисовке, сделанной в 8^h30^m московского времени, имело вид типичного спокойного, стационарного пятна, оно имело круглую форму и одно ядро (зарисовка воспроизведена на самих магнитных картах фиг. 14). Однако к вечеру (около 17^h моск. времени) 25-го пятно уже разделилось на два, как видно на эскизе фиг. 14, в.

На фиг. 14, б приведены векторы $\delta_{\perp}$ для записи в $\lambda 5250$, сделанной в конце серии, в 14^h30^m, в момент, наиболее близкий к записям продольного поля. Две предыдущие записи $\delta_{\perp}$ мало отличаются от этой, особенно запись, сделанная с 10^h10^m до 10^h50^m, практически совпадает с фиг. 14, б. Запись, сделанная утром в 9^h10^m—9^h55^m, приведена на фиг. 14, а. Анализ поведения векторов $\delta_{\perp}$ с целью выяснения эффекта вращения поля с глубиной сделан в [15]. Интересная особенность группы — это вытянутые в направлении E — W контуры изогauss, которые резко отличаются от контуров пятна, зарисованного в 8^h утром, перед началом записей на магнитографе. Кроме того, наибольшие поля $H_{\parallel}$ находятся на краю ядра, их изогauss не концентричны с ядром. Почти в самом ядре, на SE от его центра, встречается очень сильное поперечное поле ($\delta_{\perp} = 90$ мм) и тут же рядом в полутени находится нулевая линия продольного поля $H_{\parallel} = 0$. Так же как в предыдущих случаях, поле здесь сосредоточено в отдельных



Фиг. 14. Поперечное поле и эскиз пятна группы 51 утром 25.X 1963 г. (а);
комбинированная карта поля и эскиз пятна после полудня (б);
эскиз пятна вечером того же дня (в)

жгуты: один идет на север, хорошо выделяются жгуты на восток и запад, идущие в направлении вытянутости изогнаусс и образующие подобие «barred spirals». Впрочем, такая особенность — контакт продольного и поперечного поля в ядре — нередко встречается в пятнах [8], и, более того, иногда пятна не совпадают с холмами поля и наоборот, как отмечено в [8] и [16]. Вообще, видимо, не исключено такое положение, когда наибольшее продольное поле локализуется на одной стороне или в стороне от ядра пятна, а в остальной области наблюдаются даже чисто поперечные поля в самом ядре пятна, как это мы обнаружили для большого пятна в [17] и как это было недавно подтверждено австралийцами [18] на основе тщательного фотометрического анализа тени некоторых пятен.

В случае рассматриваемого пятна 51 специфическая особенность группы — вытянутость изогнаусс вдоль $E-W$ и их несовпадение с контурами пятна, зарисованного утром, — связана с фактом дезинтеграции пятна в течение всего дня 25 октября и делением пятна на два. На эскизе фиг. 14, в, сделанном после измерений на магнитографе в 17^h, уже хорошо видны два пятна.

Интересно, что уже на утренней записи поперечного поля, приведенной на фиг. 14, а, хорошо намечаются два места расходимости (радианта) векторов $\delta_{\perp}$ (отмечены буквами а) на картах а и б — места, совпадающие с будущими отдельными ядрами. Очень вероятно, что «магнитное деление» пятна произошло раньше, чем «оптическое деление». В связи с этим вообще возникает вопрос о том, не связаны ли отмеченные выше особенности, такие, как появление тонкой структуры поля, жгутов, поперечных полей внутри ядер пятен, с их неустойчивостью, распадом.

Ответить определенно на этот вопрос сейчас еще трудно, но уверенно можно сказать, что вихревую спиральную структуру поля едва ли можно рассматривать как основное устойчивое состояние поля пятна (если такое вообще существует) ввиду ее очень редкой встречаемости и довольно кратковременного существования.

§ 3. Количественный анализ магнитных полей и системы электрических токов униполярных групп

Определение абсолютной величины и направления вектора поля в пространстве было сделано для двух групп — 53 и 72, рассмотренных в § 2. Измерения дают нам для каждой точки карты следующие величины: сигнал продольного поля $\delta i_{\parallel}$ и два сигнала $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ — составляющих вектора поперечных колебаний. Все эти величины на приведенных картах выражены в миллиметрах отброса электронного потенциометра. Для каждой записи известна цена 1 мм отброса продольного поля $\delta i_{\parallel}$ в гаусах, приведенная в табл. 3, и величина $E-W$ в миллиметрах, также данная в табл. 3, в единицах которой нужно выразить длину вектора поперечных колебаний:

$$\delta_{\perp} = \sqrt{\delta_{\perp 1}^2 + \delta_{\perp 2}^2}, \quad (3.1)$$

чтобы найти поперечное поле $H_{\perp}$ с помощью эмпирической калибровочной кривой фиг. 4. Найденное значение $H_{\perp}$ позволяет найти длину вектора H

$$H = \sqrt{H_{\parallel}^2 + H_{\perp}^2} \quad (3.2)$$

и затем угол наклона γ вектора H к лучу зрения по формуле

$$\cos \gamma = \frac{H_{\parallel}}{H}. \quad (3.3)$$

Нулевой разрез группы 53 12.VII 1962 г.

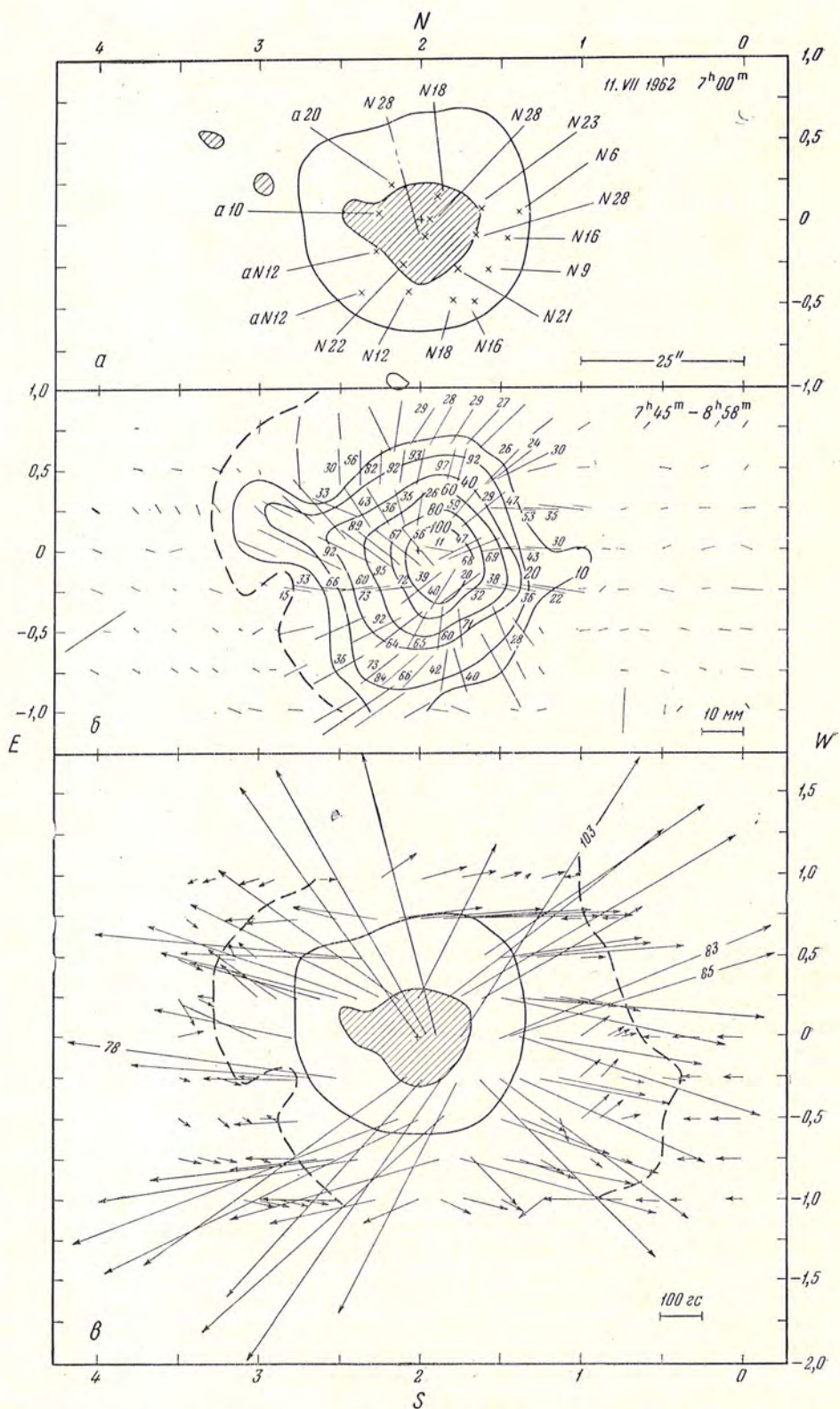
x	$\delta_{\perp 1}$	$\delta_{\perp 2}$	x	$\delta_{\perp}$, ММ	$\frac{\delta_{\perp}}{(E-W)}$	$H_{\perp}$, эс	α	$\delta_{\parallel}$, ММ	$H_{\parallel}$, эс	H , эс	$\cos \gamma$	γ
0	2	0	45	2	$3 \cdot 10^{-3}$	45	2	1	4,8	46	0,104	84
1	0	-1	90	1	1,5	20	47	1	4,8	21	0,23	77
1,5	0	4	0	4	6,1	75	-43	0	0	75	0	90
2	-1	0	135	1	1,5	20	92	1	4,8	21	0,23	77
3	2	0	45	2	3	45	2	1	4,8	46	0,104	84
4	0	1	0	1	1,5	20	-43	2	9,2	22	0,42	65
5	25	10	34	26,9	41	355	-9	14	67	360	0,186	79
5,5	57	21	35	60,8	92	635	-8	39	187	660	0,28	74
6	89	17	38	90,7	137	—	-5	65	312	—	—	—
6,5	84	0	45	84	127	—	2	92	441	—	—	—
7	60	-32	58	68	103	720	15	120	576	923	0,624	51
7,3	0	-41	90	41	62	470	47	126	604	764	0,79	38
7,5	-4	-47	92	47	71	515	49	130	623	808	0,77	40
8	-12	-34	97	36	55	435	54	141	676	310	0,835	33
8,5	-15	-23	105	27	41	350	62	135	647	737	0,88	28
8,75	0	-18	90	18	27	255	47	132	633	683	0,93	21
9	10	-13	71	16,4	25	235	28	129	619	661	0,94	20
9,5	37	0	45	37	56	440	2	119	571	720	0,79	38
10	64	9	40	64,7	98	680	-3	110	528	856	0,62	52
10,5	69	20	37	71,8	109	790	-6	99	475	922	0,515	59
11	55	31	30	63	95,5	660	-13	88	422	790	0,53	58
12	8	15	13	17	26	245	-30	8	38,4	248	0,155	81
13	0	1	0	1	1,5	20	-43	5	24	31	0,775	39
14	1	2	13	2,2	3,3	45	-30	0	0	45	0	90
14,3	0	2	0	2	3	45	-43	2	9,2	47	0,196	79
15	-1	3	172	3,2	4,8	60	129	7	33,6	69	0,49	61
15,5	0	5	0	5	7,6	90	-43	8	38,4	99	0,39	67
16	-2	4	167	4,5	6,8	80	124	10	48	99	0,485	61

Угол γ меняет знак при прохождении через нулевую линию продольного поля. Табл. 5 иллюстрирует фактически выполненные вычисления для горизонтального разреза $y = 0$ карты поля группы 53 за 12.VII 1962 г. Здесь для различных значений x вдоль этой горизонтали приведены последовательно наблюдаемые величины $\delta_{\perp 1}$, $\delta_{\perp 2}$ с их знаком, угол χ , вычисленный по формуле

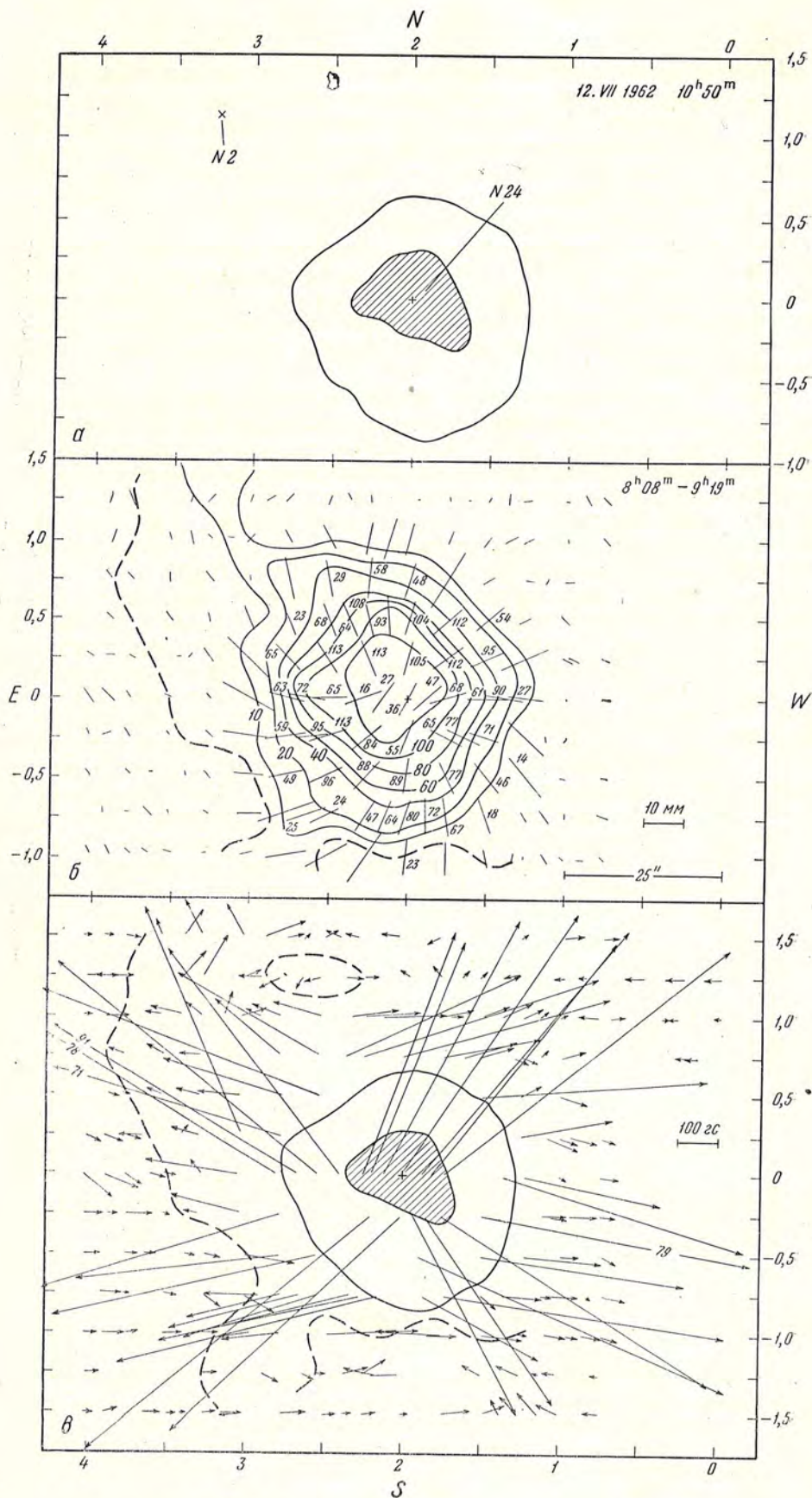
$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} \quad (3.4)$$

(о правиле знака при его вычислении см. [1]). Затем приведены значения $\delta_{\perp}$, вычисленные по (3.1), $\delta_{\perp}$ в единицах $E-W$, $H_{\perp}$. Затем угол наклона α вектора $\delta_{\perp}$ к горизонтали — положительный при отсчете (от положительного направления оси x , совпадающего с направлением $W \rightarrow E$) против часовой стрелки, $\alpha = \chi - \beta$, величина β — постоянный угол для данной карты, приведенный в табл. 3 ($\beta = 43^\circ$ в случае 12 июля) и характеризующий наклон щели спектрографа к суточной параллели. Далее идут $\delta_{\parallel}$, $H_{\parallel}$, величина H согласно (3.2), величины $\cos \gamma$ и γ .

Для наглядности представления конфигурации поля в униполярном пятне мы используем те же комбинированные карты поля изогauss и векторов $\delta_{\perp}$ и рядом с ними приводим карту векторов H , построенную следующим образом.



Фиг. 15. Эскиз пятна группы 53 11.VII 1962 г. (а); комбинированная карта поля за тот же день (б); диаграмма полного поля $|H|$ и его наклонов γ к вертикали $\gamma(\theta)$



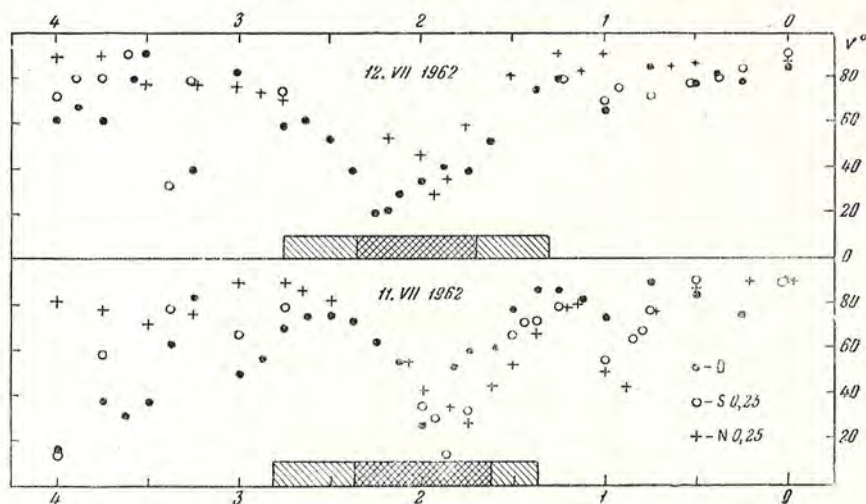
Фиг. 16. То же, что на фиг. 15, 12.VII 1962 г.

Длина стрелки на этой карте равна H (в $gс$) в соответствующем масштабе, приведенном на карте. Наклон стрелки к вертикальной линии равен γ , а ориентация стрелки, представляющей вектор $\mathbf{H}$, по квадрантам определяется ориентацией вектора $\delta_{\perp}$, т. е. стрелка $\mathbf{H}$, наклоненная под углом γ к вертикали, откладывается в том квадранте, который указывается стрелкой $\delta_{\perp}$ и соображениями о расхождении векторов δ из ядра пятна как из радианта.

На фиг. 15 и 16 приведены такие карты поля для группы 53, наблюдавшейся 11 и 12.VII 1962 г. Эти даты были выбраны из тех соображений, что возможные искажения из-за проекции в конфигурациях поля для пятен, проходящих через центральный меридиан, практически отсутствуют и полученная таким образом картина является действительной картиной поля.

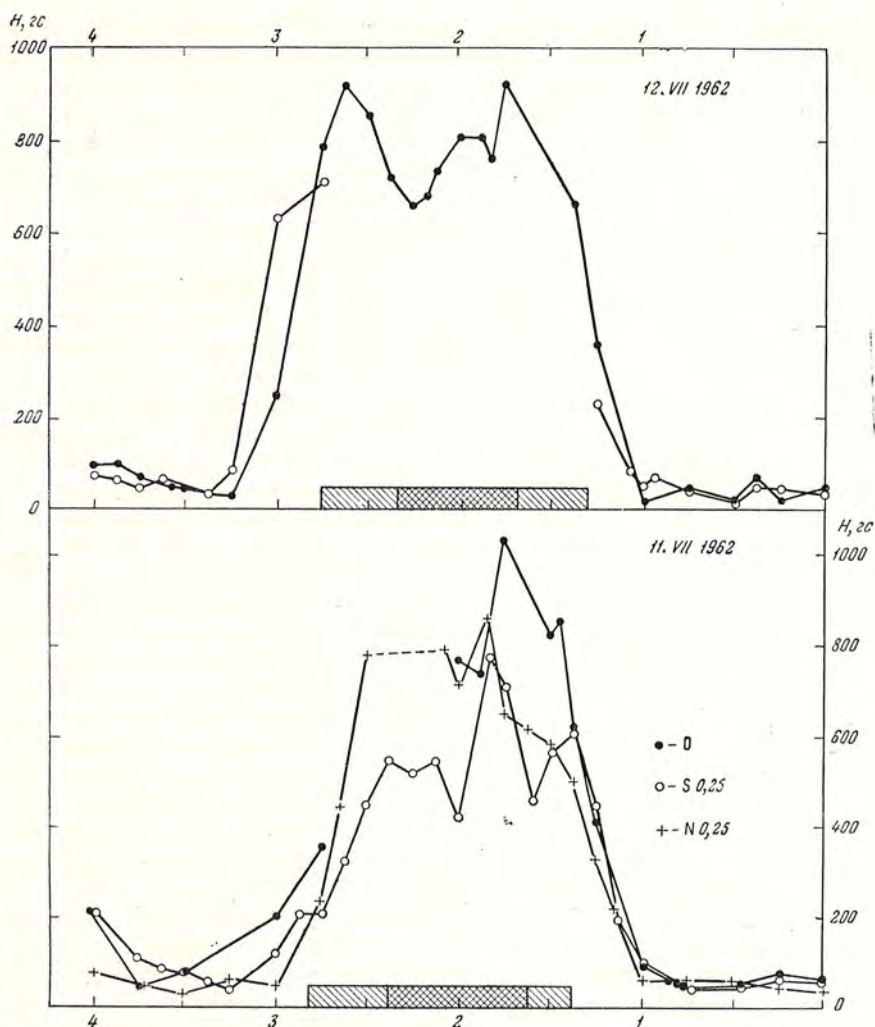
Рассмотрение диаграмм внизу на фиг. 15 и 16, представляющих конфигурацию поля, показывает следующие особенности пространственного расположения векторов поля. Главная из них та, что поле пятна еще довольно сильное на внешнем крае полутени, а также поблизости от нее снаружи и практически является здесь целиком $поперечным$; углы наклона поля, близкие к 45° , в этой области редкое исключение. Поле векторов $\mathbf{H}$ близко к нормали только в самых центральных частях ядра, а на границе ядра и полутени γ близко к 45° .

Ход величин γ для центрального (проходящего через центр пятна) и двух соседних, ближайших разрезов по горизонтали приведен на фиг. 17 для 11 и 12 июля. В этих разрезах, где поведение наклонов наиболее регулярное из всех, все же видны флуктуации, которые только отчасти связаны с ошибками измерений. Наиболее сильные уклонения, однако, видны вне пятна, поблизости от внешнего края полутени: возле координаты $x = 1,0$ и для x от 2,75 до 3,75. Эти флуктуации, свидетельствующие об увеличении продольного поля, возможно, связаны с замыканием силовых линий, выходящих из пятна на малых областях-«спутниках» вне его. Интересно, что такие области строго локализованы и небольшие (не более расстояния между двумя горизонтальными разрезами: $\sim 6'' \approx 4000$ км на Солнце). Последнее следует из того, что, например, флуктуации в разрезах $y = 0$ не повторяются в разрезах $y = -0,25$ в области



Фиг. 17. Ход угла γ внутри пятна для трех разрезов 11 и 12.VII 1962 г.

Обозначения разрезов указаны на фигуре (S — означает плюс, N — минус в знаке ординаты). Расположение пятна, его тени и полутени показано прямоугольником с различной штриховкой внутри



Фиг. 18. Ход абсолютной напряженности $|H|$ внутри пятна для некоторых разрезов 11 и 12.VII 1962 г. Для других обозначений см. подпись к фиг. 17

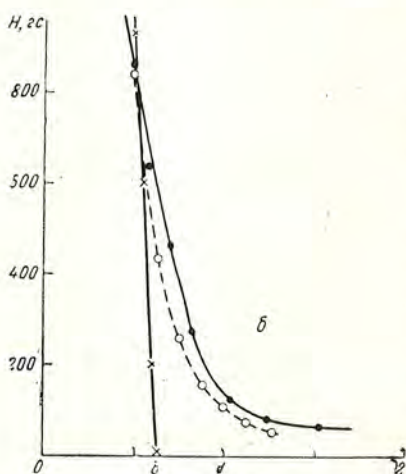
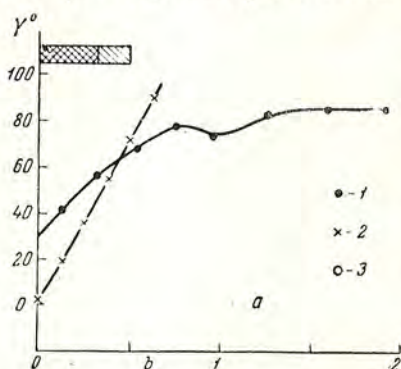
значений x от 2,75 до 3,75. Это вновь указывает на то, что поле сосредоточивается в сравнительно узких жгутах.

На фиг. 19, а представлена попытка получить средний ход γ с расстоянием от центра пятна путем осреднения хода γ для разных разрезов. Разрезы совмещались по x так, чтобы минимальные γ совпадали для наблюдений 11 и 12 июля. Эта координата была взята за $x = 0$, и затем график $\gamma(x)$ для $x < 0$ и $x > 0$ был наложен друг на друга и в свою очередь осреднен (кружки). Для сравнения там же приведен ход $\gamma(x)$ (крестики), найденный наблюдателями обсерватории Маунт Вилсон [19] из исследования расположения нулевой линии поля по мере приближения пятна к краю диска и описываемый формулой (см. [20])

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \frac{x}{b}, \quad (3.5)$$

где b — радиус пятна (внешней границы полутени). Мы видим, что найденный нами ход показывает существенно более плавное изменение γ и существенно более поперечное поле в ядре пятна.

То, что на границе пятна поле, по нашим определениям, более продольное, чем по данным Маунт Вилсон, связано лишь с тем, что на границе пятна вообще поле довольно большое (порядка 500—600 гс, см. ниже), т. е. этот ход не отражает основной особенности поля униполярных пятен — наличия большого поперечного поля на краю пятна и вне его, а иногда даже в самой полутени.



Фиг. 19. Наблюдаемый в группе 53 средний ход угла наклона поля квертикали $\gamma(a)$ и напряженности H (b) с расстоянием от центра пятна (в единицах, принятых в настоящей работе, $1 = 25''$)

1 — наблюдаемый ход; 2 — ход γ , полученный на обсерватории Маунт Вилсон (а также по закону Броксона для H); 3 — ход по формуле диполя

того, сильные отличия имеются также между отдельными разрезами. Там же на фиг. 19, б для сравнения приведен ход напряженности по закону Броксона (крестики)

$$H = H_m \left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right), \quad (3.6)$$

где H_m — максимальная напряженность поля (2600 гс по данным Службы Солнца; см. эскизы пятен на фиг. 15 и 16). Мы видим очень резкое расхождение с этой эмпирической формулой, указывающее на ее очень грубый характер. Фактический ход поля оказывается существенно более плавным: поле у внешнего края пятна существенное — порядка 500 гс и исче-

тает — наличия большого поперечного поля на краю пятна и вне его, а иногда даже в самой полутени.

Чтобы убедиться в этом, следует рассмотреть фиг. 18, где представлен ход абсолютной напряженности поля $|H|$ с расстоянием от центра пятна для тех же дней. Из сравнения хода γ на фиг. 17 с ходом H на фиг. 18 мы видим, например, что 11-го очень сильное, почти поперечное поле напряженностью 600 гс было на западном краю пятна; сильное поперечное поле такой же напряженности наблюдается в E - и N -полутенях пятна, что видно непосредственно из фиг. 15. Очень сильное, до 1000 гс, почти поперечное поле наблюдается 12-го в E - и NE -полутенях пятна. Таким образом, в отдельных, иногда больших участках полутени наблюдаются очень сильные поперечные поля. Этот вывод согласуется с данными, полученными недавно в [21] из сравнения наблюдаемого хода напряженности с тем, который предсказывает теория Унно [22]. Однако в работе [21] исследовались поля пятен, входящих в группы более сложной полярности. Если таким образом рассматривать грубо схематически характер поля униполярного пятна, то оно в основном продольное в ядре и в основном поперечное в полутени.

На фиг. 19, б представлена попытка получить средний ход напряженности полного поля с расстоянием от центра пятна. Здесь не удастся вовсе использовать восточную половину пятна для осреднения, так как там ход сильно отличается для 11-го и 12-го, а кроме

зает на расстоянии около двух радиусов пятна или даже дальше. Падение абсолютной напряженности, близкое к тому, которое можно ожидать по закону поля диполя

$$Ha^3 = \text{const} \quad (3.7)$$

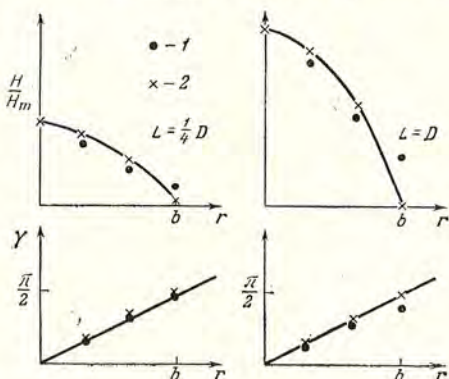
(мы нормировали const для точки $x = 0,5$, где $H = 850 \text{ гс}$).

Это заключение согласуется полностью с результатом [23], полученным из исследования изменения напряженности поля униполярных пятен по фотографическим наблюдениям. В связи с этим интересно отметить, что подробный расчет напряженности полного поля и хода угла γ силовых линий с вертикалью — с расстоянием от оси диполя для разных длин диполя L , выполненный с помощью электронно-счетной машины «Минск-1» (см. [24]), показывает отклонения от законов (3.5) и (3.6) в ту же сторону, что и наши результаты: более плавное изменение H и γ , отличие H от нуля, а угла γ от $\pi/2$ на краю пятна, как это видно из фиг. 20, воспроизводящей результаты указанных вычислений для случая двух длин диполей: $L = \frac{1}{4}D$ (D — диаметр пятна), $L = D$.

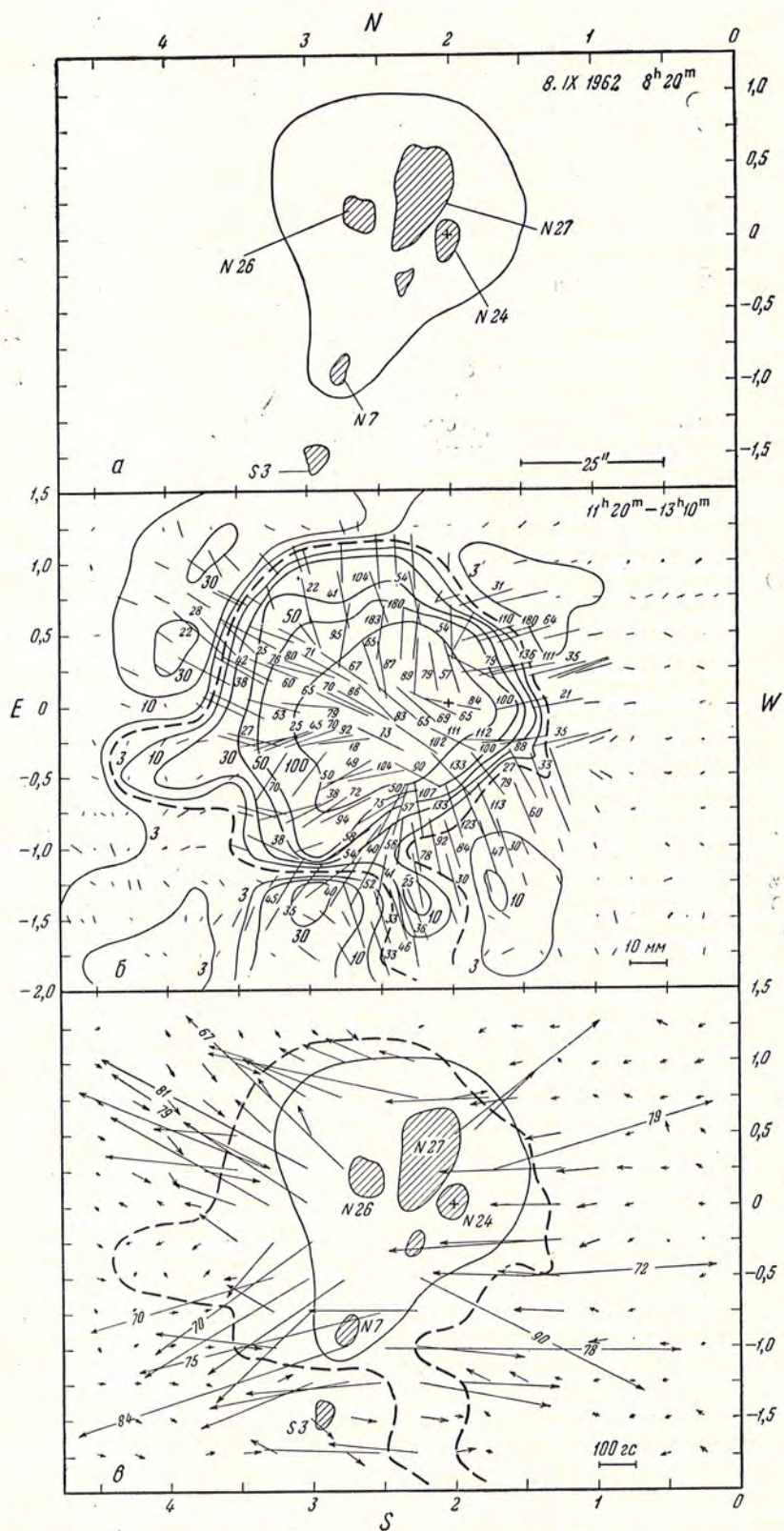
Мы видим, что отклонения от законов (3.5), (3.6) в нужную сторону тем больше, чем больше L/D , и при $L = D$ на краю пятна ($b = 3a$) γ расчетное для диполя отличается от γ , вычисленного по формуле (3.5) на 13%. Из фиг. 19, а видим, что γ фактическая отклоняется от γ , определенной по формуле (3.5), на 12% в ту же сторону. Точно так же при $L = D$ наши наблюдения дают отклонения от формулы Броксона на 27%, а строгий расчет для диполя (фиг. 20, случай $L = D$) дает отклонение от той же формулы Броксона на 26% в ту же сторону.

Таким образом, наблюдаемый средний ход напряженности поля и угла наклона силовых линий γ для пятен группы 53 за 11 и 12.VII 1962 г. хорошо согласуется с расчетом для диполя — двух магнитных круговых дисков, удаленных друг от друга на расстояние $L \approx D$ — диаметра пятна. (Если, таким образом, под глубиной пятна понимать длину эквивалентного ему диполя, то она оказывается порядка диаметра пятна.) При $L/D < 1$ и $L/D > 1$ получаются большие расхождения с нашими результатами. Следует отметить, что распределения на фиг. 20 относятся к высоте над концом диполя, равной диаметру пятна. Если, подобным образом, отождествлять эту высоту с уровнем фотосферы, то пятно эквивалентно диполю, верхний полюс которого погружен под фотосферу на глубину, равную диаметру магнитного полюса и длине диполя. Итак, эквивалентный пятну диполь располагается на глубинах $D \leq h \leq 2D$ под фотосферой. Возможно поэтому, что основные носители магнитного поля пятен не выходят наружу, а остаются погруженными на некоторой глубине под фотосферой. В пользу этого свидетельствует эффект Вилсона — пятно является своего рода впадиной в фотосфере Солнца.

Обратимся теперь к рассмотрению группы 72 за 8 и 9.IX 1962 г., где также можно пренебречь искажениями из-за проекции, так как пятно проходило через центральный меридиан 8 сентября. Так же как и в предыдущем случае, были вычислены значения полного поля H и угла наклона вектора поля $\mathbf{H}$ к вертикали.



Фиг. 20. Сравнение машинных вычислений (1) для диполя разной длины с формулой (3.5) (внизу) и законом Броксона (2) (наверху)



Фиг. 21. Эскиз пятна группы 72 8.IX 1962 г. (а); комбинированная карта поля за тот же день (б); диаграмма полного поля $|H|$ и его наклонов к вертикали γ (в)

Все данные о полях этой группы за 8 и 9 сентября приведены на фиг. 21 и 22. В пятне 8-го было одно большое и два маленьких ядра, а 9-го все ядра слились в одну изогнутую ленту. Жгуты силовых линий 8-го и 9-го, идущие на *NE* и *NW*, а также на *SE* и *SW*, хорошо выделяются, создавая впечатление, что поперечное поле образует крестовину с серединой вблизи геометрического центра пятна. Очень хорошо, еще лучше, чем в группе 53, заметно, что на внешней границе полутени имеются очень сильные почти поперечные поля. С этим связан тот факт, что нейтральная линия $H_{\parallel} = 0$, окружающая пятно, находится очень близко к краю полутени. Ввиду больших значений напряженности здесь не удастся найти вектора $\mathbf{H}$ и γ внутри самого пятна, так как сигналы $\delta_{\perp}/E-W$ оказались вне калибровочной кривой. 9 сентября область «зашкаливания» еще больше. Поэтому для группы 72 не удастся построить ход γ с расстоянием внутри пятна. Что касается наклона поля в н е пятна, то он повсюду (кроме, быть может, направления *SE*) очень большой. Для иллюстрации этого можно определить средний наклон γ поля на внешней границе полутени.

Для пятна группы 72 за 8 сентября получается $\gamma = 70^\circ$, а для того же пятна за 9-е получаем $\gamma = 65^\circ$ с учетом зоны на *SE*, где наклоны не очень большие, и $\gamma = 71^\circ$, если не учитывать этой зоны, т. е. силовые линии у края пятна наклонены в среднем на 20° к поверхности Солнца.

Ряд интересных особенностей — скрещений поперечных полей разных направлений — можно хорошо заметить особенно на картах поля 8 сентября. Здесь векторы $\delta_{\perp}$ на горизонтали 0,25 почти перпендикулярны к векторам $\delta_{\perp}$ на горизонтали 0,5 на *SW* от центра пятна. Поле целиком поперечное. Это свидетельствует об очень сильном вращении поля уже на отрезке длиной около $5''$. Сильное вращение вектора $\delta_{\perp}$ можно найти и в других местах (в области $y = 0$ и $x = 2,0$; $y = -0,5$, $x = 9$ и других на карте 8 сентября). Эти эффекты вращения, как показано в [15], могут проявляться даже на глубинах порядка 300 км, так что неудивительно, если сильное вращение будет наблюдаться на отрезках, даже существенно меньших $5''$ (3500 км). Однако обнаружению такой тонкой структуры на диске мешает атмосферное волнение, достигающее в среднем $2'' = 1400$ км — величины, в три раза большей интересующей нас характерной длины. Эти эффекты вращения имеют своим следствием появление сильных электрических токов, к рассмотрению которых мы сейчас переходим.

Полученные нами данные о магнитном поле $H_{\parallel}$, $H_{\perp}$, χ , вполне достаточны для нахождения вертикальных электрических токов j_z из уравнения

$$\frac{4\pi}{c} j_z = (\text{rot } H)_z = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (3.8)$$

где H_x и H_y — составляющие вектора $\mathbf{H}_{\perp}$ по осям x и y .

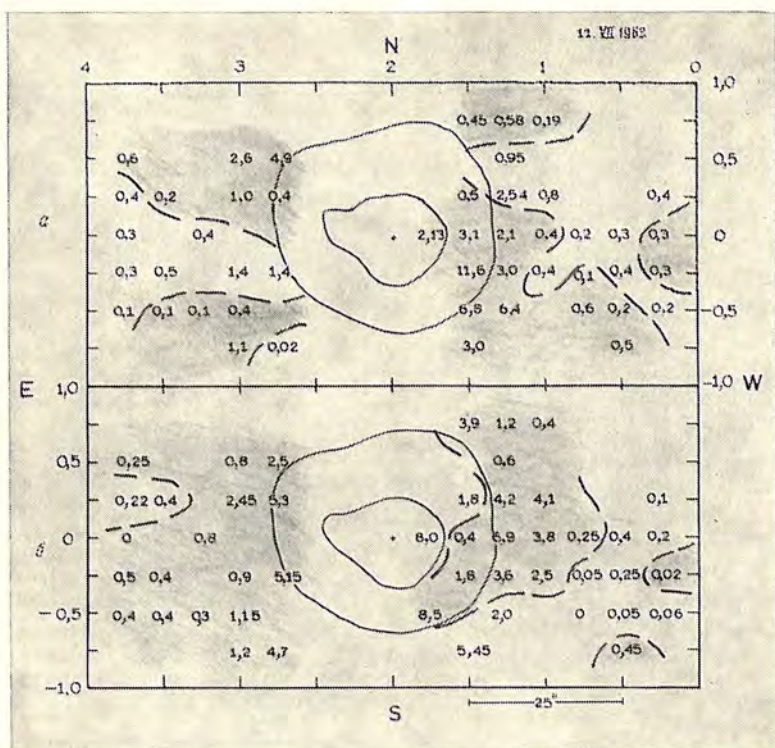
Примем ось x вдоль суточной параллели и положительное направление оси x на восток, тогда положительное направление оси y будет на юг, и так как угол

$$\alpha = \chi - \beta \quad (3.9)$$

есть угол между суточной параллелью и вектором $\mathbf{H}_{\perp}$, то, очевидно,

$$H_x = H_{\perp} \cos \alpha, \quad H_y = H_{\perp} \sin \alpha. \quad (3.10)$$

Угол α положителен при отсчете против часовой стрелки и определен в интервале $-90^\circ \leq \alpha \leq +90^\circ$. Однако для определения направления электрического тока недостаточно найти угол α в этом интервале. Действительно, если вектор $\mathbf{H}_{\perp}$ направлен в I квадрант, то $\alpha > 0$ и $H_x > 0$, $H_y > 0$. Но если направление вектора $\mathbf{H}_{\perp}$ отличается на 180° от α , то $H_x < 0$, $H_y < 0$,



Фиг. 23. Карта вертикальных токов (а) и градиентов вертикального поля (б) для группы 53 11.VII 1962 г.

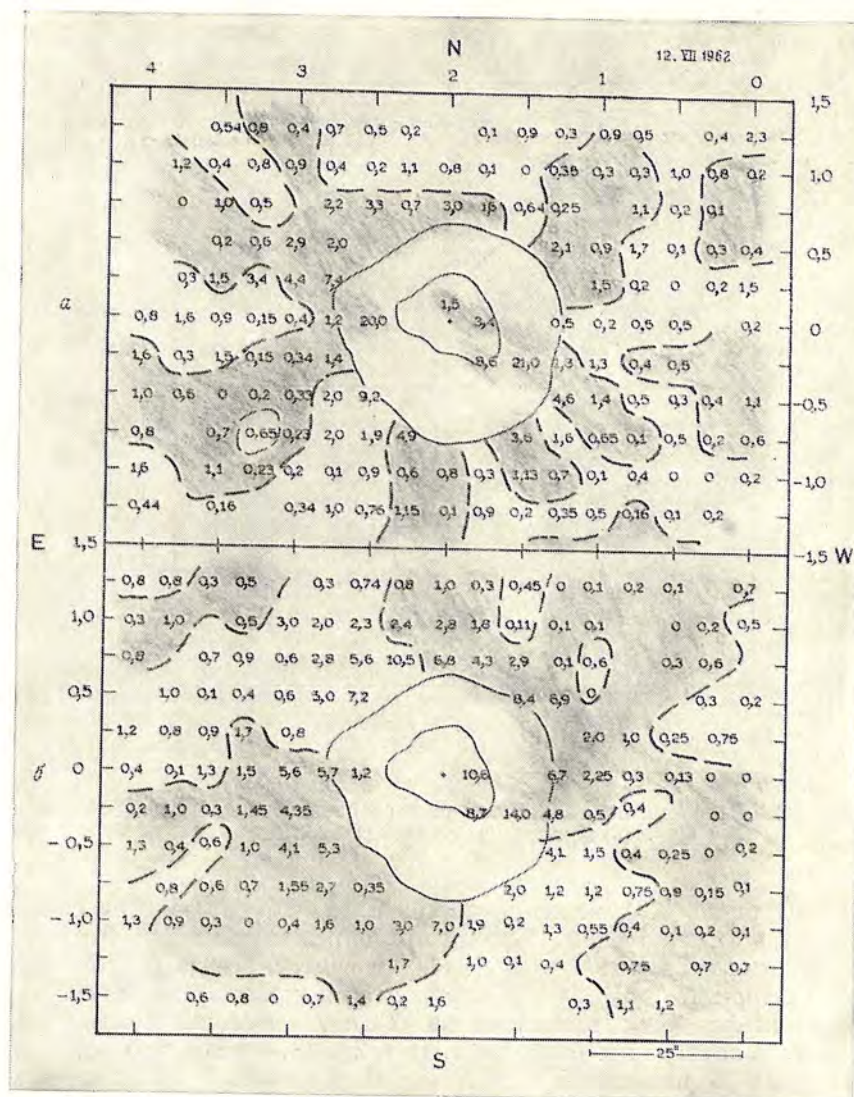
и, как следует из (3.8), величина вихря поля изменит знак на обратный при переходе от α к $180+\alpha$. Поэтому при определении знака ($\text{rot } H_{\perp}$) мы должны или отсчитывать α от 0 до 360° и считать всегда $H_{\perp} > 0$, или же считать векторы $H_{\perp} > 0$ в I и IV квадрантах и отрицательным во II и III. Для правильного определения знака H_x и H_y нужно, таким образом, использовать карты поля на фиг. 15, 16 и 21, 22, считая, что все векторы поля $H_{\perp}$ (или H) исходят из пятна, как из радианта.

Одновременно с $(\text{rot } H)_z$ представляет интерес величина вертикального градиента поля, которая получается из условия

$$-\frac{\partial H_z}{\partial z} = \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \quad (3.11)$$

и будет характеризовать собой изменение напряженности поля с глубиной, если только наклон поля неизменен.

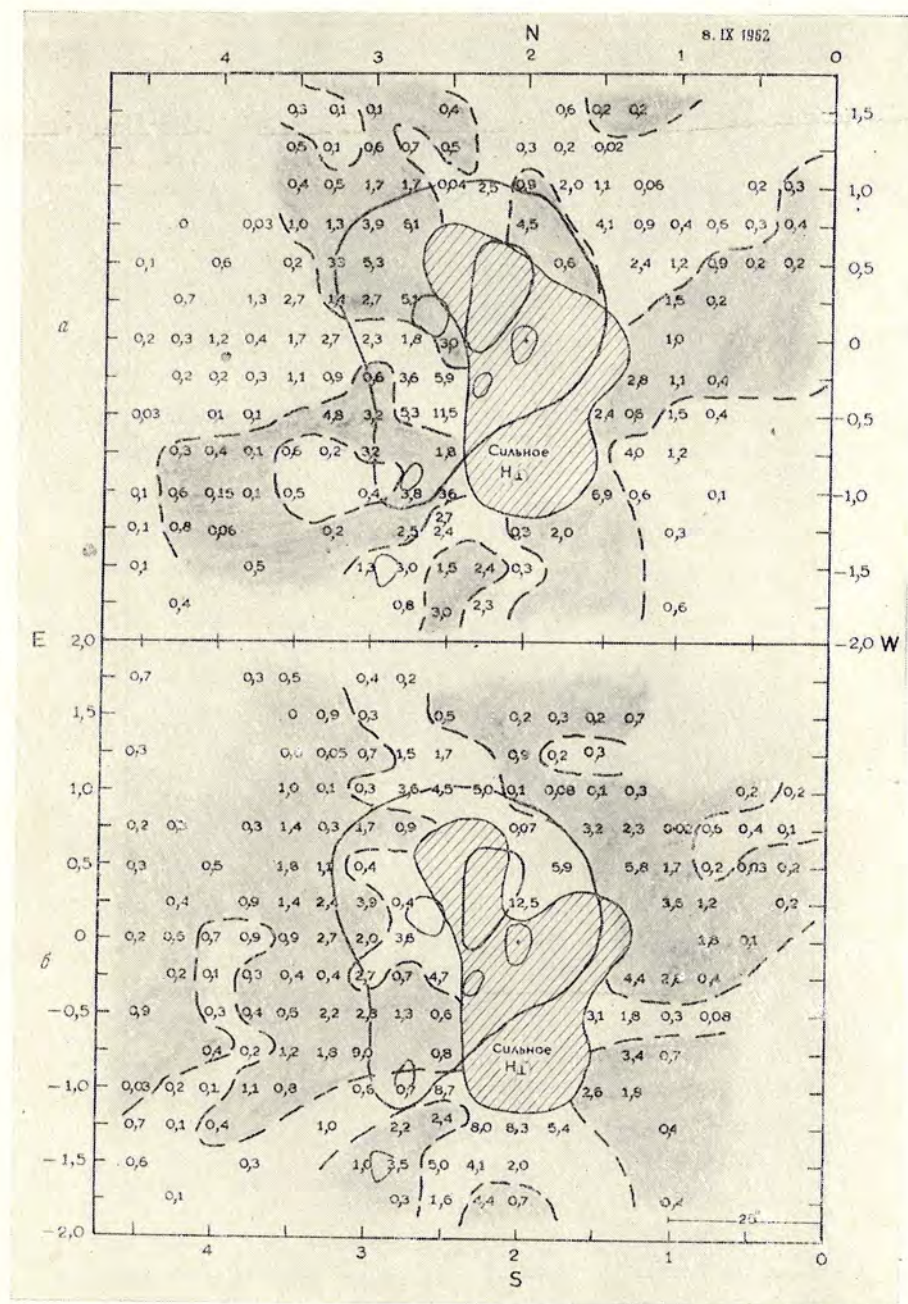
Вычисление вертикальных электрических токов и градиентов было выполнено для группы 53 за 11 и 12.VII 1962 г. (карты поля фиг. 15 и 16) и для группы 72 за 8 и 9.IX 1962 г. (карты фиг. 21, 22). Определения j_z и $\partial H_z / \partial z$ производились путем графического дифференцирования при вычислениях вручную или с помощью параболической интерполяции при вычислениях с помощью электронно-счетной машины «Минск-1». Вычисления для группы 53 за 11 июля сделаны только на машине, а для всех остальных случаев как вручную, так и на машине. Результаты обоих вычислений (вручную и на машине), как правило, хорошо совпадают, поэтому в дальнейшем приводятся средние значения для обоих способов вычислений.



Фиг. 24. То же, что на фиг. 23, для 12.VII 1962 г.

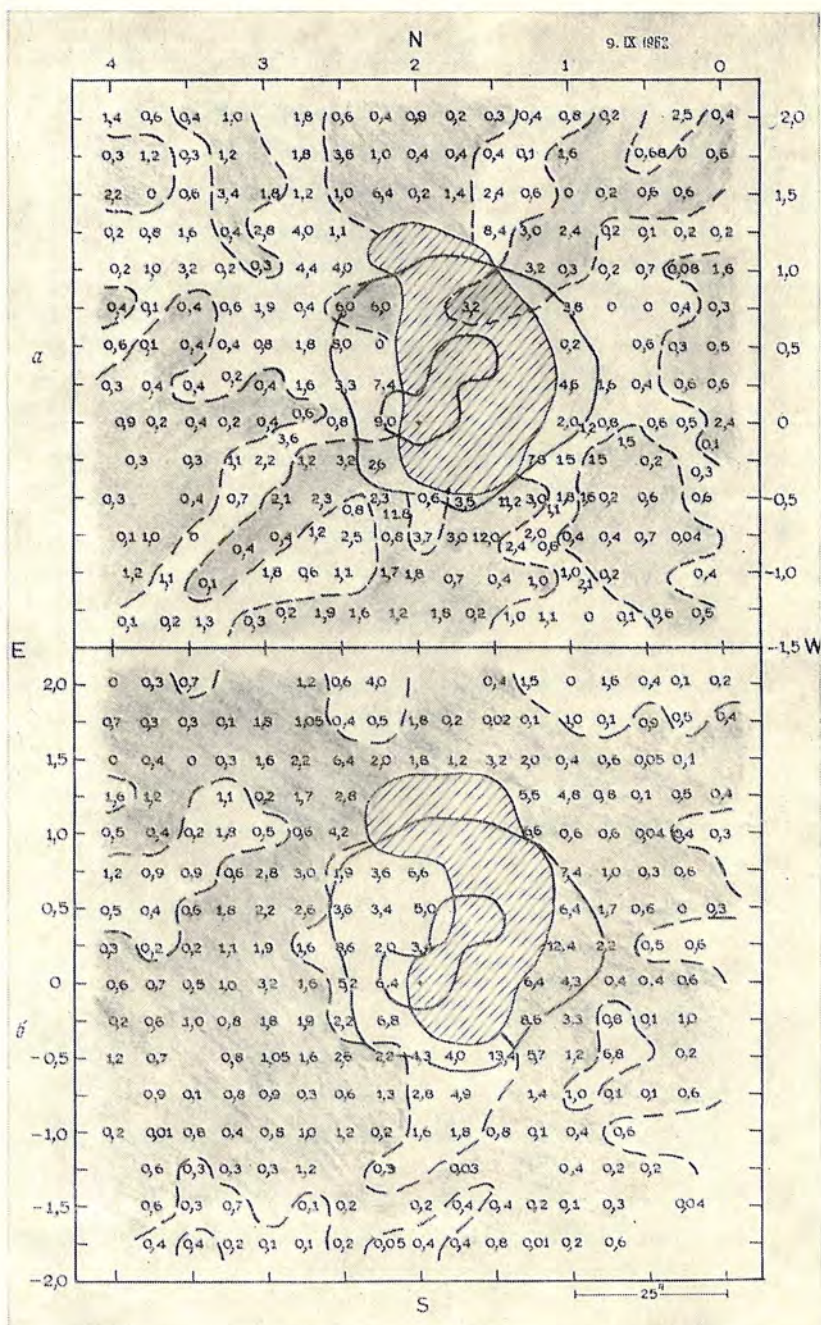
На фиг. 23 и 24, а также 25 и 26 приведены карты, на которых числа представляют собой значения $(\text{rot } H)_z$ (на картах тока) и $\partial H_z / \partial z$ (на картах градиента поля) в единицах 10^{-2} гс/км. Темные и светлые области — области противоположного знака. На каждой из карт нанесены контуры пятна.

Эти карты показывают очень своеобразную и неожиданную систему вертикальных токов в виде звездообразно исходящих из пятна, сравнительно узких (иногда широких) полос — областей поочередно то одного, то противоположного знака. На картах 12 июля и 9 сентября можно насчитать до 13 таких полос, берущих начало в пятне или у его края. Гробо радиус пятна $b \approx 10''$, так что длина дуги $2\pi b \approx 60''$ и в среднем ширина полосы $4'', 6$, или 3200 км. Иногда эти полосы расширяются в 2—3 раза при удалении от пятна. Эта величина $4'', 6$ соответствует обычной разрешающей силе нашей обработки и в ряде случаев гелиометрическому разрешению карт, которое определяется качеством изображения и постоянной времени



Фиг. 25. То же, что на фиг. 23, для пятна группы 72 8.IX 1962 г.

записи. Поэтому не исключено, что при увеличении разрешающей силы записи и обработки мы обнаружили бы еще более тонкую структуру, сравнимую с разрешением из-за диска дрожания (2"). К сожалению, из-за ограниченности калибровочной кривой и очень сильных полей мы не можем в большинстве случаев проследить токи в самом пятне, хотя 8 и 9 сентября частично это удастся сделать. Чем глубже мы входим в область пятна, тем больше, как правило, токи и тоньше их структура.



Фиг. 26. То же, что на фиг. 23, для 9.IX 1962 г.

Качественно эта картина подобна той, которую мы имели бы, рассматривая вдоль вала электромотора направления токов в катушках его статора.

Такая тонкоструктурная система токов в виде радиальных полос разного цвета отражает, очевидно, тот факт, что поле сосредоточено в основном в радиально исходящих из пятна жгутах. Такие жгуты должны быть

по всей их длине окружены кольцевыми токами, и мы рассматриваем пересечение этих колец с плоскостью $z = 0$ — фотосферой (пунктирные линии являются как бы осями магнитных жгутов; вокруг этих осей циркулируют токи, и с обеих сторон от этих линий направления токов противоположные).

Можно подметить тенденцию у полос одинакового знака располагаться диаметрально противоположно; например, на фиг. 25 полосам, идущим в направлении NW , соответствуют полосы в направлении SE . Есть также соответствие в полосах, идущих в направлении N и S , на NE и SW . На карте фиг. 23 также можно представить себе подобное соответствие.

Одной из наиболее замечательных особенностей картины токов является контакт сильных токов противоположных направлений. Нередки случаи, когда рядом с током $j = 5,0$ граничит такой же ток другого направления. В отдельных случаях величина тока достигает 10 единиц, что означает

$$|(\text{rot } H)_z| = 0,1 \text{ эс/км} = 10^{-6} \text{ эс/см.}$$

Это дает плотность тока $j_z = \frac{c}{4\pi} (\text{rot } H)_z \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ CGSE}$, и если размер характерного сечения, равный ширине полосы, порядка $3 \cdot 10^3 \text{ км}$, то площадь $\approx (3 \cdot 10^3 \text{ км})^2 = (3 \cdot 10^8 \text{ см})^2 = 10^{17} \text{ см}^2$ и сила тока $j \approx 10^{20} \text{ э} = 10^{11} \text{ а}$. Чем ближе к центру пятна, тем сильнее эти токи, образующие жгуты поля.

Возникает, однако, важный вопрос о природе этих токов, их характере: образуют ли они систему постоянных, стационарных токов или нет? Для рассмотрения этого вопроса мы подсчитали площади, занятые токами, текущими в верх, и токами, текущими вниз, а также средние значения токов в этих областях. Результаты вычислений приведены в табл. 6 для трех случаев 8 и 9.IX 1962 г. и 12.VII 1962 г. (карта за 11 июля не

Таблица 6

Результаты вычислений для трех случаев

Дата, 1962 г.	S_-	S_+	$\Delta S/\bar{S}$, %	$\bar{j}_-$	$\bar{j}_+$	$\bar{j}_- S_-$	$\bar{j}_+ S_+$	$\Sigma j_- S_-$	$\Sigma j_+ S_+$
8.IX	81,0	85,2	+5,1	1,97	0,933	159	79,5	136	100
9.IX	112,3	99,0	-12,5	1,51	1,52	170	151	146	128
12.VII	77,5	84,0	+8,1	1,04	0,69	80,8	58,5	89,7	56,7

содержит достаточного количества данных). Здесь S_- и S_+ — суммарные площади, занятые токами, текущими вниз и вверх соответственно, и полученные планиметрированием темных и светлых областей; $\Delta S/S$ — относительное отличие этих площадей (в %) (ΔS — разность площадей, S — средняя площадь, равная $(S_- + S_+)/2$); $\bar{j}_-$ и $\bar{j}_+$ — средние значения плотности токов на всех площадках, показывающих ток книзу и кверху соответственно; $\bar{j}_- S_-$, $\bar{j}_+ S_+$ — произведение полной площади на среднюю соответствующую плотность тока; $\Sigma j_- S_-$, $\Sigma j_+ S_+$ — суммарный ток, полученный осреднением плотности тока по каждой из площадок.

Рассмотрение данных этой таблицы показывает очень хорошее совпадение суммарной площади, занятой токами кверху, с той же для токов, текущих книзу; максимальное различие между обеими в 12% может с успехом быть отнесено за счет неполноты данных о токах на отдельных площадках и некоторой неуверенности в проведении границ между светлыми и заштрихованными областями («пустые» области, где нет цифр, при планиметрировании не учитывались). С другой стороны,

полные токи $\bar{j}_-S_-$ и $\bar{j}_+S_+$ (равно как токи Σj_-S_- и Σj_+S_+) заметно, иногда на 45%, отличаются друг от друга. Этому обстоятельству, однако, нельзя придавать значения по следующим причинам. Во-первых, наш метод расчета токов опирается на дискретную совокупность точек на плоскости (x, y) , равноотстоящих друг от друга на одинаковый шаг $6'',5 \approx 4500$ км на Солнце, что неизбежно будет приводить к потере ряда характерных значений тока (максимальных, минимальных и нулевых значений $\bar{j}$), т. е. набор значений j_z на каждой из площадок в известной мере случаен. Во-вторых, ввиду указанной выше тонкоструктурности токов не исключена возможность, что при заданном разрешении нашей записи и ее обработки мы вовсе теряем часть значений токов. На это указывают сами вычисления: при графическом дифференцировании величин H_x и H_y мы сразу убеждаемся в очень быстрых измерениях этих величин (особенно вблизи пятна) при переходе от точки к точке. Наконец, не очень правильна сама процедура осреднения значений токов, если эти значения иногда изменяются в 50 раз в пределах данной области. На ненадежность сравнения величины токов показывает также распределение точек на графике, связывающем величину среднего тока с соответствующей ему площадью: никакой сколько-нибудь выраженной зависимости мы на нем не получаем. В то же время непосредственно на фиг. 23—26 видно, что имеется явная тенденция у меньшей площади (у самого пятна) иметь больший ток.

Таким образом, данные о суммарной площади, занятой токами j_+ и j_- , значительно надежнее данных о суммарных токах. Для получения более надежных данных о токах нужна более тонкоструктурная запись и ее обработка, которая будет сделана в дальнейшем. Сейчас же на основании сравнения площадок S_+ и S_- напрашивается очевидный вывод, что во всех трех случаях мы имеем экспериментальное свидетельство равенства токов, текущих в верх и вниз. Иными словами, токи, образующие магнитные поля пятен, — токи постоянные, без источников, для них

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad (3.12)$$

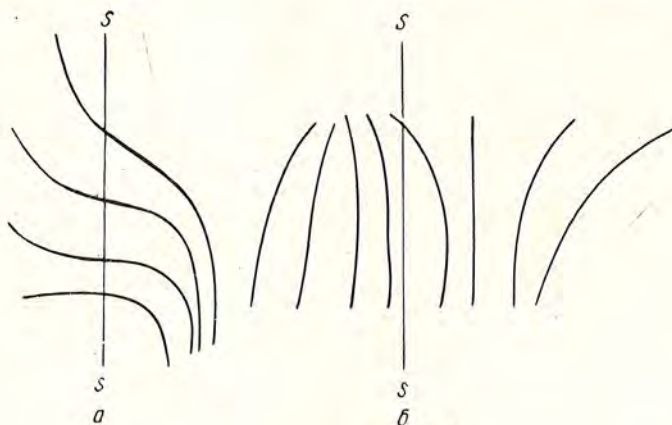
если отвлечься от токов, текущих в плоскости x, y , вдоль поверхности Солнца. Поскольку суммарный вертикальный ток вверх и книзу одинаков, можно сказать далее, что наблюдаемая система постоянных (или квазипостоянных) токов представляет собой более или менее стационарную систему циркуляций плазмы типа петель или витков, охватывающих жгуты силовых линий поля пятна. Вдоль этих петель или витков должна протекать плазма вверх и вниз. Возможно, что петельные протуберанцы и волокна солнечных пятен имеют какое-то отношение к этой системе токов, например они могут трассировать траекторию этих токов*. Во всяком случае не исключена возможность того, что филаментарная структура атмосферы в области солнечных пятен (фотосферы в полутени и хромосферы около пятна) тесно связана с этой системой токов. На некоторой высоте над поверхностью пятен эти токи и направления силовых линий могут даже более или менее совпадать, если учесть, что в хромосфере и короне поля могут быть бессиловыми.

Кроме того, сравнение карт токов за 11 и 12.VII 1962 г., с одной стороны, и 8—9.IX 1962 г. — с другой, показывает серьезные различия в картинах, возникающие за сутки, что говорит о нестационарности картины, во всяком случае в отношении ее внешнего вида. Но, несмотря на эту нестационарность, превращения системы токов происходят, по-видимому, так, что результирующий ток через поверхность Солнца сохраняется равным нулю. Если это так, то это означает, что все наблюдаемые измене-

* Как это предполагает проф. Альфвен, с которым автор имел возможность обсудить эти результаты.

ния суть изменения в основном топграфические, изменения конфигурации — всплывание и погружение отдельных элементов циркуляции, а не изменения потоков. Этот вывод, подтверждающий с экспериментальной точки зрения основное положение звездного магнетизма об очень медленном затухании магнитных полей (огромное скин-овое время для токов), все же нуждается в дальнейшей экспериментальной проверке, так как он базируется на трех случаях и обременен влиянием недостаточной разрешающей силы.

Что касается карт вертикального градиента поля (см. фиг. 23—26), то здесь нет такой пестрой картины, как в случае токов, однако в глаза бросается новая особенность: все пятна являются местами, где смыкаются две области: с положительным и отрицательным градиентом вертикального поля. Эффект может быть истолкован



Фиг. 27. К объяснению поведения $\partial H_z / \partial z$ в области пятна

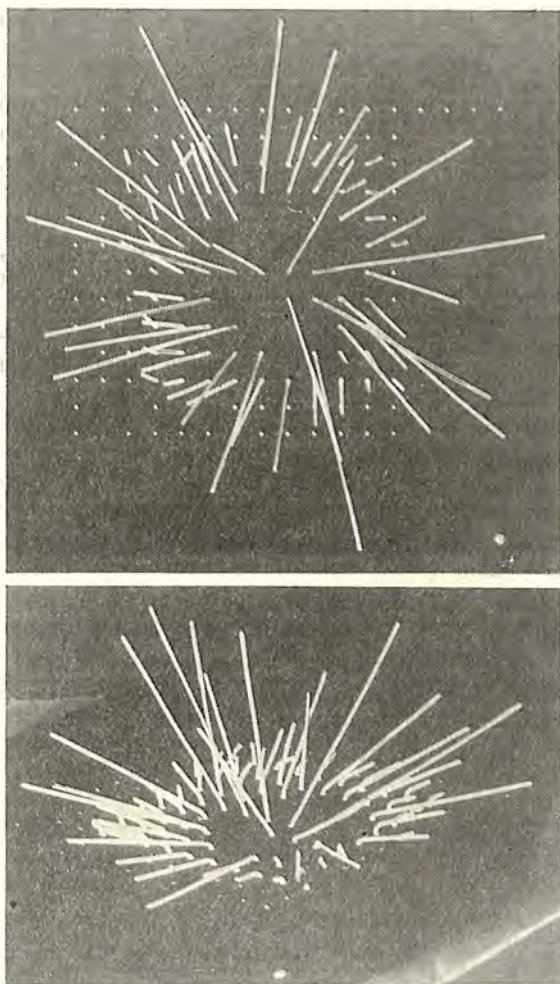
двойко: либо здесь конфигурация поля такова, что при постоянном векторе полного поля в одной области γ возрастает с глубиной, а в другой, соседней убывает, либо же меняется напряженность поля так, что в одной области напряженность поля падает, а в другой растет с глубиной.

В первом случае пятно можно представить себе как жгут силовых линий, подобный тому, что изображен на фиг. 27, а (SS — луч зрения). Во втором (более естественном случае) мы имеем ситуацию, сходную с указанной выше: неоднородность поля внутри пятна может в равной мере реализоваться и по глубине, когда в одной части пятна силовые линии сгущены, в другой более разрежены (фиг. 27, б). Однако более полное решение этого вопроса можно будет получить после изучения структуры поля на разных глубинах, чему будут посвящены следующие работы.

Заключение, основные результаты

На фиг. 28 приведена фотография проволочной модели солнечного пятна 12. VII 1962 г.: на металлической доске в равноотстоящие отверстия, соответствующие точкам магнитных карт, втыкалась проволока длиной $|H|$ (10 мм = 100 гс), наклоненная под углом γ к вертикали и развернутая так, чтобы ее проекция с осью x всегда составляла угол α . Модель иллюстрирует некоторые основные свойства магнитного поля униполярных пятен. Суммируем их кратко.

1. Вихревая структура поперечного поля — явление редкое; она развивается на периферии пятна, где поле слабое. Флуктуации скручивания



Фиг. 28. Модель солнечного пятна 12.VII 1962 г.

тикали, показывает более плавное среднее изменение этих величин, чем это принято считать на основании измерений на обсерватории Маунт Вилсон и закона Броксона. На границе пятен наблюдаются сильные (500 гс и более), преимущественно поперечные поля; среднее значение γ здесь $\sim 70^\circ$. Поле делается целиком поперечным и исчезает на расстояниях, сравнимых с диаметром пятна и более. Грубо говоря, поле в основном продольное в ядре и поперечное в полутени и вне ее, хотя иногда большие области полутени заняты целиком поперечным полем. Ход абсолютной напряженности сильно отклоняется от закона Броксона и хорошо согласуется с полем диполя, системы двух дисков на расстоянии $L = D$ —диаметру диска пятна и погруженного на такую же глубину под фотосферу.

5. Карты вертикальной компоненты тока ($\text{rot } H$)_z, вычисленной на основе карт поля, показывают очень своеобразную систему токов, циркулирующих вокруг жгутов силовых линий, сходную с системой токов в катушках статора электромотора, если смотреть вдоль его вала. Наиболее примечательным свойством этих токов является их тонкость, связанная с очень быстрыми вращениями поперечного поля и указывающая на характерные длины даже меньше разрешающей

(кривизны спиралей) не сопровождаются колебанием полной напряженности поля; при увеличении азимутального поля поле делается более продольным, что отражает скорее крутильные, чисто гидродинамические колебания трубки силовых линий.

Вихревая структура временно исчезает при резком изменении наклона магнитной оси трубки, одновременно исчезает «спутниковое» поле другой полярности, наблюдается раздвоение ядра пятна, затем вихрь восстанавливается.

2. Поле сосредоточивается в основном в жгутах, радиально направленных из пятна наружу, которые иногда замыкаются на спутниковых полях другой полярности, расположенных по соседству.

3. Вновь отмечается появление сильных поперечных полей внутри пятен в сочетании с почти продольным полем в другой части пятна.

4. Анализ карт, дающих полный вектор поля $|\mathbf{H}|$ и его наклона γ к вер-

силы записи и обработки (5"). Тесный контакт противоположных токов величиной $\sim 10^{11}$ а не исключение.

Другое примечательное свойство системы токов — это почти точное совпадение площадей, занятых вертикальными токами одного и противоположного направлений, — свойство, указывающее, что система токов, создающая магнитное поле униполярных пятен, является, по-видимому, системой постоянных токов (без источников), образованных в результате циркуляции плазмы вдоль петель, охватывающих жгуты силовых линий.

Нестационарность картины токов ото дня ко дню указывает, с другой стороны, что превращения токовой системы скорее топологические превращения (всплывание, погружение и т. п.), не связанные с реальными потерями или образованием токов.

6. Карты градиентов вертикального поля $\partial H_z / \partial z$ указывают на то, что в пятнах смыкаются большие области положительного и отрицательного градиента. По всей вероятности, контакт в пятне таких двух областей связан с неоднородностью поля внутри пятна: в одной части силовые линии более сгущены, чем в другой.

В заключение автор считает своим долгом принести благодарность Л. Р. Димовой за обработку в первую руку всех карт поля, а также Е. П. Смирновой за вычисление на электронно-счетной машине карт токов и градиентов, В. А. Гапееву и А. Е. Балковому за помощь в подготовке окончательных чертежей.

Апрель, 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 126.
2. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
3. Б. Йошпа и В. Обридко. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 2, 541.
4. Д. Н. Рачковский. Дисс., 1963; Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 97.
5. V. Stepanov, E. Sharoshnikova, N. Petrova. Catalogue of magnetic fields for the period of IGY. Ann. IGY, 23. Pergamon Press, 1963.
6. F. Seares. Astrophys. J., 1913, 38, 99.
7. А. В. Брунс, Н. С. Никитин, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 80.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 159.
9. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 200.
10. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
11. R. Darniellson. Astrophys. J., 1961, 134, 275.
12. R. Richardson. Astrophys. J., 1941, 93, 24.
13. G. Hale. Nature, 1927, 119, 708.
14. С. И. Гопасюк. Наст. том, стр. 100.
15. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 3.
16. R. Leighton. Astrophys. J., 1959, 130, 366.
17. А. Б. Северный. Астр. ж., 1959, 36, 208.
18. R. Bray and R. Loughhead. Austral. J. Phys., 1962, 15, 482.
19. G. Hale, F. Ellerman, S. Nicholson, A. Joy. Astrophys. J., 1919, 59, 153.
20. S. Chapman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1943, 103, 117.
21. K. Nishi. Publ. Astr. Soc. Japan, 1962, 14, N 4, 325.
22. W. Unno. Publ. Astr. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
23. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 212.
24. Н. В. Годовников и Е. П. Смирнова. Наст. том, стр. 86.

НОВЫЙ МЕТОД ОДНОВРЕМЕННОЙ РЕГИСТРАЦИИ ПАРАМЕТРОВ
ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный

Описан метод, позволяющий одновременно и достаточно быстро получать всю информацию о поперечном поле. Метод основан на периодической смене ориентации $1/4\lambda$ -пластинки, поставленной перед кристаллом фосфата аммония, меняющего разность хода в пределах $\pm 1/4\lambda$. Применение аналогового вычислительного устройства позволяет наряду с двумя составляющими вектора поперечных колебаний регистрировать азимут направления этих колебаний.

A NEW METHOD OF SIMULTANEOUS REGISTRATION OF TRANSVERSE MAGNETIC FIELD PARAMETERS, by A. V. Bruns, N. S. Nikulin and A. B. Severnyy.— A method which permits a simultaneous and sufficiently rapid determination of all the information on a transverse magnetic field is described. The method is based on a periodic change of the orientation of a $1/4\lambda$ -plate placed before a phosphate ammonium crystal, which varies the path difference within the limits $\pm 1/4\lambda$. The application of an analogous computer enables the registration of the two components of the vector of transversal vibrations and also the azimuths of these vibrations.

С 1959 г. регистрация продольного и поперечного полей производится путем последовательно сделанных записей продольной компоненты, а затем поочередно двух составляющих вектора поперечных колебаний $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$, получаемых при различных ориентациях $1/4\lambda$ -пластинки по отношению к главной оси кристалла (угол 0 и 45° , см. [2]). Этот метод описан в [1] и [2]. Его основной недостаток — это разновременность записей обеих составляющих, что влечет за собой не только снижение разрешающей силы во времени, но и усиление влияния случайных отклонений при сканировании изображения Солнца, возникающих из-за дрожания и ошибок в установке изображения на щель (обычно, правда, эти отклонения целиком определяются амплитудой дрожания изображений).

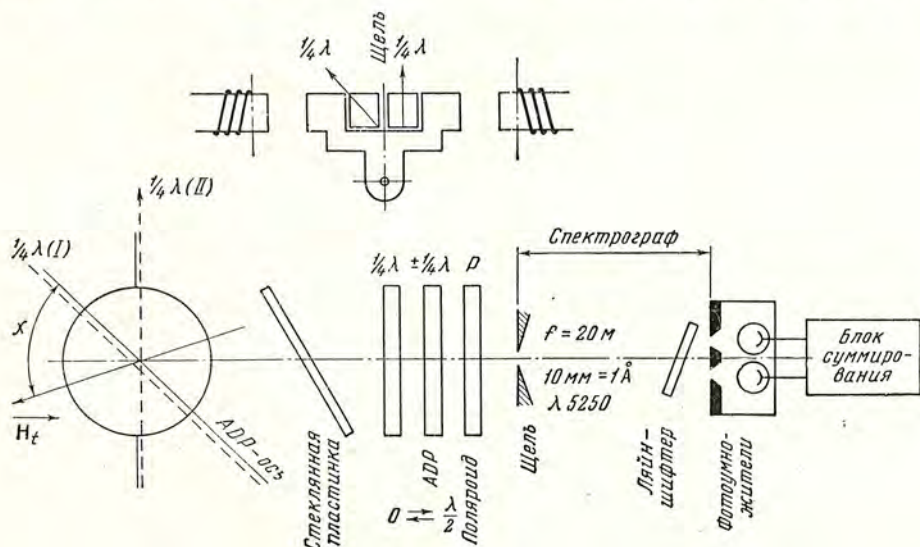
Второстепенным недостатком метода является трудоемкость обработки записей, в особенности для определения азимута поперечных колебаний согласно соотношению

$$\operatorname{tg} 2\chi = \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}.$$

Желательно иметь возможность получать азимут непосредственно путем его записи на диаграммной ленте или цифropечатающем устройстве. В 1963 г. был разработан метод, устраняющий указанные недостатки в записях поперечных полей, именно позволяющий одновременно регистрировать обе составляющие поперечного поля и путем переработки сиг-

налов поперечного поля $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ производить регистрацию азимута поперечных колебаний χ на диаграммной ленте.

Оптическая схема метода представлена на фиг. 1. Перед входной щелью горизонтального спектрографа Башенного солнечного телескопа ставится анализатор плоской поляризации, выполненный следующим образом. Помимо поляризатора, модулятора разности хода $\pm \frac{1}{4} \lambda$ -кристалла фосфата аммония (ADP), обычно применяемых при анализе круговой поляризации, перед кристаллом ADP вводится составная пластинка из двух $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинок, оси которых скрещены под углом 45° . Оправа этой пластинки является якорем поляризованного реле (схему этого устройства



Фиг. 1. Схема оптической части магнитографа

см. наверху фиг. 1), на которое подается напряжение с частотой 20 гц от звукового генератора ЗГ-10. Такая периодическая смена положения составной пластинки приводит к тому, что угол, образованный необыкновенной осью $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинки с главной осью кристалла ADP, попеременно принимает значения 0 и 45° . Это позволяет одновременно записывать оба сигнала $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$.

Схема расположения осей в первом и втором положениях составной пластинки показана на фиг. 1 слева; здесь H_t — направление поперечных колебаний. Плоскопараллельная стеклянная пластинка, стоящая перед этой составной $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинкой, служит для устранения инструментальной поляризации. Следует заметить, что устранение инструментальной поляризации при колебаниях составной пластинки (т. е. в двух ее положениях одновременно) позволяет надежнее устранить влияние этой поляризации, так что подправлять ее положение при записи поперечного поля обычно не приходится.

Для нахождения угла χ было разработано аналоговое вычислительное устройство (АВУ). При его разработке была поставлена задача определить значение χ по значению напряжений, пропорциональных $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ с учетом полярности этих сигналов. Если составная $\frac{1}{4} \lambda$ -пластинка состоит из двух пластинок, оси которых скрещены под углом 45° , то между углом χ и $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ существует следующая зависимость:

$$\chi = \frac{1}{2} \left[\pi |n| + (-1)^n \frac{5n+1}{2} \arctg \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} \right], \quad (1)$$

где n — параметр, задаваемый таблицей.

В разработанном АВУ угол χ находится следующим образом.

1. Определяется отношение

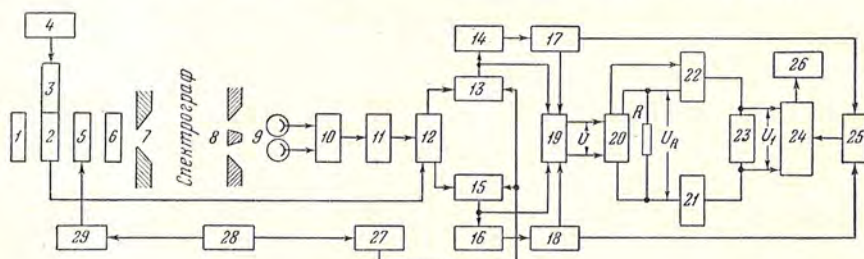
$$\frac{|\delta_{\perp 1}|}{|\delta_{\perp 2}|} = |\operatorname{tg} 2\chi|. \quad (2)$$

2. По модулю значения $|\operatorname{tg} 2\chi|$ определяется угол 2χ , расположенный в первом квадранте

$$2\chi = \arctg \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}}. \quad (3)$$

3. По знакам $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ находится значение угла 2χ в пределах от 0 до 2π .

4. Определяется значение χ в соответствии с выражением (1).



Фиг. 2. Блок-схема магнитографа, регистрирующего одновременно обе составляющие и направление вектора поперечного поля на поверхности Солнца

Первая операция производится с помощью следящей системы аналогично тому, как это описано в работе [3]. Вторая операция осуществляется нелинейным функциональным преобразователем (НФП). Преобразователь представляет собой двухполюсник с вольт-амперной характеристикой

$$I = K_1 \operatorname{tg} K_2 U_1, \quad (4)$$

полученной методом кусочно-линейной аппроксимации. Нахождение угла 2χ в пределах $0 - 2\pi$ осуществляет линейный сумматор, управляемый логической схемой. Нахождение χ по значению 2χ сводится к выбору соответствующего масштаба выходного напряжения АВУ.

Азимут поля, град	Полярность		n	Пределы, в которых прибор регистрирует азимут поля, град
	$\delta_{\perp 1}$	$\delta_{\perp 2}$		
0—45	+	+	0	2,5—39,4
45—90	+	—	1	50,6—87,5
90—135	—	—	—1	92,5—129,4
135—180	—	+	2	140,6—177,5

Блок-схема магнитографа, приспособленного для одновременной регистрации обеих составляющих и азимута χ поперечных колебаний, приведена на фиг. 2.

Перед входной щелью спектрографа 7 установлены: компенсатор инструментальной поляризации 1, анализатор круговой поляризации, состоящий из кристалла *ADP* 5 и поляроида 6, и поляризованное реле, на якоре которого закреплена составная $1/4 \lambda$ -пластинка. С выхода гене-

ратора ЗГ-10 4 на обмотку этого реле подается напряжение с частотой 20 гц. За выходной щелью спектрографа 8 установлены фотоумножители 9.

Часть схемы, включающая суммирующий усилитель 10 и основной узкополосный усилитель 28-ИМ 11, оставлена без изменений по сравнению с описанной в [3]. С выхода усилителя 28-ИМ сигнал, содержащий информацию об обеих составляющих поперечного магнитного поля, через коммутатор 12 подается поочередно на синхронно-фазовые детекторы 13 и 15. Коммутатор управляется импульсами напряжения прямоугольной формы, снимаемыми с контактов поляризованного реле, на якоре которого укреплена составная $\frac{1}{4}$ λ -пластинка 2,3. Напряжение с частотой 700 гц с выхода генератора 28 подается на усилитель 29, к выходу которого подключен кристалл АДР 5, и на блок 27, формирующий импульсы коммутирующего напряжения прямоугольной формы. С выхода блока 27 коммутирующее напряжение поступает на синхронно-фазовые детекторы 13 и 15. Напряжения, снимаемые с выходов синхронно-фазовых детекторов, подаются на ЭПП-09 14 и 16, регистрирующие значения $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$, и на блок деления 19. Напряжение сигналов на входах ЭПП-09 14 и 16 имеют либо положительную, либо отрицательную полярность в зависимости от ориентации вектора поперечного поля относительно осей кристалла АДР. Для нормальной работы блока деления необходимо, чтобы полярность подаваемых на него напряжений не менялась. Для этого в схему введены блоки управления 17 и 18, которые в момент перемены полярности сигналов производят соответствующие переключения, обеспечивая неизменность полярности напряжений на входе блока деления 19.

Блок деления выдает напряжение, пропорциональное

$$U = K_1 \frac{\delta_{\perp 1}}{\delta_{\perp 2}} = K_1 \operatorname{tg} 2\chi, \quad (5)$$

где K_1 — коэффициент пропорциональности. Это напряжение подается на сравнивающее устройство 20, которое, работая совместно с блоками 21, 22 и 23, обеспечивает преобразование (3). Эта часть схемы работает следующим образом.

Стабилизированный выпрямитель 21 нагружен на последовательно включенное постоянное сопротивление R , регулируемое сопротивление 22 и НФП 23. Изменение величины регулируемого сопротивления 22 будет менять ток I во всей цепи. Учитывая выражение (4), можно записать соотношение между падением напряжения на НФП и на сопротивлении R

$$IR = U_1 = K_2 \operatorname{arctg} K_1 U_R. \quad (6)$$

Здесь K_2 — коэффициент пропорциональности между входным напряжением на НФП и соответствующим значением угла.

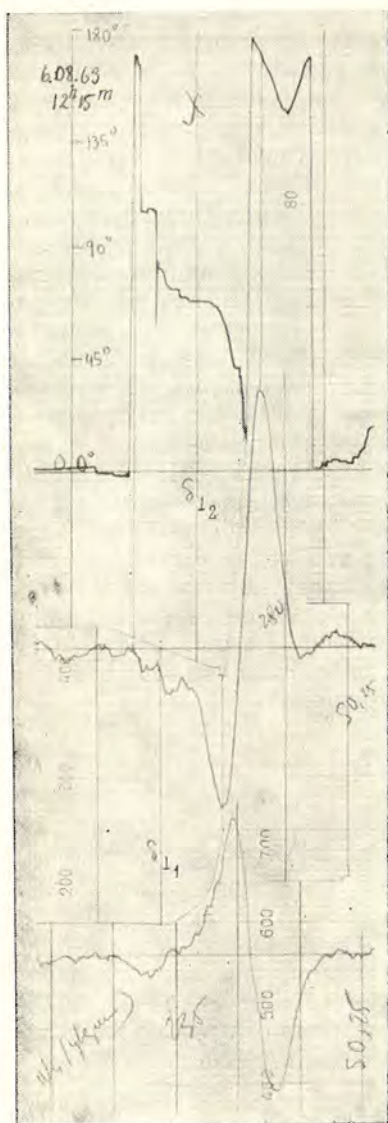
Управление величиной сопротивления 22 производится автоматически сравнивающим устройством 20, которое устанавливает такую величину тока, чтобы напряжение U_R было равно значению входного напряжения U . Напряжение на выходе НФП будет связано с входным напряжением следующим равенством:

$$U_1 = K_2 \operatorname{arctg} K_1 U. \quad (7)$$

Так как напряжение $U \geq 0$, то соответствующий ему по уравнению (7) угол расположен в первом квадранте.

Для вычисления угла в пределах $0 - 2\pi$ необходимо ввести соответствующую поправку. Истинное значение угла будет пропорционально линейной комбинации напряжения на выходе и некоторого дополнительного напряжения

$$U_2 = K_2 \pi n. \quad (8)$$



Фиг. 3. Пример одновременной регистрации двух составляющих $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ и азимута χ

ции о составляющих вектора поперечного поля для получения азимута этого поля не единственно возможный. В описанном АВУ используется метод скалярных преобразований, т. е. алгебраических вычислений с электрическими величинами, пропорциональными тригонометрическим функциям.

Возможно также использование амплитудных и фазовых свойств синусоидального тока (векторно-электрический метод) [4]. Этот метод основан на представлении вектора с помощью напряжения переменного тока, амплитуда которого пропорциональна модулю вектора, а фаза равна его аргументу.

В настоящее время в Крымской астрофизической обсерватории разрабатывается АВУ, работающее на принципе сложения двух напряжений: $U_1 = U_{1m} \sin \omega t$ и $U_2 = U_{2m} \sin (\omega t + \pi/2)$, — амплитуды которых соответ-

Значения n даны в таблице.

Сложение напряжений U_1 и U_2 производится в сумматоре 24, а выбор величины n и соответствующее управление сумматором осуществляется логической схемой 25, которая получает информацию о полярности $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ от блоков 17 и 18.

Узлы АВУ 24 и 25 выполняют операцию

$$U_{\text{вых}} = K_2 \pi |n| + (-1)^n \frac{5n+1}{2} U_1. \quad (9)$$

Подставив в это выражение значение U_1 , в зависимости от U [см. уравнение (7)] получим

$$U_{\text{вых}} = K_2 [\pi |n| + (-1)^n \frac{5n+1}{2} \operatorname{arctg} K_1 U]. \quad (10)$$

Сравнивая выражения (10) и (1), мы видим, что напряжение на выходе АВУ прямо пропорционально искомому углу χ . Это напряжение регистрируется самописцем ЭПП-09 26.

Из таблицы видно, что зона нечувствительности прибора при перемене знака полярности одного из сигналов колеблется в пределах $5-11^\circ$. Это приводит к тому, что на записях угла χ в местах, соответствующих перемене знака полярности, появляются ступеньки. Причина появления этой погрешности заключается в том, что при выбранном значении K_1 в (5) блок, производящий операцию деления, может выдавать отношение лишь в пределах $0,0875-5,05$.

Прибор был опробован летом и осенью 1963 г. и показал свою эффективность. На фиг. 3 приведена одновременная запись двух составляющих $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$ и азимута χ (наверху). Изложенный метод переработки информа-

ственно пропорциональны значению $\delta_{\perp 1}$ и $\delta_{\perp 2}$. Амплитуда напряжения, полученного в результате сложения $\vec{U}_1$ и $\vec{U}_2$, будет пропорциональна значению суммарного вектора поперечного поля, а сдвиг фазы — характеризовать его азимут.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
 2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 126.
 3. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 209.
 4. С. О. Доброгурскй, В. К. Титов. Счетно-решающие устройства. Оборонгиз, 1953.
-

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Н. В. Годовников, Е. П. Смирнова

Делается попытка промоделировать солнечные пятна протяженными магнитными трубками. Рассчитываются карты поля системы таких диполей и градиенты магнитного поля вблизи нулевой точки. Результаты по порядку величины согласуются с полученными на моделях.

A COMPUTATION OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS, by *N. V. Godovnikov* and *E. P. Smirnova*.— An attempt is made to construct a sunspot model by means of elongated magnetic tubes. Charts of the field of such a dipole system and the magnetic field gradient near the zero point are computed. The results are of the same order as those obtained from models.

Довольно давно делались попытки подобрать какую-то эмпирическую формулу для магнитного поля H солнечного пятна. Броксен [1] дал зависимость

$$H = H_{\text{макс}} \left(1 - \frac{r^2}{b^2}\right), \quad (1)$$

где b — расстояние от центра пятна до точки наблюдения, r — радиус пятна.

Для наклона силовых линий к картинной плоскости предложена в [2] эмпирическая формула

$$\gamma = \frac{\pi}{2} \frac{r}{b}, \quad (2)$$

где $\gamma = \arccos H_{\parallel}/H$ и $H_{\parallel}$ — составляющая H по лучу зрения. В то же время измерения поля одиночных пятен [3] дали для напряженности следующую формулу:

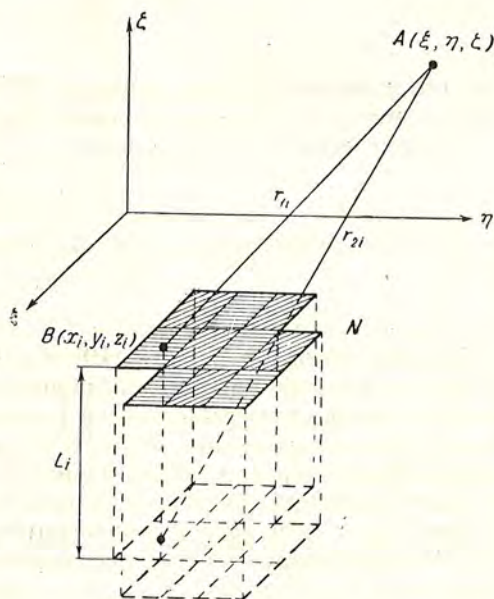
$$Hr^3 = \text{const.} \quad (3)$$

В Крымской астрофизической обсерватории поле группы пятен моделируется электромагнитами [4], что примерно соответствует дипольной модели пятна. Имеет смысл поэтому рассчитать поле такой системы диполей и сравнить результаты как с наблюдениями, так и с моделью. Так как расстояния между пятнами зачастую меньше размеров пятен, пятно рассматривалось как отрезок магнитной трубки длины L и площади S с сосредоточенными на концах магнитными массами m .

Магнитная масса определяется по закону Гаусса

$$m = \frac{1}{4\pi} \oint H \, ds, \quad (4)$$

где поверхность интегрирования охватывает только один полюс диполя. Практически поток через боковую поверхность оказывается пренебрежимо мал; предполагается также, что H одинаково по всей площади пятна. Длину трубки подбирали так, чтобы получить приемлемые значения градиента поля вблизи нулевой точки. При счете каждое пятно разбивалось на элементарные диполи с площадью, равной квадрату максимального шага интегрирования (фиг. 1), а шаг интегрирования принимался не больше одной десятой наименьшего расстояния между пятнами. Таким образом удалось учесть и форму пятна. Но ввиду больших в принятом масштабе размеров пятен и соответственно большого количества начальных данных при малой оперативной памяти ЭВМ получены пока только две карты магнитного поля, и, к сожалению, как раз такие, для которых нет данных магнитографа.



Фиг. 1. Модель пятна

Магнитное поле группы пятен вычисляется по формулам

$$H_x = \sum_{i=1}^N m_i (\xi - x_i) \left[\frac{1}{r_{1i}^3} - \frac{1}{r_{2i}^3} \right], \quad (5)$$

$$H_y = \sum_{i=1}^N m_i (\eta - y_i) \left[\frac{1}{r_{1i}^3} - \frac{1}{r_{2i}^3} \right], \quad (6)$$

$$H_z = \sum_{i=1}^N m_i \left\{ (\zeta - z_i) \left[\frac{1}{r_{1i}^3} - \frac{1}{r_{2i}^3} \right] - \frac{L_i}{r_{2i}^3} \right\}, \quad (7)$$

где ξ, η, ζ — текущие координаты, x_i, y_i, z_i — координаты i -го элементарного диполя, N — общее число элементарных диполей, а

$$r_{1i}^2 = (\xi - x_i)^2 + (\eta - y_i)^2 + (\zeta - z_i)^2; \quad (8)$$

$$r_{2i}^2 = (\xi - x_i)^2 + (\eta - y_i)^2 + (\zeta - z_i + L_i)^2, \quad (9)$$

величины L_i и m_i постоянны в пределах одного пятна; ось ζ направлена по лучу зрения, и все диполи ориентированы параллельно оси ζ . При $L_i \rightarrow 0$ и $mL = p = \text{const}$ поле (5), (6), (7) переходит в обычное поле системы точечных диполей.

Уравнения силовых линий записываются в виде

$$\frac{d\xi}{d\zeta} = \frac{H_\xi}{H_\zeta} = f(\xi, \eta, \zeta); \quad (10)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{H_\eta}{H_\xi} = g(\xi, \eta, \zeta). \quad (11)$$

Они интегрировались численно на ЭВМ «Минск-1» несколько модифицированным методом Эйлера с переменным шагом.

Обычно, если дано уравнение

$$u = f(v), \quad (12)$$

то значение функции $u_{k+1} = u(v_{k+1})$ получается из (12) по формуле

$$u_{k+1} = u_k + hf_k, \quad (13)$$

где h — шаг интегрирования, а $f_k = f(v_k)$.

Правая часть уравнений (10) и (11) имеет особенности двух типов: 1) f и g расходятся как $1/r^2$, когда силовая линия входит в пятно; 2) f и g расходятся как тангенс при $H_\xi = 0$. Поэтому производилась замена переменных таким образом, чтобы функции, стоящие в правой части интегрируемых уравнений, были всегда меньше единицы.

При $|f_k| < 1$ и $|g_k| < 1$ интегрирование производилось по формулам (14); знак выбирался из условия монотонности аргумента: если $\xi_k > \xi_{k-1}$, берем знак плюс, если $\xi_k < \xi_{k-1}$, — знак минус:

$$\left. \begin{aligned} \xi_{k+1} &= \xi_k \pm hf_k, \\ \eta_{k+1} &= \eta_k \pm hg_k, \\ \zeta_{k+1} &= \zeta_k \pm h. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

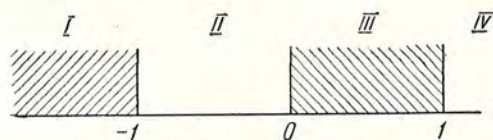
Если $|f_k| > 1$ и $|\varphi_k| = \left| \frac{g_k}{f_k} \right| < 1$, вычисления производились по формулам (15):

$$\left. \begin{aligned} \xi_{k+1} &= \xi_k \pm h, \\ \eta_{k+1} &= \eta_k \pm h\varphi_k, \\ \zeta_{k+1} &= \zeta_k \pm \frac{h}{f_k}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

а в случае $|g_k| > 1$ и $|\varphi_k| > 1$ — по формулам (16):

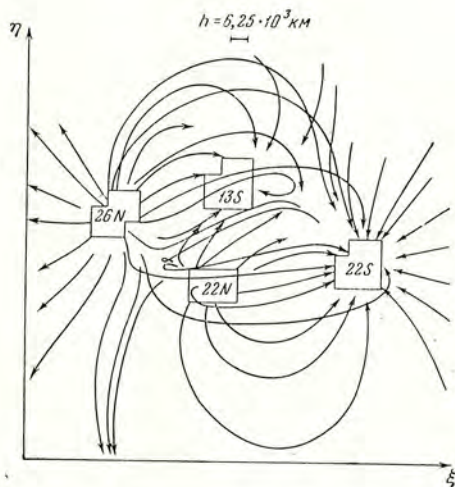
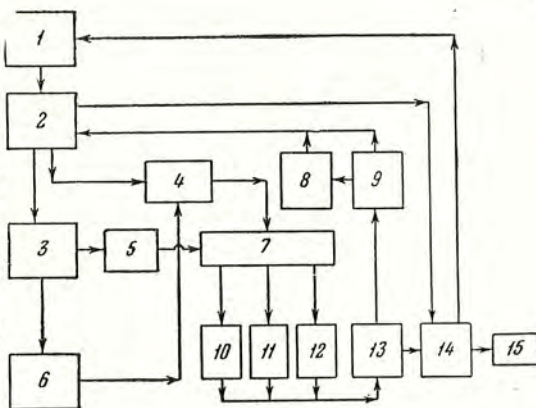
$$\left. \begin{aligned} \xi_{k+1} &= \xi_k \pm \frac{h}{\varphi_k}, \\ \eta_{k+1} &= \eta_k \pm h, \\ \zeta_{k+1} &= \zeta_k \pm \frac{h}{g_k}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

На функции f и g наложены обобщенные требования непрерывности: если изобразить область значений f и g числовой прямой (фиг. 2), то из области I разрешается переход в области II и IV, но не в область III; из области II — в области I и III и т. д. Если это требование не выполнялось, шаг интегрирования уменьшался.

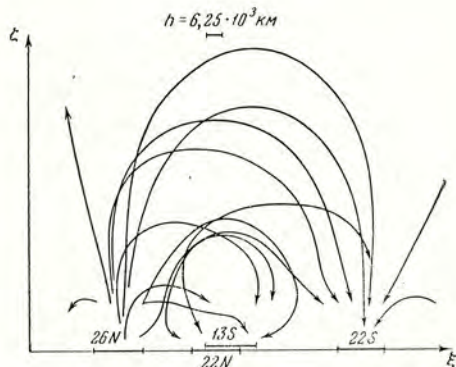


Фиг. 2. Область значений f и g

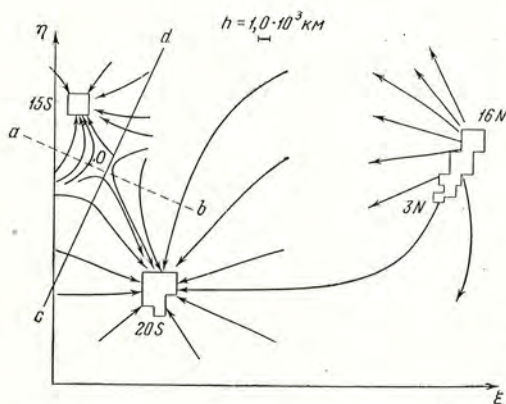
Фиг. 3. Блок-схема программы расчета магнитных полей пятен для ЭВМ «Минск-1»
 1 — засылка координат начала силовой линии; 2 — вычисление $H_x, H_y, H_z, f, g, \varphi$ в точке X_k, Y_k, Z_k ; 3 — контроль «непрерывности» функций f, g, φ (контроль «непрерывности» в начале силовой линии не производится); 4 — печать координат и H_x, H_y, H_z в данной точке поля; 5 — уменьшение шага интегрирования; 6 — засылка данных для следующего шага; 7 — выбор расчетной формулы; 8 — увеличение шага интегрирования; 9 — передача управления на вычисление H в следующей точке силовой линии; 10, 11, 12 — вычисление координат по формулам соответственно (14), (15), (16); 13 — контроль пределов области интегрирования; 15 — остановка



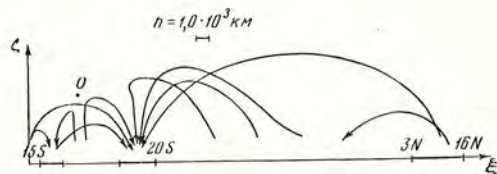
Фиг. 4. Проекция на картинную плоскость карты магнитного поля вспышки 1.IV 1960 г.



Фиг. 5. Проекция карты магнитного поля вспышки 1.IV 1960 г. на плоскость $\xi O \xi$



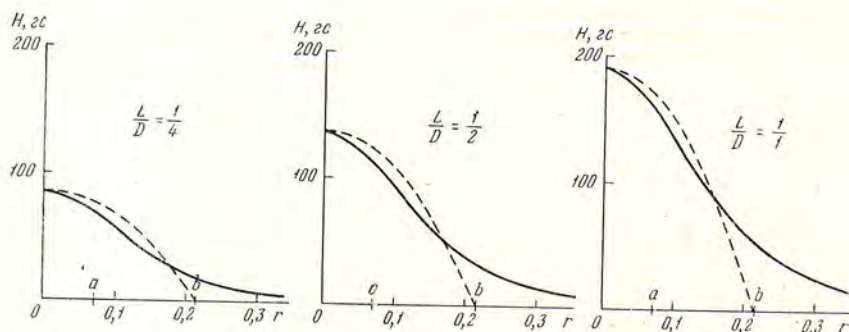
Фиг. 6. Проекция на картинную плоскость карты магнитного поля вспышки 7.VII 1958 г. (O — нулевая точка)



Фиг. 7. Проекция карты магнитного поля вспышки 7.VII 1958 г. на плоскость $\xi O \xi$ (O — нулевая точка)

Блок-схема программы приводится на фиг. 3. Точность метода Эйлера невелика, но и рассматриваемая модель является очень грубым приближением.

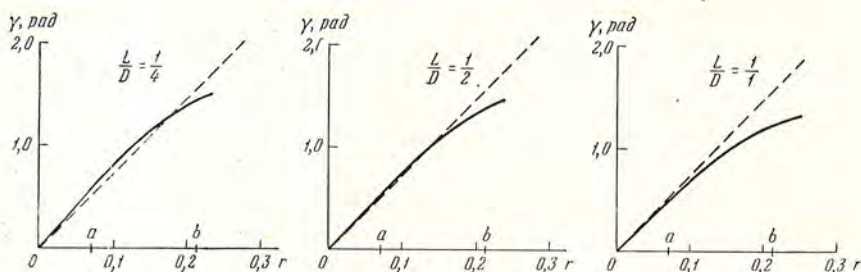
Были получены карты для вспышки 1.IV 1960 г. (фиг. 4, 5) и 7. VII 1958 г. (фиг. 6, 7). В обоих случаях ясно видны нулевые точки поля. На карте 1.IV 1960 г. они закрываются сверху другими силовыми линиями; на этой карте видно также, что в проекции на картинную плоскость некоторые силовые линии пересекаются с другими под прямым углом или вообще противоположно направлены. Некоторые силовые линии даже проходят на большой высоте над пятном, пересекая его в проекции.



Фиг. 8. Зависимость $H(r)$ для одиночного пятна при разных значениях L/D

Начало системы координат находится в центре пятна, a — радиус пятна ($a = 1/2 D$), b — радиус полутени. Формуле (2) соответствует штриховая линия; результату, полученному нами, — сплошная

Как уже говорилось, эффективная длина магнитной трубки подбиралась с тем расчетом, чтобы добиться согласия с экспериментальными данными. Были рассчитаны $H(r)$ для одиночного пятна в случае разных L/D , где D — диаметр пятна (фиг. 8). Считая правильной зависимость (1), нашли, что $L = 1/4 D$. Этот результат находится также в согласии с формулой (2) (фиг. 9).

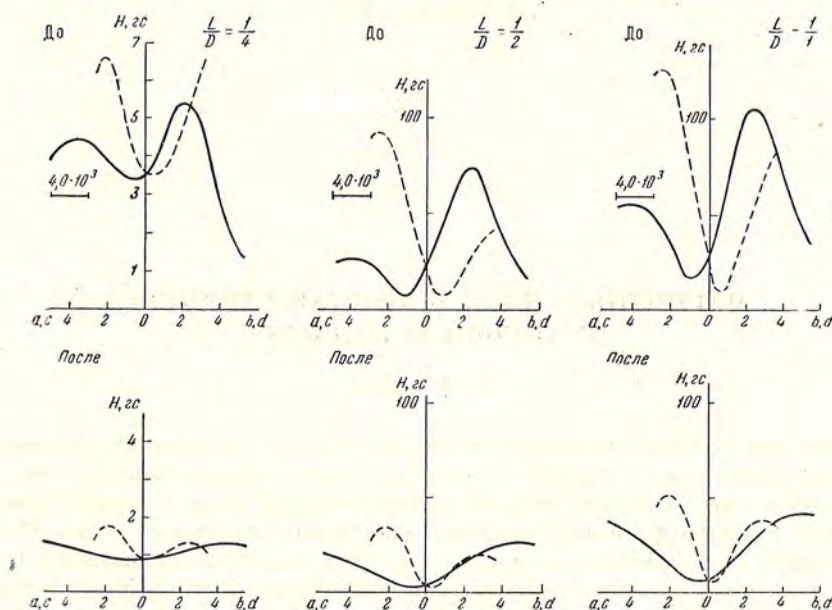


Фиг. 9. Зависимость $\gamma(r)$ для одиночного пятна при разных значениях L/D

Обозначения те же, что на фиг. 8

На модели измерялись значения градиентов поля вблизи проекции нулевой точки на картинную плоскость. Поэтому для группы пятен 7. VII 1958 г. градиенты были вычислены тоже около проекции нулевой точки на плоскость $\xi O\eta$ по двум взаимно-перпендикулярным направлениям ab и cd (фиг. 6, 10) при различных значениях L/D (см. таблицу). Как показано в [4], градиенты, полученные на моделях и непосредственным измерением, довольно хорошо совпадают. Перед вспышкой они достигают значений порядка сотых или даже десятых долей гаусса на километр. Градиенты же,

вычисленные при $L = 1/4 D$, — порядка тысячных долей гаусса на километр. В то же время градиенты, полученные при $L \approx D$, по порядку величины совпадают со значениями, полученными на модели.



Фиг. 10. Напряженность магнитного поля вблизи проекции нейтральной точки на картинную плоскость при различных L/D до и после вспышки.

Ход H по направлению ab изображается штриховой линией, по направлению cd — сплошной

Таблица значений градиента магнитного поля вблизи нулевой точки, полученных при различных значениях L/D

L/D	Расчетные значения, град·гс/км			Значения градиента, полученные на модели, гс/км
	$1/4$	$1/2$	1	
До вспышки . . .	0,002	0,015	0,019	0,042
После вспышки . .	0,0005	0,005	0,008	0,030

В работе А. Б. Северного [5] показано, что формулы (1) и (2) не очень хорошо согласуются с наблюдениями; данные наблюдений отклоняются от зависимости, полученной Броксеном, на ту же величину и в ту же сторону, что и вычисленные нами. К сожалению, как уже говорилось, для групп 1. IV 1960 г. и 7. VII 1958 г. отсутствуют данные магнитографа.

За предложение темы работы и многочисленные обсуждения приносив глубокую благодарность А. Б. Северному, а за хорошую работу ЭВМ выражаем признательность коллективу, работающему на машине.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. Broxen. Phys. Rev., 1942, 62, 521.
2. S. Chapman. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1943, 103, 117.
3. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1960, 23, 212.
4. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошников. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 29, 15.
5. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 34.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ТОНКАЯ СТРУКТУРА
В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Т. Т. Цап

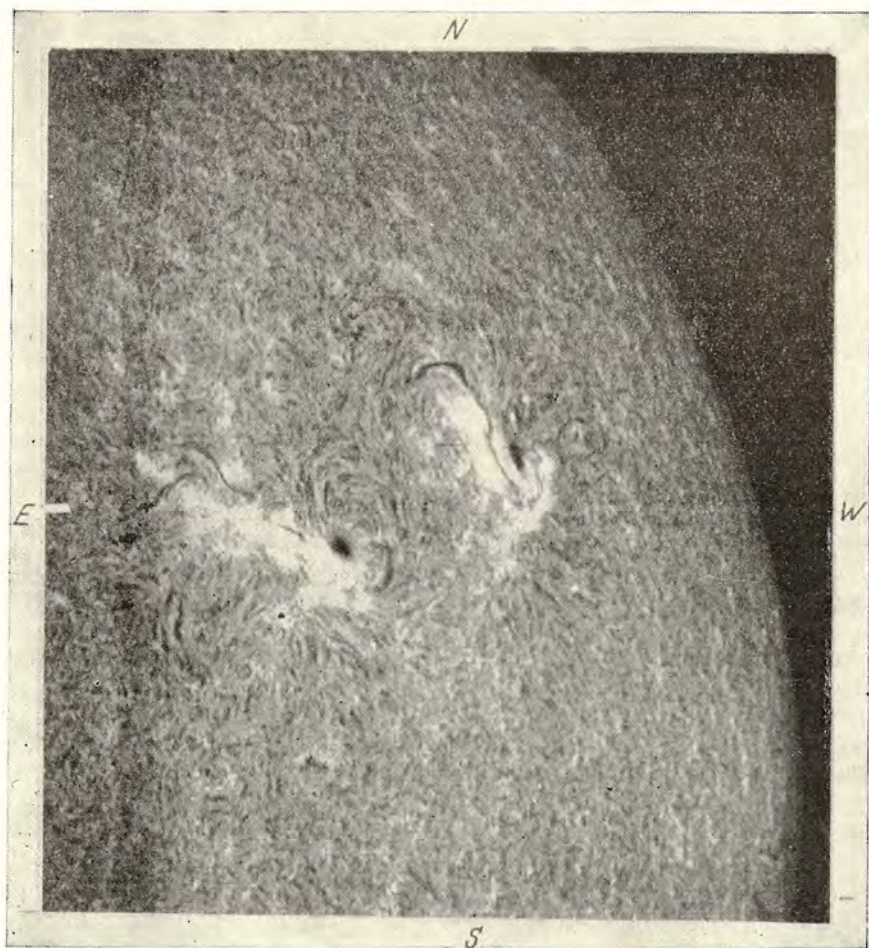
Изучается ориентация тонкой структуры хромосферы в линии H_{α} и структуры полутени в интегральном свете по отношению к поперечным магнитным полям, записанным на уровне фотосферы. Найдено хорошее согласие между ориентацией тонкой структуры хромосферы и направлением поперечных магнитных полей. Соответствие между ориентацией волокнистой структуры полутени, наблюдаемой в интегральном свете, и поперечными магнитными полями значительно хуже, чем для хромосферы.

MAGNETIC FIELDS AND FINE STRUCTURE IN AN ACTIVE REGION, by *T. T. Tsap*.— The orientation of fine chromospheric structure in H_{α} and the structure of the penumbra in integral light relative to transverse magnetic fields recorded at photospheric level is studied. Good agreement is found between the orientation of fine chromospheric structure and the direction of transverse magnetic fields. The accordance between the orientation penumbra filamentary structure observed in integral light and transverse magnetic fields is much less satisfactory than for the chromosphere.

В 1963 г. на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории продолжали получать записи магнитных полей, спектрогелиограмм в линии H_{α} и фотогелиограмм для сравнения ориентации тонкой структуры хромосферы (темных волокон) и структуры полутеней с направлениями поперечных магнитных полей. Такое сопоставление, проведенное в [1], показало, что имеется хорошее соответствие между ориентацией тонкой структуры хромосферы и направлениями поперечных магнитных полей, записываемых на уровне фотосферы. Такой же вывод был сделан в [2] на основании сопоставления тонкой структуры хромосферы с продольными магнитными полями.

В [1] также отмечалось, что соответствие между ориентацией гранул полутени и направлением магнитного поля несколько хуже. В работе [3] указывалось, что имеет место хорошее совпадение спиральной структуры полутеней и магнитного поля. Так как вывод относительно поведения тонкой структуры полутени в магнитном поле был сделан нами на основании одного пятна, было решено проверить этот результат на дополнительном материале. Кроме того, мы посчитали целесообразным проверить на материале 1963 г. полученные ранее результаты для тонкой структуры хромосферы.

Регистрация поперечных магнитных полей проводилась в фотосферной линии железа $\lambda 5250 \text{ \AA}$ по методу, разработанному в [4]. Этот метод предполагает последовательную запись обоих сигналов δ_1 и δ_2 от поперечного поля, что является, в известной мере, недостатком метода, так как



Фиг. 1. Фотография активной области в линии H_{α} за 8.VIII 1963 г.
Диаметр Солнца 33 см

при повторном сканировании невозможно точно записывать одни и те же места на Солнце. Кроме того, возможны некоторые изменения поля со временем. Усовершенствование метода регистрации поперечного поля проведенное в 1963 г., дало возможность записывать одновременно оба сигнала δ_1 и δ_2 от поперечного поля [5].

Часть записей магнитных полей, исследованных в данной работе, получена этим усовершенствованным методом. Точность измерения поперечных магнитных полей (шумы магнитографа) ~ 100 гс. Разрезы изображения Солнца делались вдоль суточной параллели через интервалы $6''$, 5 . При одновременной записи обоих сигналов от поперечного поля ширина и высота входной щели спектрографа была равна $0,35 \times 1,0$ мм и при последовательной записи $0,3 \times 0,5$ мм. Диаметр изображения Солнца равнялся 200 мм. Записи магнитных полей представлялись в виде карт азимутов проекции вектора H на картинную плоскость.

Съемка спектрогелиограмм в линии H_{α} , а также фотогелиограмм велась утром в часы наилучших изображений при диаметре изображения Солнца 110 мм (фиг. 1).

Данные об использованном в работе материале приведены в таблице. В 1-м столбце даны номер активной области и дата, во 2,3,4-м столбцах —

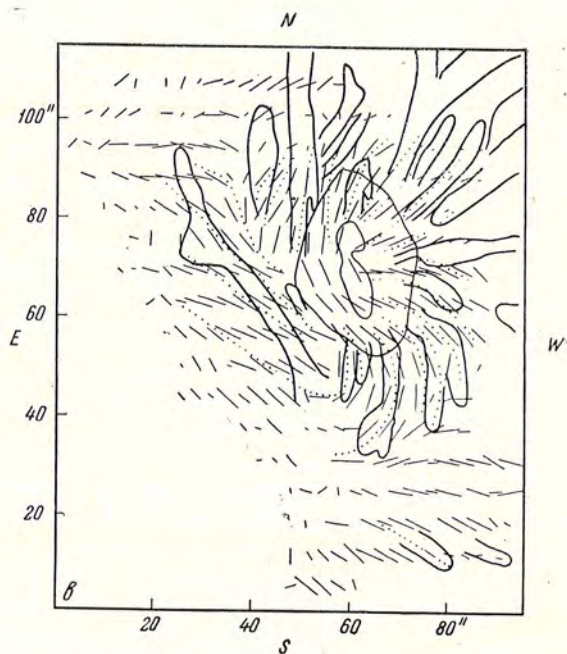
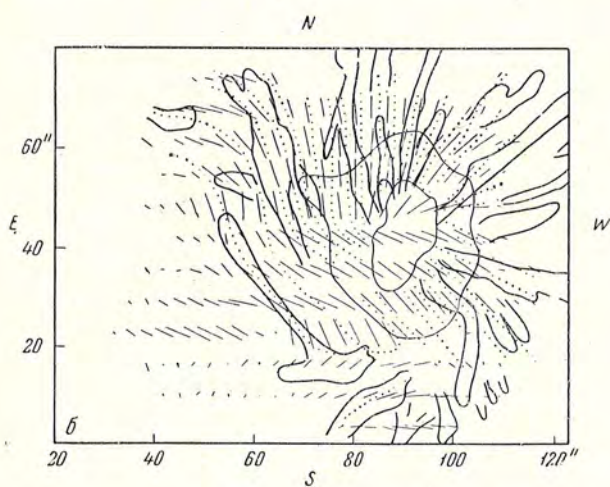
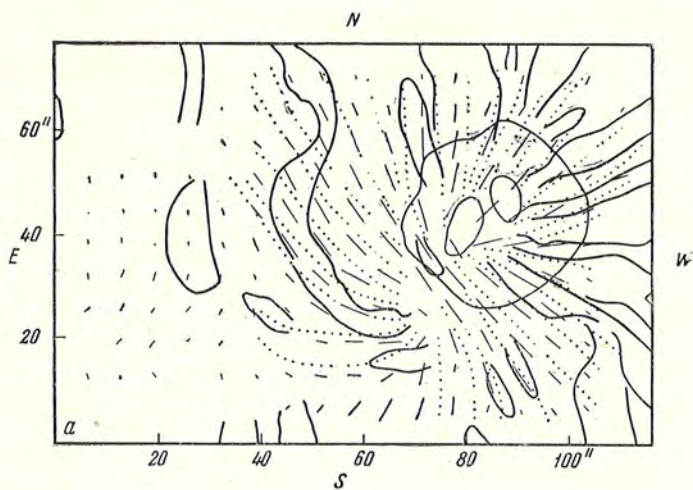
Номер группы, дата, август 1963 г.	t_1	t_2	t_3	Прочие записи
№ 26				
5	9 ^h 15 ^m		13 ^h 10 ^m —13 ^h 30 ^m	II
6	7 30		12 40 —13 20	II
7	7 10		14 58 —15 55	
№ 28				
6	7 30	8 ^h 38 ^m	12 15 —12 35	II
7	7 10	8 41	16 03 —16 45	
8	7 00	7 40	11 25 —11 45	II
№ 30				
18	7 36	8 35	10 55 —12 40	
19	6 45		13 10 —14 14	

время съемки спектрогелиограмм t_1 , фотогелиограмм t_2 и записей поперечных магнитных полей t_3 . Наконец, в последнем столбце — прочие записи, полученные усовершенствованным методом, стоит цифра II.

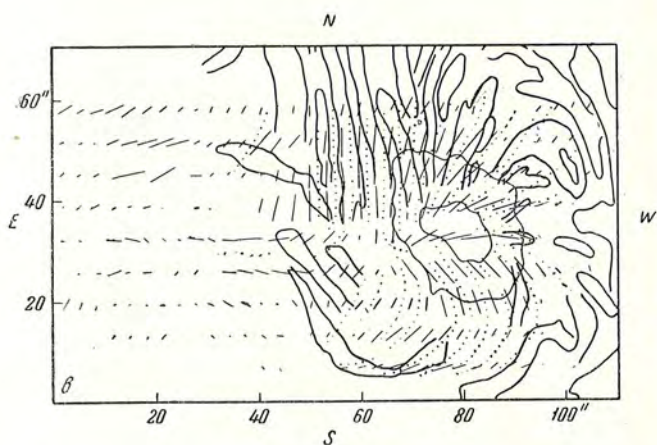
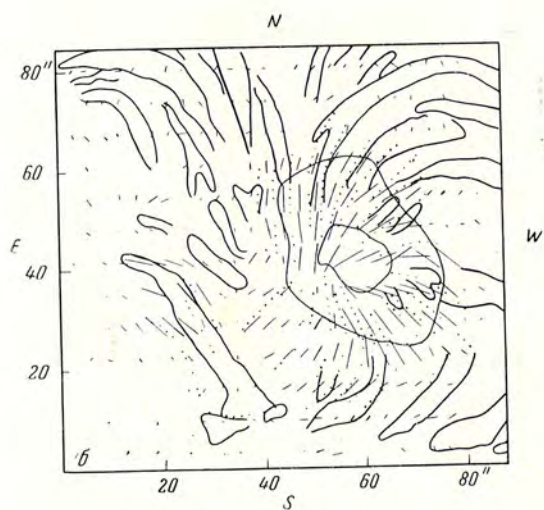
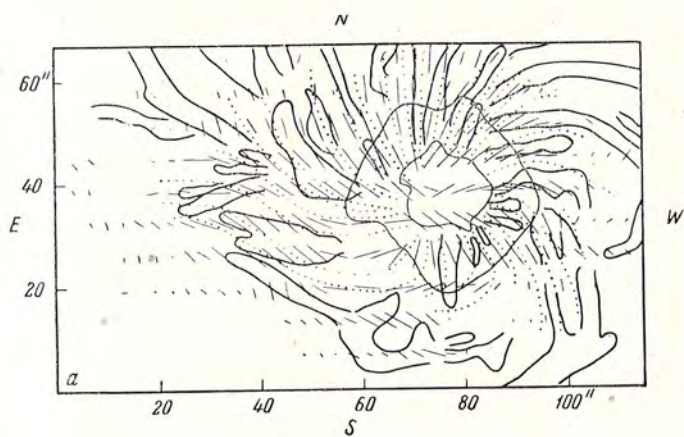
Для сопоставления тонкой структуры хромосферы и фотосферы с направлениями поперечных магнитных полей проводилось копирование на кальку спектрогелиограмм и фотогелиограмм. Потом эти копии совмещались с картами азимутов поперечных магнитных полей. Совмещение проводилось по пятнам и суточным параллелям. На фиг. 2—4 даны карты поперечных магнитных полей с нанесенной на них тонкой структурой хромосферы, полученной в центре линии H_α . На этих фигурах черточками указаны направления проекции вектора магнитной напряженности на картинную плоскость. Длина черточек представляет собой корень квадратный из суммы квадратов сигналов поперечного поля, т. е. равна величине $\delta = \sqrt{\delta_1^2 + \delta_2^2}$. Чтобы не загромождать рисунка, все стрелки, величина которых больше 10, нанесены одинаковой длины. По этим проекциям пунктиром проведены направления вектора поля в проекции на картинную плоскость. Сплошной тонкой линией обведены контуры полутени и ядер пятен. Жирной линией очерчены контуры темных хромосферных волоконцев.

Из фиг. 2—4 видим, что имеется довольно близкое сходство между направлением элементов тонкой структуры хромосферы, полученной в центре линии H_α , и направлением магнитного поля. Степень схождения для различных активных областей различна. Последняя может указывать на то, что скорость, с которой меняется ориентация магнитного поля в различных активных областях, не одинакова. Следует отметить и тот факт, что различие в ориентации тонкой структуры хромосферы и магнитного поля, записанного некоторое время спустя, чаще всего наблюдается в областях, занятых яркими флоккулами.

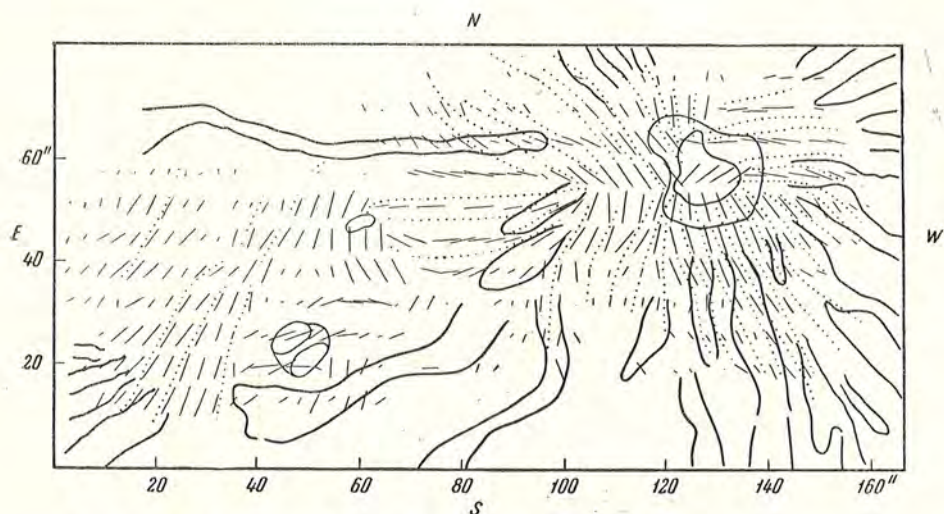
Для численной оценки схождения между направлением силовых линий и тонкой структуры хромосферы было построено частотное распределение по углам между направлением силовых линий и направлением волоконцев. Если угол между волоконцем и силовой линией оставался постоянным вдоль всей длины волоконца, это рассматривалось 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. 5. По оси абсцисс отложены углы между направлением силовых линий и волоконцев, а по оси ординат — число случаев. Из фиг. 5 видно, что $\sim 70\%$ от общего числа волоконцев следует направлениям силовых линий магнитного поля с точностью до 5° и только $\sim 30\%$ направлено под большими углами к полю. Этот результат хорошо согласуется с [1].



Фиг. 2. Схема магнитных полей и тонкой структуры хромосферы группы 26 5.VIII 1963 г. (а), 6.VIII 1963 г. (б), 7. VIII 1963 г. (в)



Фиг. 3. Схема магнитных полей и тонкой структуры хромосферы группы 286.VIII 1963 г. (а), 7.VIII 1963 г. (б), 8.VIII 1963 г. (в)



Фиг. 4. Схема магнитных полей и тонкой структуры хромосферы группы 30 18.VIII 1963 г.

На фиг. 6, 7 на карты магнитных полей сплошными жирными линиями нанесены контуры наблюдаемой в интегральном свете структуры полутени пятен.

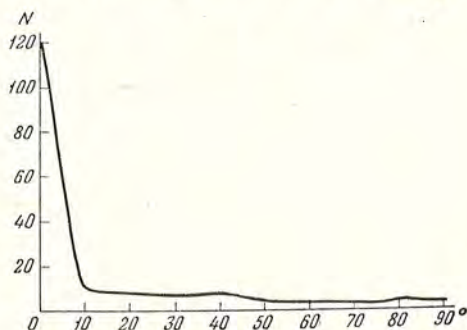
Рассмотрение этих фигур показывает, что согласие между направлением тонкой структуры и магнитного поля в полутени пятен на уровне фотосферы значительно хуже. Особенно это видно на фиг. 6, в, где лишь небольшое число элементов тонкой структуры следует вдоль магнитного поля.

Здесь следует указать, что тонкая структура, видимая в интегральном свете, расположена внутри полутени пятен, в то время как тонкая структура в линии H_{α} расположена в большинстве случаев на внешнем краю полутени или вне ее. Однако, когда тонкая структура хромосферы расположена в полутени, в большинстве случаев она также ориентирована вдоль магнитных полей, как и вне полутени.

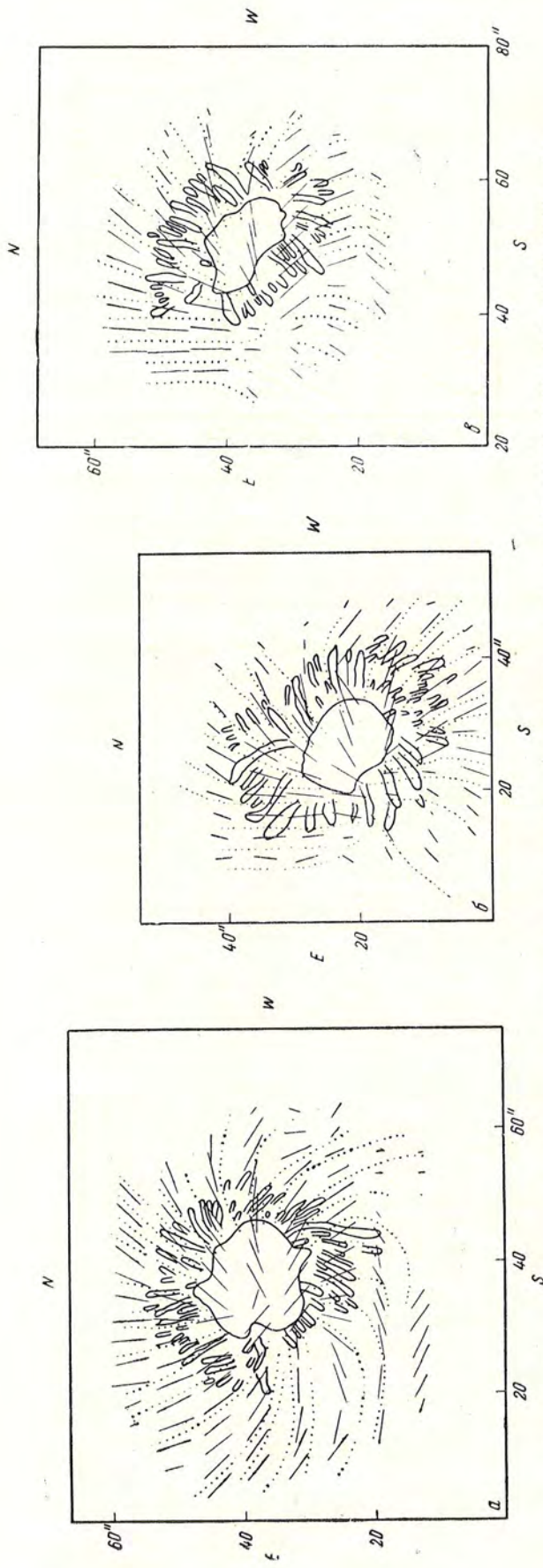
Различие в поведении тонкой структуры хромосферы и фотосферы в полутени пятен может быть вызвано рядом причин. Укажем на некоторые из них.

1) Наблюдаемая в интегральном свете структура полутени расположена на более глубоком уровне в атмосфере Солнца, чем уровень, в котором образуется линия $\lambda 5250 \text{ \AA}$, по которой регистрируется магнитное поле. А как показано в [6, 7], в фотосфере имеет место вращение вектора магнитного поля с глубиной. Тогда в случае вмороженности вещество полутени следует вдоль силовых линий, повернутых на некоторый угол по отношению к тем силовым линиям, которые мы получаем из записи.

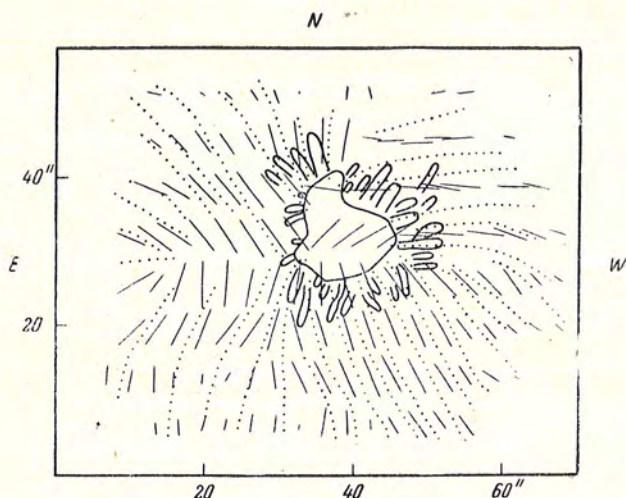
2) Другая причина может состоять в том, что плотность хромосферы над пятнами понижена [8] и величина магнитной энергии значительно превосходит величину кинетической энергии газа, т. е. магнитному полю



Фиг. 5. Частотное распределение волоконцев в зависимости от углов между направлением силовых линий магнитного поля и направлением волоконцев



Фиг. 6. Схема магнитных полей и тонкой структуры получены в интегральном свете группы 28 6.VIII 1963 г. (a), 7.VIII 1963 г. (b), 8.VIII 1963 г. (c)



Фиг. 7. Схема магнитных полей и тонкой структуры
полутени в интегральном свете группы 30 18.VIII 1963 г.

легче контролировать движение вещества. Здесь нужны дополнительные исследования.

В заключение выражаю глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы.

Май 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 200.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 52.
3. Г. В. Куклин и В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 1.
4. В. Е. Степанов и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
5. А. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный. Наст. том, стр. 80.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
7. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 3.
8. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 13, 96.

ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ
ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГРУППАХ ПЯТЕН
И ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

С. И. Гонимюк

На основании комплексного изучения структуры поперечного магнитного поля, фотогелиограмм и H_{α} -кинофильмов двух групп пятен (2—8. IX 1961 и 11—13.VII 1962 г.) сделаны выводы.

1. Иногда наблюдаются нерегулярные вращения пятен, приводящие к закручиванию магнитного поля в направлении, противоположном вращению пятна.

2. Закручивание магнитного поля вращающимся пятном говорит в пользу «вмороженности» магнитного поля в среду на уровне фотосферы.

3. Имеется тесная корреляция между частотой появления выбросов и скоростью закручивания магнитного поля пятна.

4. Вращение пятна может приводить к образованию его собственной неустойчивости типа «перетяжки». Градиенты магнитного поля, возникающие при этом, способны ускорять газ даже с плотностью $\rho \gtrsim 10^{-11}$ г/см³ до сотен километров в секунду.

TEMPORARY VARIATIONS OF THE TRANSVERSE MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN SPOT GROUPS AND OPTICAL PHENOMENA, by S. I. Gopasyuk.— The following conclusions are obtained from a complex study of the structure of the transverse magnetic field, photoheliograms and H_{α} -films of two spot groups (2—8. IX 1961 and 11—13.VII 1962):

1. Irregular rotation of spots leading to the winding of the magnetic field in a direction opposite to that of spot rotation is sometimes observed.

2. The winding of the magnetic field by a rotating spot is evidence in favor of a magnetic field «frozen-in» the medium at photospheric level.

3. There is a close correlation between the frequency of appearance of surges and the rate of winding of a spot magnetic field.

4. The rotation of a spot can lead to its sausage instability. The resulting magnetic field gradients can accelerate gas with a density of even $\rho \gtrsim 10^{-11}$ g/cm³ up to hundreds of kilometers per second.

В настоящее время практически все вопросы, связанные с движением вещества в активных областях фотосферы Солнца, решаются методами магнитной гидродинамики при предположении полной «вмороженности» магнитного поля в вещество. При этом скорее руководствуются теоретическими расчетами, чем данными наблюдений. Это обусловлено тем, что результаты экспериментальных работ [4—7] по этому вопросу весьма противоречивы.

Так, на основании изучения эффекта Эвершеда и магнитных полей солнечных пятен в [1] показано, что на уровне фотосферы магнитное поле «вморожено» в вещество. Однако в [2] по большому числу карт продоль-

ных магнитных полей и лучевых скоростей, полученных с помощью магнитографа, сделано обратное заключение*. В [4—6] установлено, что на уровне фотосферы наблюдается соответствие между структурой поперечного магнитного поля и волокнистой структурой в полутени пятен. Тем не менее в [7] отмечается, что направления магнитного поля не соответствуют потокам вещества в эффекте Эвершеда.

В настоящей работе вопрос о «вмороженности» магнитного поля в вещество фотосферы рассматривается на основании временных изменений структуры поперечных магнитных полей в группах пятен. Кроме того, здесь также изучаются те оптические явления, которые происходили одновременно с изменением этой структуры.

С 1959 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР при помощи магнитографа проводятся измерения сигналов поперечных магнитных полей групп солнечных пятен [8]. Используя эти сигналы, можно определить азимуты поперечного магнитного поля в каждой точке поверхности Солнца [8—10]. Они как раз и определяют структуру магнитных полей в картинной плоскости и позволяют уяснить характер взаимодействия между собой отдельных магнитных центров активной области.

В работе [9] изучалась структура магнитного поля очень сложной группы пятен за восемь дней с 1 по 8. IX 1961 г. — за три дня до прохождения центрального меридиана и пять дней после. Там указывалось, что сначала взаимодействие между отдельными магнитными центрами в основном имело дипольный характер. Но по мере развития группы и удаления лидера от остальной части пятен менялась структура магнитного поля. У лидера появилась азимутальная составляющая магнитного поля, которая со временем усиливалась, достигнув максимального значения примерно 5 сентября.

Основным материалом наблюдений данной работы является структура поперечных магнитных полей лидера описанной группы пятен и структура поперечного магнитного поля большого одиночного пятна за 11—13. VII 1962 г. Регистрация поперечных магнитных полей этого одиночного пятна проводилась в течение всего времени прохождения его по диску Солнца (с 7. VII по 17. VII 1962 г.) и детально изучается в [11]. Кроме того, материал наблюдений включает в себя снимки прямого Солнца и кинофильмы, полученные на коронографе КГ-1 [12] в лучах линии H_{α} , этих групп пятен. Киносъемка активной области 2—8. IX 1961 г. велась ежедневно по 10—11 час., а группы 11—13. VII 1962 г. — по 9 час. в сутки.

В результате просмотра фотогелиограмм для изучения были взяты структуры поперечных магнитных полей пятен за 2—6. IX 1961 г. и 11—13. VII 1962 г. Такой отбор материала обусловлен двумя причинами. Во-первых, в эти дни пятна находились недалеко от центрального меридиана, так что влияние проекции на структуру поперечных магнитных полей невелико. Во-вторых, пятна начиная со 2. IX 1961 г. и 11. VII 1962 г. уже имели специфическую форму, по которой можно было судить об их вращении.

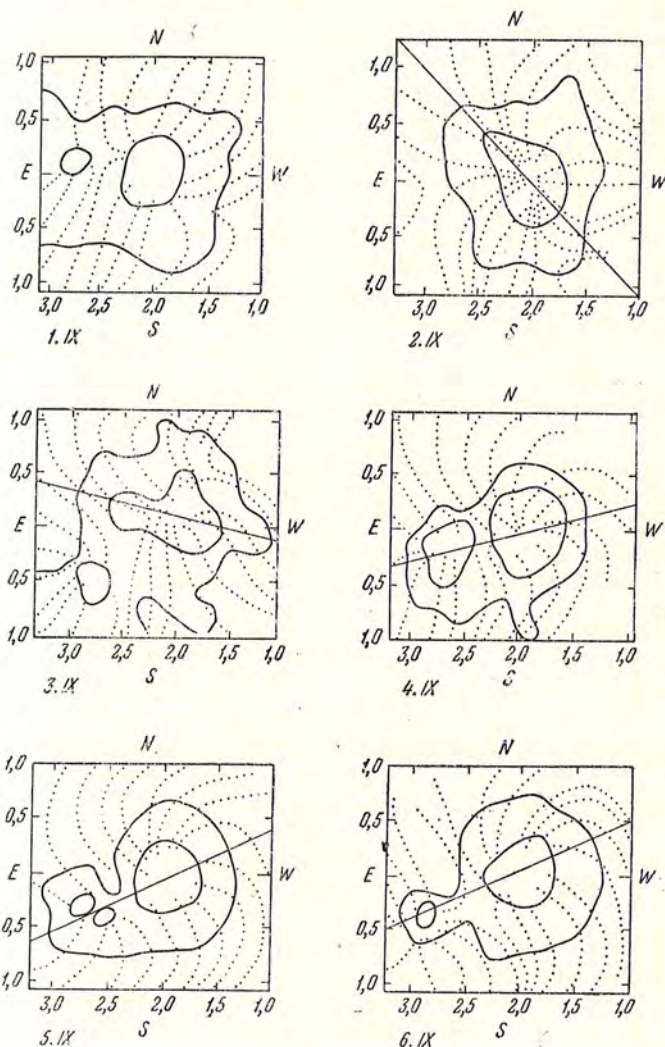
1. Вращение пятен и изменение структуры их поперечного магнитного поля

В работе [9] быстрое закручивание магнитного поля лидера группы пятен 1—8. IX 1961 г. объяснялось двумя механизмами. Первый — это силы Кориолиса, под воздействием которых радиально вытекающий из пятна газ движется по спирали. При «вмороженности» магнитного поля движущийся по спирали газ, действуя на магнитное поле, закручивает его в том же направлении. Вторая возможность — это когда в пятне с большим

* В [3] получены результаты, аналогичные выводам работы [2].

магнитным полем появляются благоприятные условия для возникновения бессильных магнитных полей.

Однако в результате изучения этого пятна по фотогелиограммам можно указать на третью, наиболее реальную причину, которая привела к закручиванию магнитного поля пятна.



Фиг. 1. Структура поперечного магнитного поля в полутени и в ближайшей окрестности лидера группы пятен с 1 по 6.IX 1961 г., исправленная за эффект проекции (в одном делении 20 000 км)

Точками отмечены предполагаемые направления силовых линий магнитного поля. Полутень и тень пятна обведены сплошной линией. Ось пятна — прямая линия

Ввиду важности этого случая на фиг. 1 воспроизводится полностью фиг. 8 из работы [9]. На фиг. 1 приведена структура поперечного магнитного поля в полутени и в ближайшей окрестности лидера группы пятен за шесть дней с 1 по 6. IX 1961 г., исправленная за эффект проекции.

Из фиг. 1 видно, что 1. IX 1961 г. ядро лидера было довольно круглым, а 2 сентября форма его сильно изменилась и стала вытянутой. Вытянутую форму ядро сохранило к 3 сентября, но появились некоторые признаки

его деления. Уже 4 сентября ядро разделилось на две неравные части, которые удалялись друг от друга. 5 сентября меньшее ядро разделилось на две части и начало быстро исчезать, тогда как большее ядро незначительно изменялось по форме и величине. Используя вытянутую форму пятна, а затем центры ядер, образовавшихся в результате деления основного ядра, проводилась прямая линия, названная осью пятна. Изменение угла наклона оси пятна к суточной параллели (угол P со 2 по 6 сентября изменился на 1°) показывает, что 2—5. IX 1961 г. пятно вращалось в направлении север — восток — юг — запад — север.

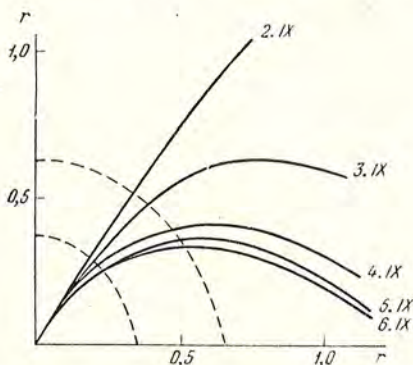
Суточный поворот пятна со 2 по 3 сентября равен 32° , с 3-го по 4-е — 30° , с 4-го по 5-е — 8° и с 5-го по 6-е — 0° . Полный угол поворота пятна за четыре дня со 2-го по 6-е равен 70° (вращение пятен изучалось также по фотогелиограммам в [13]).

Далее, как видно из фиг. 1, закручивание магнитного поля пятна противоположно по отношению к направлению его вращения. Наиболее сильные изменения в закручивании магнитного поля пятна происходили 3 и 4 сентября, существенно меньшие — 5-го. Кривизна спиралей магнитного поля 6-го в основном такая же, как и 5-го, а на юго-западе от пятна даже несколько меньше. Это указывает на то, что начиная с 5 сентября процесс закручивания магнитного поля пятна прекратился.

Кроме того, следует также отметить, что в картинной плоскости закрученность магнитного поля пятна усиливалась при переходе от полутени пятна к невозмущенной фотосфере, достигнув максимального значения за пределами полутени (см. фиг. 1; 2 и фиг. 9 из [9]). На фиг. 2 представлена средняя форма спиралей для лидера группы 2—6 сентября. Вычисление средней формы спиралей выполнено на основании исправленных за эффект проекции спиралей фиг. 1. При этом исключались восточная и юго-восточная части, где сильно влияние малого ядра, находившегося в общей полутени с основным ядром. Начало координат фиг. 2 отнесено к центру большого ядра пятна.

Таким образом, из сопоставления вращения пятна с временным изменением структуры магнитного поля с учетом сказанного следует: 1) магнитное поле пятна закручивалось в противоположную сторону по отношению к вращению пятна; 2) закручивание магнитного поля пятна происходило тем быстрее, чем с большей скоростью вращалось пятно; 3) закрученность магнитного поля пятна наибольшая при наибольшем угле поворота пятна; 4) крутизна спирали возрастала по мере удаления от границы ядра, т. е. слабые поля закручивались сильнее. Такой характер закручивания магнитного поля в результате вращения пятна говорит в пользу того, что на уровне фотосферы имеет место «вмороженность» магнитного поля в вещество.

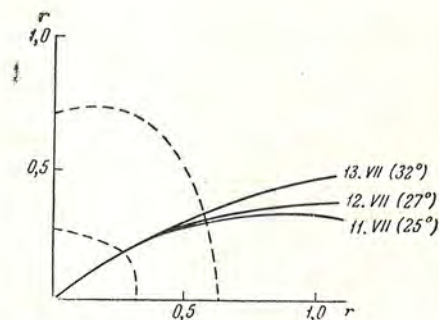
Допустим теперь, что на уровне фотосферы «вмороженности» нет. Тогда при вращении пятна вместе с ним вращалось бы и магнитное поле, которое не испытывало бы сопротивления при своем движении. Это проявилось бы в том, что не было бы закручивания магнитного поля и не было бы никакой зависимости ни от скорости вращения пятна, ни от величины угла, на который поворачивается пятно, т. е. тогда бы мы наблюдали



Фиг. 2. Средняя форма спиралей в полутени и в ближайшей окрестности лидера группы пятен со 2 по 6.IX 1961 г. (пунктирами отмечена граница тени и полутени пятна, в одном делении 20 000 км)

картину поворота магнитного поля без всяких закручиваний. Но если на уровне фотосферы имеет место «вмороженность», то при своем движении магнитное поле испытывает сопротивление среды. Следовательно, магнитное поле имеет меньшую, чем пятно, скорость вращения и закручивается в противоположную сторону по отношению к вращению пятна. В связи с этим здесь есть соответствие между скоростью закручивания магнитного поля и скоростью вращения пятна и зависимость величины закрученности магнитного поля от угла поворота пятна, что и наблюдается.

Более того, неодинаковое закручивание сильных и слабых полей также находится в согласии с представлением о «вмороженности» магнитного



Фиг. 3. Средняя форма спиралей в полутени и в ближайшей окрестности большого униполярного пятна с 11 по 13.VII 1962 г. (штриховая линия — граница тени и полутени пятна, в одном делении 20 000 км)

Здесь уместно отметить, что в результате обработки лучевых скоростей этого пятна за 1—3 и 5 сентября [5] обнаружено вращение массы газа в направлении закручивания магнитных силовых линий. Данный эффект можно объяснить чисто гидродинамическим явлением — вращением пятна в противоположную сторону. Скорость вращения массы газа в полутени 2 и 3 сентября минимальна при максимальной скорости вращения пятна, поэтому данный факт скорее всего говорит в пользу «вмороженности». В самом деле, вытекающий газ из быстрее вращающегося пятна будет закручиваться сильнее, но он будет сноситься в противоположную сторону вращающимся магнитным полем, что может привести к уменьшению скорости вращения массы газа.

Временные изменения структуры поперечного магнитного поля большого униполярного пятна за 11—13. VII 1962 г. также находятся в согласии с представлением о «вмороженности» магнитного поля в среде на уровне фотосферы.

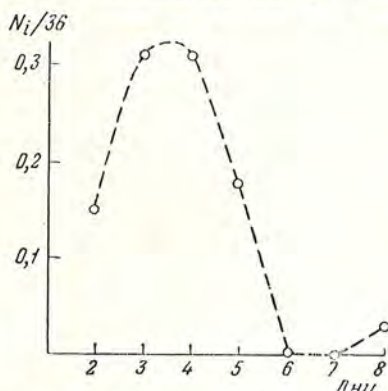
На фиг. 3 приведена средняя форма спиралей для пятна за 11, 12 и 13. VII 1962. Возле каждой из спиралей стоит дата и величина угла между осью пятна и экватором на соответствующий день. Угол отсчитывался от запада к югу. Из фиг. 3 видно, что закрученность магнитного поля наиболее сильно выражена 11 июля. Она стала менее выраженной 12-го и 13-го практически исчезла (см. также [11]). Угол между осью пятна и экватором также изменился (с 11-го по 12-е на 2° и с 12-го по 13-е на 5°). Пятно вращалось в направлении север — запад — юг — восток, и его вращение приводило к раскручиванию магнитного поля.

Обе группы пятен (1—8.IX 1961 и 11—13. VII 1962) находились в северном полушарии Солнца, но пятна вращались в противоположных направлениях, что указывает на наличие нерегулярных сил в более глубоких слоях солнечной атмосферы.

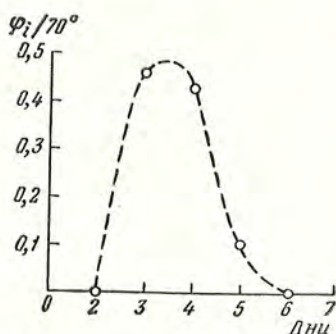
2. Временное изменение структуры магнитного поля и выбросы *

Согласно [14] выбросы извергаются из пятен и движутся вдоль магнитного поля. Ускорения их зачастую превышают гравитационные, а скорости достигают сотен километров в секунду [15—23].

Силы, вызывающие движение вещества вдоль первоначального магнитного поля, могут возникнуть в результате закручивания магнитного поля. В связи с этим рассмотренные выше группы пятен изучались с точки зрения активности их по выбросам.



Фиг. 4. Относительное распределение числа выбросов по дням для лидера групп за 2—8.IX 1961 г. в зависимости от времени



Фиг. 5. Отношение величины угла поворота пятна за день к полному углу поворота пятна со 2 по 6.IX 1961 г. в зависимости от времени

Выше уже отмечалось, что киносъемка активной области 2—8.IX 1961 г. в лучах линии H_α велась ежедневно в течение 10—11 час., а активной области за 11—13.VII 1962 г. — в течение 9 час.

В результате просмотра H_α -кинофильмов группы пятен 2—8. IX 1961 г. было обнаружено всего 43 выброса. Из них семь относится ко всем хвостовым пятнам и 36 выбросов наблюдалось из лидера и маленького пятна, расположенного севернее в одной полутени с ним. Эти 36 выбросов распределены по дням следующим образом: 2 сентября — 5 выбросов, 3-го — 12 выбросов, 4-го — 12 выбросов, 5-го — 6 выбросов, 6-го — 0 выбросов, 7-го — 0 выбросов и 8-го — 1 выброс. В течение каждого дня киносъемка этой группы пятен велась 10—11 час., поэтому можно говорить, что в среднем активность лидера различна в разные дни и была наибольшей 3 и 4 сентября.

Относительное распределение выбросов по дням представлено на фиг. 4, где по оси ординат отложено число выбросов в день, отнесенное к полному числу выбросов, а по оси абсцисс — дни. На фиг. 5 представлено за эти же дни отношение величины угла поворота пятна за день к полному углу поворота пятна, равному 70° . Из фиг. 4 и 5 видно, что между обеими кривыми имеется хорошее соответствие. Оно говорит о том, что частота появления выбросов тем больше, чем больше скорость вращения пятна или, как это было установлено выше, чем больше скорость закручивания магнитного поля.

Одиночное большое пятно 11—13.VII 1962 г. вращалось существенно медленнее, чем пятно в группе 1—8. IX 1961 г. Кроме того, вращение этого пятна приводило к раскручиванию магнитного поля.

* Выбросы — это кратковременные образования, которые в линии H_α на диске видны в поглощении. Они всегда связаны со вспышками.

Просмотр H_α -кинофильмов позволил установить, что за все время наблюдений был только один очень слабый выброс 13 июля в 6^h32^m московского времени, но и он располагался в окрестности хвостовых маленьких пятен, расположенных довольно далеко от лидера.

Резюмируя результаты этого раздела, можно сказать, что появление выбросов тесно связано с вращением пятен, приводящим к закручиванию магнитного поля. В связи с этим предлагается механизм возникновения выбросов.

3. Возможный механизм образования выбросов

Рассмотрим идеальную и проводящую среду в присутствии магнитного поля и силы тяжести. При этом считается, что начальное невозмущенное магнитное поле имеет форму веера, расходящегося вверх и симметричного по азимуту. Ось веера магнитного поля направлена вдоль силы тяжести. Если расходимость веера не очень велика, то всюду направление магнитного поля примерно совпадает с направлением действия силы тяжести. Уравнения магнитной гидродинамики для идеальной среды с бесконечно большой проводимостью при наличии силы тяжести имеют вид

$$\rho \frac{dV}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H} + g\rho, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \text{rot } (\mathbf{V} \times \mathbf{H}). \quad (2)$$

Здесь первое уравнение является уравнением движения, второе — дает изменение магнитного поля.

Если силы инерции малы по сравнению с другими силами в уравнении (1) (что справедливо в области пятен), то из него получаем условие равновесия, которое можно записать в таком виде:

$$-\nabla \left(P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H}_0 \nabla) \mathbf{H}_0 + g\rho = 0, \quad (3)$$

где индекс «0» относится к невозмущенным величинам. Условие равновесия в плоскости, перпендикулярной $\mathbf{H}_0$, запишется

$$\nabla_{\perp} \left(P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi} \right) = 0 \quad \text{или} \quad P_0 + \frac{H_0^2}{8\pi} = P_e, \quad (4)$$

т. е. сумма газового давления P_0 и магнитного $H_0^2/8\pi$ равна внешнему давлению P_e .

На уровне фотосферы, как следует из наблюдений [8, 9, 11], азимутальные магнитные поля малы, и поэтому равновесие пятен в основном определяется газовым давлением невозмущенной фотосферы. Возможно, что в более верхних слоях атмосферы Солнца азимутальная составляющая поля играет большую роль.

Из уравнения состояния идеального газа и уравнения (4) плотность вещества ρ_0 внутри такой трубки выражается через плотность вещества ρ_e на том же уровне за пределами магнитного поля следующей формулой:

$$\rho_0 = \rho_e \frac{P_0}{P_0 + H_0^2/8\pi}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что плотность внутри такой трубки может быть очень малой по сравнению с плотностью на том же уровне вне ее.

Под действием некоторых сил, возможно гидродинамических, пятно со своим магнитным полем начинает вращаться вокруг оси веера. В результате возникают токи, магнитное поле которых в первом приближении перпендикулярно $\mathbf{H}_0$. Оно, налагаясь на первоначальное магнитное поле, изменяет его (образование волокон механическим скручиванием магнитного поля рассматривалось в [24]). В связи с этим изменяются прежние условия равновесия. Тогда величины, входящие в уравнения (1,2), в первом приближении можно записать

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1; P = P_0 + P_1; \rho = \rho_0 + \rho_1. \quad (6)$$

Индекс 1 относится к величинам, появившимся в результате возмущения. Так как в верхних слоях атмосферы Солнца давление и плотность убывают быстрее, чем ослабевает магнитное поле, то при движении вещества вверх, вообще говоря, может быть $P_1 \gtrless P_0$ и $\rho_1 \gtrless \rho_0$. Величина $\mathbf{H}_1$ мала по сравнению с $\mathbf{H}_0$, но сила, обусловленная индуцированным током и магнитным полем $1/4\pi \text{rot } \mathbf{H}_1 \times \mathbf{H}_1$, может быть довольно большой и существенно превышать другие силы, входящие в уравнение движения. Поэтому в (1) сохраним члены второго порядка малости по $\mathbf{H}_1$. Как увидим в дальнейшем, сила $1/4\pi \text{rot } \mathbf{H}_1 \times \mathbf{H}_1$ имеет составляющую, направленную вдоль $\mathbf{H}_0$.

Подставляя значения величин $\mathbf{H}$, P и ρ из (6) в (1) и учитывая все замечания к величинам $\mathbf{H}_1$, P_1 , и ρ_1 , а также условие равновесия [уравнение (3)], получим

$$\rho_1 \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla \left(P_1 + \frac{H_1^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H}_1 \nabla) \mathbf{H}_1 + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H}_0 \nabla) \mathbf{H}_1 + g\rho_1. \quad (7)$$

Уравнение (2) дает

$$\frac{\partial \mathbf{H}_1}{\partial t} = \text{rot} (\mathbf{V} \times \mathbf{H}_0). \quad (8)$$

Уравнение движения вдоль магнитного поля $\mathbf{H}_0$ принимает вид

$$\rho_1 \frac{dV_{\parallel}}{dt} = -\nabla_{\parallel} \left(P_1 + \frac{H_1^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} \{(\mathbf{H}_1 \nabla) \mathbf{H}_1\}_{\parallel} - g\rho_1. \quad (9)$$

Пренебрегая членами второго порядка малости, уравнение движения поперек магнитного поля $\mathbf{H}_0$ запишем

$$\rho_0 \frac{\partial V_{\perp}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \{(\mathbf{H}_0 \nabla) \mathbf{H}_1\}_{\perp}. \quad (10)$$

Для однородной среды, находящейся в однородном магнитном поле, уравнения (8) и (10), в частности, сводятся к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 V_{\perp}}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{\partial^2 V_{\perp}}{\partial z^2}. \quad (11)$$

Уравнение (11) указывает на то, что состояние вращения распространяется вдоль магнитного поля со скоростью волны Альфвена. В неоднородной среде с неоднородным магнитным полем состояние вращения также будет передаваться со скоростью волны Альфвена, но скорость в каждой точке будет своя.

При распространении такой волны в среде с убывающей плотностью возможно ее отражение. Критерием служит сравнение длины волны λ и расстояния z , на котором плотность убывает в e раз. Отношение потоков энергий отраженной и преломленной волн при нормальном падении

ее на границу двух сред равно [25].

$$(V_{\rho_2} - V_{\rho_1})^2 / 4V_{\rho_1\rho_2}.$$

В верхних слоях солнечной атмосферы плотность быстро падает, поэтому при вращении пятна на уровне фотосферы со своим магнитным полем может быть два случая.

Первый случай. Пятно вращается быстро. Возникшее возмущение, длина волны которого сравнительно небольшая, может проникнуть в хромосферу. На всей этой высоте, как результат вращения пятна, появляется азимутальная составляющая магнитного поля. Ее появление приводит к сжатию первоначального магнитного поля, а следовательно, и к возникновению составляющих индуцированного магнитного поля, направленных как вдоль H_0 , так и вдоль радиуса сечения веера. Составляющие магнитного поля, перпендикулярные H_0 , дают силу, направленную вдоль магнитного поля H_0 . Если в результате вращения пятна $H_{1\varphi}$ достигает значения 50 гс на расстоянии $z_0 = 10^9$ см, то при $\rho_1 \approx 10^{-12}$ г/см³, как видно из уравнения (9), силы магнитного поля будут определяющими, и тогда уравнение движения (9) весьма приближенно можно записать в виде

$$\rho_1 \frac{dV_{\parallel}}{dt} \approx - \nabla_{\parallel} \frac{H_1^2}{8\pi}. \quad (12)$$

Неучет газового давления несколько уменьшит величину ускорения, так как оно в основном расширяет газ вдоль магнитного поля H_0 .

При указанных значениях ρ_1 , H_1 и z_0 ускорение получается равным

$$\frac{dV_{\parallel}}{dt} \approx \frac{10^2}{10^{-12} \cdot 10^9} = 10^5 \text{ см/сек}^2.$$

Ускорения такой величины наблюдались у выбросов и эруптивных протуберанцев на Солнце [16, 19, 21, 23]. Скорость, приобретенную сгустком газа на расстоянии $z_0 = 10^9$ см при постоянном ускорении, можно определить по формуле

$$V_{\parallel} = \sqrt{2 \frac{dV_{\parallel}}{dt} z_0}. \quad (13)$$

После подстановки в (13) значений $dV_{\parallel}/dt$ и z_0 получим скорость $V_{\parallel} = 1,4 \times 10^7$ см/сек. Такие скорости наблюдаются у выбросов и эруптивных протуберанцев [15—23].

Теперь рассмотрим, за какое время и на какой угол должно повернуться пятно, чтобы получить нужные условия. Для весьма грубой оценки считаем вращение однородным. Тогда согласно [24]

$$H_{1\varphi} = 2\pi r z_0^{-1} H_0 N. \quad (14)$$

Здесь r — расстояние от центра пятна, z_0 — высота, на которой один конец относительно другого поворачивается на N оборотов.

Беря $z_0 \approx 10^9$ см, $r \approx 3 \cdot 10^9$ см и $H_{1\varphi} \approx 50$ гс и $H_0 = 10^3$ гс, находим

$$N = \frac{H_{1\varphi} z_0}{2\pi r H_0} \approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ оборота,}$$

что соответствует углу $\varphi = 0^\circ,9$.

Очевидно, чтобы создать на нижнем конце напряженность магнитного поля $H_{1\varphi} = 50$ гс, а на расстоянии $z_0 = 10^9$ см, $H_{1\varphi} = 0$, необходимо,

чтобы пятно повернулось на угол $\varphi = 0^\circ,9$ за время $t = z_0/V_A$ прохождения волной расстояния z_0 со скоростью волны Альфвена.

Начиная с высоты наблюдаемого уровня фотосферы расстояние $z_0 = 10^9$ см альфвеновская волна пройдет за $t \approx 50$ сек.

Таким образом, для этого механизма при однородном вращении необходимо, чтобы пятно повернулось на угол $\varphi = 0^\circ,9$ за время $t \approx 50$ сек. Согласно нашим данным 3 и 4. IX 1961 г. пятно в среднем поворачивалось за день на 30° , т. е. примерно на $0^\circ,02$ за 1 мин., что примерно в 45 раз медленнее, чем дает приведенный расчет. Столь сильное расхождение может быть существенно сглажено быстрым падением плотности в атмосфере Солнца, так как амплитуда индуцированного магнитного поля убывает с уменьшением плотности по закону $H_1 \sim \rho^{1/4}$, а также неоднородностью вращения. И поэтому нужный градиент магнитного поля может реализоваться за значительно большее время, т. е. в результате вращения пятна с существенно меньшей скоростью.

Второй случай. Медленное вращение пятна. При медленном вращении пятна возникает волна большой длины. Если длина волны $\lambda \gg 4\pi z_0$, где z_0 — расстояние, на котором плотность убывает в e раз, то волна практически полностью отражается. Это приводит к тому, что на уровне фотосферы вследствие вращения пятна будет происходить «накапливание» азимутального магнитного поля. В результате образуется неустойчивость пятна типа «перетяжки», обусловленная вращением самого пятна.

Согласно (14) «перетяжка» может образоваться на длине характерного размера $3 \cdot 10^7$ см при повороте пятна на угол $\varphi \approx 0^\circ,07$, который мало отличается от среднего значения $0^\circ,02$. При этом напряженность магнитного поля $H_{1\varphi} = 100$ гс. Возмущение вращения будет проникать в верхние слои, в результате появится градиент на расстоянии существенно большем, чем $3 \cdot 10^7$ см. Градиенты магнитного поля, созданные неустойчивостью типа «перетяжки», могут быть очень большими и ускорять газ с плотностью $\rho \gtrsim 10^{-11}$ г/см³ до сотен километров в секунду.

Не исключено также, что усиленный подъем газа в области пятен на уровне фотосферы во время вспышек [26, 27] вызывается неустойчивостью типа «перетяжки», которая появляется в результате вращения пятна.

Подводя итоги всему, можно сделать следующие выводы.

1. Иногда наблюдаются вращения пятен, приводящие к закручиванию магнитного поля.
2. Магнитное поле пятна закручивается в противоположную сторону по отношению к вращению пятна.
3. Закручивание магнитного поля вращающимся пятном говорит в пользу «вмороженности» магнитного поля в среду на уровне фотосферы.
4. Имеется тесная корреляция между частотой появления выбросов и скоростью закручивания магнитного поля пятна.
5. В результате вращения пятна может образоваться его неустойчивость типа «перетяжки», вследствие чего возможно ускорение вещества с плотностью $\rho \gtrsim 10^{-11}$ г/см³ до сотен километров в секунду.

Выражаю глубокую благодарность члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за обсуждение вопросов, затронутых в данной статье.

15 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 277.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 25, 154.
3. Г. Я. Васильева, Г. Ф. Вядьшин. Солнечные данные, 1962, № 2, 58.
4. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 31, 200.
5. Г. В. Куклини В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 4, 55.

6. Т. Т. Ц а п. Наст. том, стр. 92.
 7. M. G. A d a m. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, N 2, 135.
 8. В. Е. Степанов и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
 9. В. Е. Степанов и С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
 10. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
 11. А. Б. Северный. Наст. том, стр. 3.
 12. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 3.
 13. M. W a l d m e i e r. Z. Astrophys., 1963, 57, N 3, 207.
 14. С. И. Гопасюк и М. Б. Огирь. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 185.
 15. R. R. M c M a t h, O. C. M o h l e r. Observatory, 1948, 68, 110.
 16. А. Б. Северный. Докл. АН СССР, 1950, 73, 475.
 17. A. B r u z e k. Z. Astrophys., 1951, 28, 277.
 18. H. W. D o d s o n, E. R. H e d e m a n, J. W. C h a m b e r l a i n. Astrophys. J., 1953, 107, 66.
 19. А. Е. Балковой. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1956, 16, 100.
 20. J. D. W a r w i c k. Astrophys. J., 1957, 125, 811.
 21. Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 18, 151.
 22. R. G. G i o v a n e l l i. Austral. J. Phys., 1958, 11, 192.
 23. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 331.
 24. С. Б. Пикельнер и Р. Е. Гершберг. Астрон. ж., 1959, 36, вып. 5, 785.
 25. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики. Физматгиз, 1961.
 26. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь и Т. Т. Ц а п. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 148.
 27. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 14.
-

К ТЕОРИИ ОБРАЗОВАНИЯ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Приводятся результаты численных расчетов поляризации излучения в линии с нерасщепленным верхним уровнем. Учитывается как истинное поглощение, так и рассеяние излучения в линии.

Отмечаются очень сильные расхождения в характеристиках поляризованного излучения, рассчитываемого для края диска Солнца по теории В. Унно [1], а также по теории автора [2].

Делается вывод, что в центре диска Солнца нет практической необходимости учитывать рассеяние излучения в линии.

Метод учета рассеянного излучения в линии, предложенный В. Е. Степановым [3], для крыльев линий дает результаты, практически совпадающие с результатами автора.

ON THE THEORY OF FORMATION OF ABSORPTION LINES IN A MAGNETIC FIELD, by D. N. Rachkovsky.— Results are given of numerical computations of polarized radiation in lines with a non-split upper level. True absorption and radiative scattering in the line are taken into account.

Very large discordances are noted between the characteristics of polarized radiation computed according to Unno's theory [1] and that of the author [2].

It is concluded that at the center of the solar disk it is practically not necessary to take radiative scattering into account.

The method proposed by V. E. Stepanov [3] for accounting for radiative scattering in line wings gives results which practically coincide with those of the author.

В работе [2] было получено решение уравнений переноса излучения для линии с верхним уровнем, не расщепляющимся в магнитном поле. Рассматривалась модель атмосферы Милна — Эддингтона с постоянным по глубине отношением коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре. Вектор напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ принимался также постоянным.

В настоящей работе приводятся результаты численных расчетов по формулам, выведенным в [2]. Расчеты выполнены на электронной вычислительной машине «Минск-1».

Чтобы дать представление о характере вычислений, приведем некоторые формулы, полученные в [2].

Уравнения переноса излучения для рассматриваемой линии имеют вид

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} (I_{\pm}(\theta, \varphi, \tau)) = (1 + \eta_{\pm}(\gamma)) I_{\pm}(\theta, \varphi, \tau) - \eta_{\pm}(\gamma) (1 - \varepsilon) A \times \\ \times \int_{4\pi} (\eta_{+}(\gamma') I_{+}(\theta', \varphi', \tau) + \eta_{-}(\gamma') I_{-}(\theta', \varphi', \tau)) d\omega' - (1 - \varepsilon \eta_{\pm}(\gamma)) \frac{1}{2} B(T). \quad (1)$$

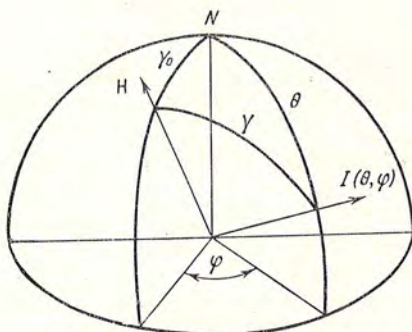
Здесь

$$\begin{aligned}\cos \gamma &= \cos \theta \cos \gamma_0 + \sin \theta \sin \gamma_0 \cos \varphi, \\ d\omega' &= \sin \theta' d\theta' d\varphi'.\end{aligned}\quad (2)$$

Взаимное расположение вектора $\mathbf{H}$ и направление луча $I_+(\theta, \varphi)$ характеризует фиг. 1. Здесь γ_0 — угол между вектором $\mathbf{H}$ и нормалью N , θ — угол между нормалью и лучом, φ — азимут луча, γ — угол между лучом и вектором $\mathbf{H}$.

Коэффициенты $\eta_{\pm}(\gamma)$ определяются из выражения

$$\begin{aligned}\eta_{\pm}(\gamma) &= \frac{\eta_0}{2} \left[k_l + k_r + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2k_p - k_l - k_r) \pm \right. \\ &\left. \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2k_p - k_l - k_r)^2 + \cos^2 \gamma (k_l - k_r)^2} \right].\end{aligned}\quad (3)$$



Фиг. 1. Относительное расположение вектора $|\mathbf{H}|$, направления выходящего излучения $I(\theta, \varphi)$ и нормали N

Здесь η_0 — отношение коэффициента поглощения в центре линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре,

$$k_l(v + v_H) = k_r(v - v_H) = k_p(v) = k(v),$$

где $k(v)$ — коэффициент поглощения в линии, причем $k(0) = 1$. При расчете $k(v)$ по таблицам Гарриса [4] принималось во внимание как доплеровское расширение, так и расширение, вызванное затуханием излучения. Величина

$$a = \frac{\delta_{ik}}{\Delta\lambda_D} = 0,02.$$

Величины v и v_H равняются

$$v = \frac{v_{ik} - v}{\Delta v_D}, \quad v_H = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_D},$$

где $\Delta\lambda_H$ — расстояние между крайней и средней компонентами v_{ik} — центральная частота линии.

Решение уравнений (1) имеет вид

$$\begin{aligned}r_{\pm}(\theta, \varphi, \gamma_0, v_H, v) &= \frac{1}{1 + \beta\mu} \left[\left\{ \beta h + (g - m) \left(1 + \frac{\beta\mu}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)} \right) \right\} \cdot \frac{\eta_{\pm}(\gamma) \varphi(t_{1,2})}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)} + \right. \\ &\left. + \left(1 + \frac{\beta\mu}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)} \right) \frac{f_{\pm}(\theta, \varphi)}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)} \right],\end{aligned}\quad (4)$$

$$\varphi(t) = 1 + (1 - \varepsilon) A \varphi(t) t \int_{2\pi} \left\{ \frac{\varphi(t'_1) \frac{\eta_+^2(\gamma')}{1 + \eta_+(\gamma')}}{t + t'_1} + \frac{\varphi(t'_2) \frac{\eta_-^2(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')}}{t + t'_2} \right\} d\omega'.$$

Здесь

$$t_{1,2} = \frac{\mu}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)}, \quad A^{-1} = \int_{4\pi} (\eta_+(\gamma') + \eta_-(\gamma')) d\omega',$$

$$f_{\pm}(\theta, \varphi) = 1 + (1 - \varepsilon) A \varphi(t_{1,2}) t_{1,2} \eta_{\pm}(\gamma) \times$$

$$\times \int_{2\pi} \left\{ \frac{\varphi(t'_1) \frac{\eta_+(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')}}{t + t'_1} + \frac{\varphi(t'_2) \frac{\eta_-(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')}}{t + t'_2} \right\} d\omega', \quad (5)$$

$$m = (1 - \varepsilon) A \int_{2\pi} \left\{ \frac{\eta_+(\gamma') \varphi(t'_1)}{1 + \eta_+(\gamma')} + \frac{\eta_-(\gamma') \varphi(t'_2)}{1 + \eta_-(\gamma')} \right\} d\omega',$$

$$g = \varepsilon + 2(1 - \varepsilon) A \int_{2\pi} \left[\frac{\eta_+(\gamma')}{1 + \eta_+(\gamma')} + \frac{\eta_-(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')} \right] d\omega',$$

$$h = (1 - \varepsilon) A \int_{2\pi} \mu' \left\{ \frac{\eta_+(\gamma') \varphi(t'_1)}{1 + \eta_+(\gamma')} + \frac{\eta_-(\gamma') \varphi(t'_2)}{1 + \eta_-(\gamma')} \right\} d\omega'. \quad (6)$$

Вследствие того что в (4) аргумент t довольно сложным образом зависит от переменных интегрирования φ , θ , правильнее было бы обозначить функции $\varphi(t)$ так:

$$\varphi_{\gamma_0, \eta_0, v_H, v}(t).$$

При фиксированных значениях параметров γ_0 , η_0 , v_H , v функция φ зависит от одной переменной t

$$t = \frac{\mu}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)}.$$

Понятно поэтому, что не существует при наличии магнитного поля универсальных функций $\varphi(t)$. Для каждой частоты в линии, величины расщепления, значения η_0 , наклона вектора $\mathbf{H}$ к нормали к атмосфере необходимо вычислять функцию $\varphi(t)$ заново. Вследствие этого задача об образовании линии в магнитном поле может быть решена только на электронных вычислительных машинах.

Для электронной вычислительной машины «Минск-1» была составлена программа вычисления остаточных интенсивностей $r_{\pm}$ по формулам (4)–(6). Вычисления при определенных значениях γ_0 , η_0 , v_H , v проводились вплоть до получения ряда величин $r_- - r_+$ и $1/2(r_+ + r_-)$ как функции θ , φ . Затем вычисления повторялись для других значений параметров γ_0 , η_0 , v_H , v .

Несколько слов об особенности программы. Интегралы в (4)–(6) представлялись двойной суммой по Гауссу:

$$\int B d\omega' = \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^5 B(\varphi_i, \theta_j).$$

Для вычисления функции $\varphi(t)$ была предусмотрена подпрограмма построения таблицы из десяти значений $\varphi(t_i)$ $i = 1, \dots, 10$. Необходимые при вычислениях значения $\varphi(t)$ находились интерполированием по способу Невилля из этой таблицы.

Интегральное уравнение для функции $\varphi(t)$ решалось методом последовательных приближений до тех пор, пока разность функций $\varphi(t)$ в двух

последовательных приближениях становилась меньше, чем 0,01, т. е.

$$\delta = \varphi_{n+1}(t_m) - \varphi_n(t_m) < 0,01;$$

здесь t_m — максимальное значение параметра t .

Обычно в зависимости от конкретных значений параметров η_0 , ν , ν_H для получения заданной точности необходимо было провести от двух до четырех приближений. В качестве примера сходимости принятого метода последовательных приближений приводим таблицу. В ней даны значения функции при $\nu_H = 0$. При этом $\varphi(t) = \varphi(\mu)$, где $\varphi(\mu)$ определяется уравнением

$$\varphi(\mu) = 1 + \frac{\lambda}{2} \varphi(\mu) \mu \int_0^1 \frac{\varphi(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu',$$

где

$$\lambda = \frac{\eta_0}{1 + \eta_0},$$

$$\mu = 1,0$$

Число приближений	$\lambda = 0,4$	$\lambda = 0,8$	$\lambda = 0,975$	$\lambda = 1,0$
0	1,0	1,0	1,0	1,0
1	1,1347	1,427	1,702	1,745
2	1,13565	1,4552	2,0503	2,1526
3	1,1356747	1,4615	2,1303	2,2704
4	1,13567547	1,46172	2,1601	2,3527
5	1,135675506	1,462026	2,1741	2,4155
6	1,135675506	1,4620411	2,2023	2,4471
9	1,135675506	1,462043472	2,21020	2,5257
12		1,462043477	2,21105	2,5771
20		1,462043477	2,211167655	2,607526627
Таблица Чандрасекара	1,1357	1,4622	2,2111	2,7206

В нижней строке таблицы приводятся значения $\varphi(\mu)$, взятые из книги Чандрасекара [5]. Числа в таблице даны в восьмиричном исчислении. Как видно из таблицы, только при $\lambda > 0,975$ нельзя получить данным методом последовательных приближений достаточной точности.

Непосредственно на основании таблицы судить о точности вычислений функций $\varphi(t)$ при $\nu_H \neq 0$ несколько затруднительно, так как уравнение для функции $\varphi(\mu)$ значительно отличается от уравнения, определяющего $\varphi(t)$.

При вычислениях функций $\varphi(t)$ всегда оказывалось, что число приближений, необходимых для достижения заданной точности для функции $\varphi(t)$, всегда меньше, чем для функции $\varphi(\mu)$ в центре линии. Поэтому можно думать, что точность вычислений функций $\varphi(t)$ не меньше точности вычислений соответствующих функций $\varphi(\mu)$ в центре линии.

Несколько слов о контроле вычислений. Для случая $\gamma_0 = 0$ в работе [2] были проведены некоторые вычисления по методу, соответствующему второму приближению по способу С. Чандрасекара [5]. Вычисления по формулам (4) — (6) дали те же самые результаты.

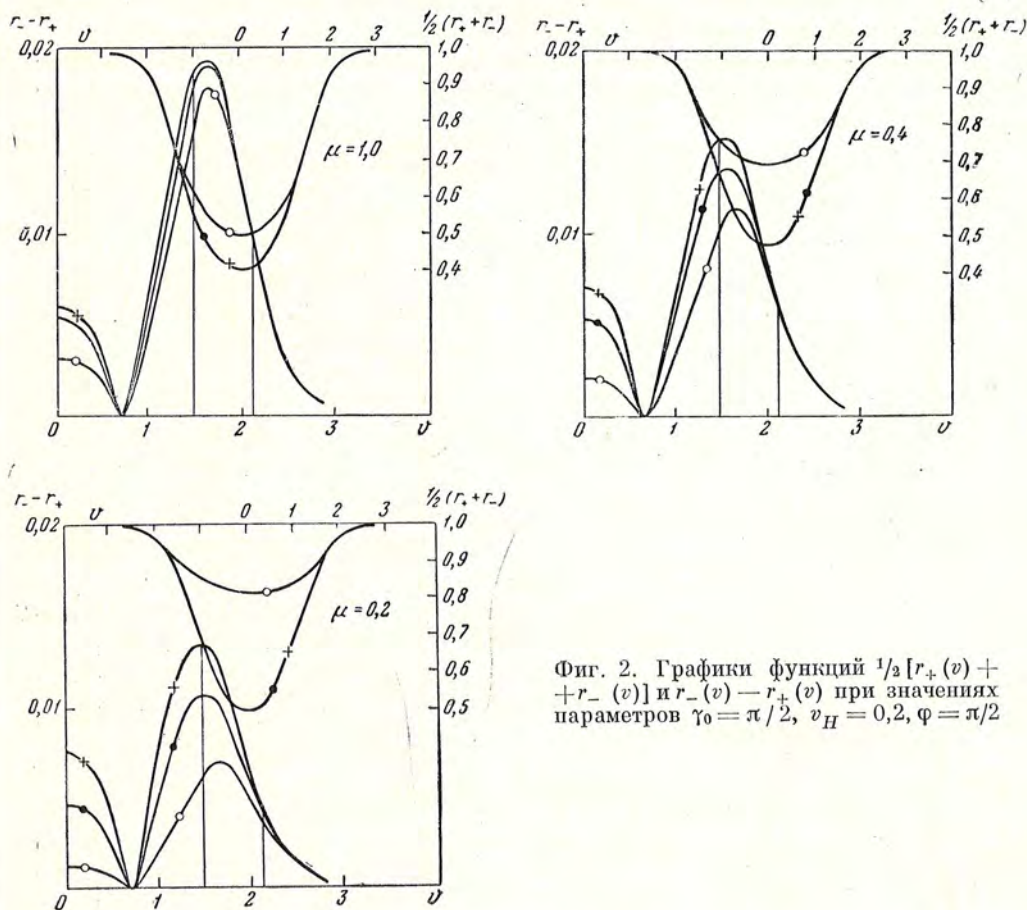
Вычисления функций $\varphi(t)$ при произвольном γ_0 были проверены следующим путем. При $\nu_H = 0$ имеем известное соотношение

$$\frac{\lambda}{2} \int_0^1 \varphi(\mu') d\mu' = 1 - \sqrt{1 - \lambda};$$

при $v_H \neq 0$ аналогично можно получить

$$A \int_{2\pi} \left\{ \frac{\eta_+(\gamma')}{1 + \eta_+(\gamma')} \varphi(t'_1) + \frac{\eta_-(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')} \varphi(t'_2) \right\} d\omega' =$$

$$= 1 - \left[2A \int_{2\pi} \left\{ \frac{\eta_+(\gamma')}{1 + \eta_+(\gamma')} + \frac{\eta_-(\gamma')}{1 + \eta_-(\gamma')} \right\} d\omega' \right]^{1/2}. \quad (7)$$



Фиг. 2. Графики функций $\frac{1}{2}[r_+(v) + r_-(v)]$ и $r_-(v) - r_+(v)$ при значениях параметров $\gamma_0 = \pi/2$, $v_H = 0,2$, $\varphi = \pi/2$

Обозначим величину разности правой и левой частей уравнения (7) через Δ . При значениях параметров

$$v = 0,8, \quad v_H = 1,0, \quad \eta_0 = 5, \quad \gamma_0 = \frac{\pi}{2}$$

были получены следующие значения величины:

$$\delta = 0,01, \quad \Delta = 0,0076;$$

$$\delta = 0,001, \quad \Delta = 0,0053;$$

$$\delta = 0,0001, \quad \Delta = 0,0047.$$

Эти данные свидетельствуют, что программа вычисления $\varphi(t)$ составлена правильно и точность вычислений удовлетворительная.

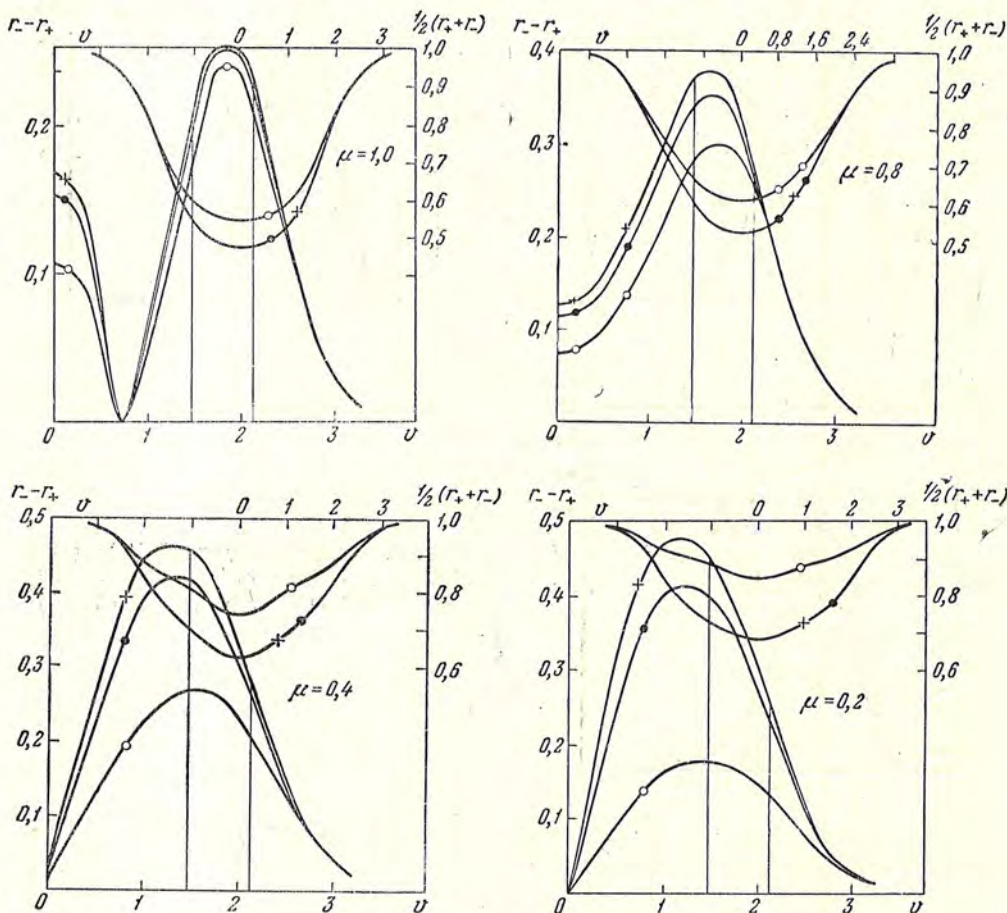
Некоторые результаты вычислений функций $(r_- - r_+)$ и $\frac{1}{2}(r_+ + r_-)$ представлены на фиг. 2, 3.

Для сравнения на этих же фигурах приведены графики соответствующих величин, вычисленные по формулам В. Унно [1]:

$$r_{\pm} = \frac{1 + \frac{\beta\mu}{1 + \eta_{\pm}(\gamma)}}{1 + \beta\mu}. \quad (8)$$

Здесь же приводятся также графики величин $\frac{1}{2}(r_+ + r_-)$ и $r_- - r_+$, вычисленных по методу В. Е. Степанова [3].

На фиг. 2, 3 шкалы для функций $\frac{1}{2}(r_+ + r_-)$ и $r_- - r_+$ независимые. Вверху каждой фигуры нанесены величины $\frac{1}{2}(r_+ + r_-)$ для всей линии.



Фиг. 3. Графики функций $\frac{1}{2}[r_+(v) + r_-(v)]$ и $r_-(v) - r_+(v)$ при значениях параметров $\gamma_0 = \pi/2$, $v_H = 1,0$, $\varphi = 0$

Величины $r_- - r_+$ нанесены лишь для половины линии, так как эта функция симметричная. Кривые, обозначенные темными кружками, крестиками и светлыми кружками соответственно, обозначают функции, рассчитанные по теориям автора, В. Е. Степанова и В. Унно. Вертикальные прямые для кривых $r_- - r_+$ ограничивают рабочую область частот для магнитографа Крымской обсерватории.

Чтобы можно было сравнивать результаты расчетов, параметр η_0 выбирался таким, чтобы, во-первых, рассчитанные контуры в полном свете и при отсутствии магнитного поля хорошо соответствовали наблюдае-

мым контурам; во-вторых, контуры, рассчитанные по разным теориям, хорошо совпадали.

Во всей области частоты внутри линии это невозможно сделать. Поэтому добавились совпадения лишь в крыле линии — $v > 1,5$. Выбор этой области объясняется тем, что обычно здесь располагаются щели магнитографа. Для линии Fe 5250 Å $v = 1,5$ при $\Delta\lambda_D = 0,0375$ соответствует $\Delta\lambda = 0,056$ Å. Контуры, рассчитываемые по точной теории и по теории В. Е. Степанова, не надо было подгонять, так как при всех значениях магнитных полей при одинаковых η_0 они практически совпадали.

Значение η_0 было принято равным 5 при расчетах с учетом рассеяния и равным 5,21 при расчетах по теории В. Унно.

Таким образом, мы имеем право сравнивать точную теорию с методом В. Е. Степанова во всей области частот внутри линии. Влияние учета рассеяния на поляризацию излучения можно оценивать только в крыле линии ($v > 1,5$).

Рассмотрение фиг. 2, 3, а также им подобных, позволяет прийти к следующим основным выводам.

1. В центре диска Солнца — в области $1 > \cos\theta > 0,7$ — для практической цели измерения магнитных полей нет необходимости учитывать рассеяние света в линии. Рабочая область линии для магнитографа Крымской обсерватории соответствует $1,5 < v < 2,2$. В этой области при $1 > \cos\theta > 0,7$ различия в калибровке магнитных полей исходя из рассматриваемых здесь теорий не превышают 20%. При работе в области, где $v > 2,2$, различия еще меньше и можно применять теорию В. Унно для интерпретации наблюдений практически на всем диске Солнца. В области $1,5 < v < 2,2$ и при $\cos\theta < 0,7$ использовать теорию В. Унно нельзя, нужно учитывать рассеяние света в линии.

2. Сравнение точной теории с приближенным методом учета рассеяния света в линии, предложенным В. Е. Степановым, показало, что при $v > 1,5$ практически по всему диску Солнца ошибки приближенного метода не более 20%. При $v < 1,5$ ошибки больше и могут достигать 40%. Однако в этой области магнитные поля обычно не измеряются.

Приведенные выше выводы в среднем не зависят от величины магнитного поля и угла γ_0 между направлением вектора напряженности магнитного поля и нормалью к атмосфере.

25 мая 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. W. У н н о. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
2. Д. Н. Р а ч к о в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 267.
3. В. Е. С т е п а н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 20.
4. D. L. H a r r i s. Astrophys. J., 1948, 108, 112.
5. С. Ч а н д р а с е к а р. Перенос лучистой энергии. ИЛ, 1953.

**РАЗВИТИЕ СПЕКТРОВ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК
ВО ВЗРЫВНОЙ ФАЗЕ НА ПРИМЕРЕ ВСПЫШКИ
26.IX 1963 г.****В. Г. Банин**

Излагаются результаты изучения развития спектра вспышки 26.IX 1963 г. во взрывной фазе (flash phase).

Приводятся факты наблюдений и соображения, не позволяющие принять объяснения асимметрии во вспышках на диске, предложенные М. Эллисоном [6] и М. Балларио [8]. Показано, что «красная» асимметрия вызывается усилением длинноволнового крыла линии за счет наложения дополнительной эмиссии. Этот эффект обусловлен втеканием светящегося вещества во вспышку.

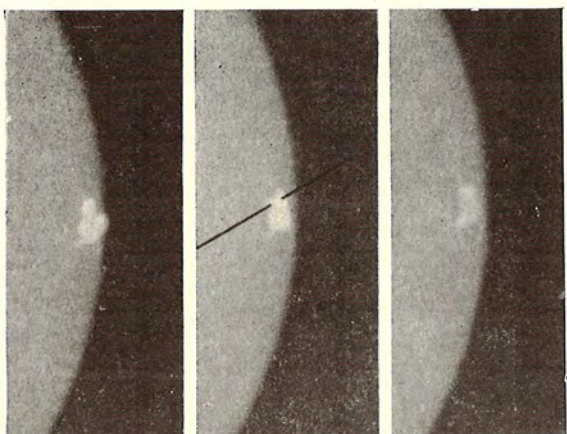
Прослежено возгорание линий металлов. Наиболее быстро ярчают линии с потенциалом возбуждения верхнего уровня $\sim 5,5$ эв, несколько медленнее — линии с потенциалом возбуждения верхнего уровня $\sim 3,3$ эв; по сравнению с этими случаями ярчание других линий заметно отстает. Линии, усиленные в хромосфере, в целом ярчают быстрее неусиленных. Имеются основания полагать, что возгорание линий связано также с процессом распространения вспышки в солнечной атмосфере по высоте.

THE DEVELOPMENT OF CHROMOSPHERIC FLARE SPECTRA AT FLASH PHASE (Flare of 26 September 1963), by V. G. Banin.— The results of a study of the development of the 26 Sept. 1963 flare spectrum at flash phase are given.

Observational facts and considerations do not confirm the explanation of assymetry in disk flares proposed by Ellison [6] and Ballario [8]. It is shown that «red» assymetry is due to a strengthening of the longwave wing of the line as a result of superposition of additional emission. This effect is due to the inflow of luminescent matter into the flare.

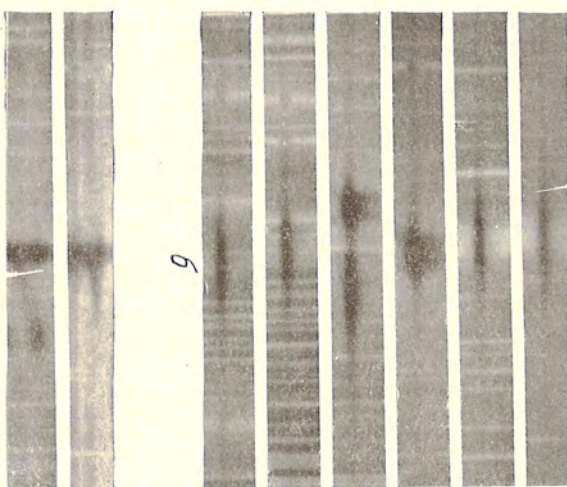
The brightening of metallic lines is followed. Lines with an upper level excitation potential of ~ 5.5 e.v. brighten most rapidly and those with ~ 3.3 e. v. somewhat more slowly. As compared to these cases the brightening of other lines is considerably slower. Lines strengthened in the chromosphere brighten on the whole more rapidly than non-strengthened lines. There are reasons to suppose that line brightening is connected also with the process of propagation of the flare in the solar atmosphere.

Развитие спектров хромосферных вспышек в начальной, взрывной фазе (flash phase) изучено далеко не удовлетворительно. Причиной этого являются внезапность появления вспышек и кратковременность (как правило, не больше 5—10 мин.) их подъема к максимуму. Наблюдатель, обнаружив возникновение вспышки, успевает за время, в течение которого длится взрывная фаза, лишь подготовиться к наблюдениям, и в результате обычно получает снимки, относящиеся уже к послемаксимальной или, в лучшем случае, к максимальной стадиям. Между тем для выяснения



a

10^h 46^m



б

в

H_{α}

H_{β}

$KCaII$

$HCaII, H_{\epsilon}$

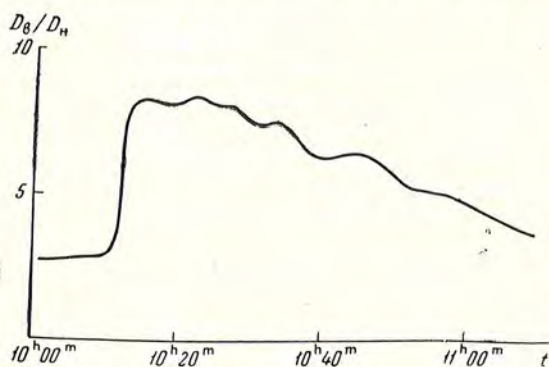
H_{δ}

H_{γ}

Фиг. 1.

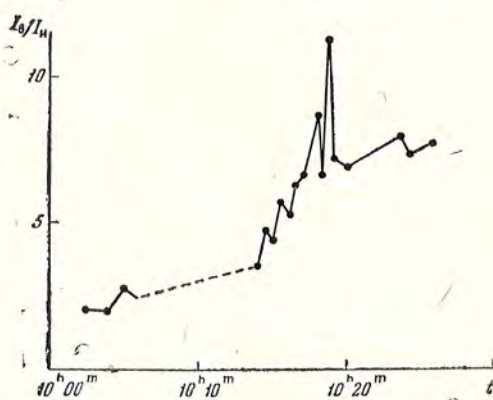
a — вид вспышки 26.IX 1963 г. в линии H_{α} ; *б* — эмиссия в отдельных линиях во вспышке 26.IX 1963 г., $t = 10^h 25^m$, 5;
в — доплеровские смещения эмиссии в линиях Ca II во вспышках 17.VIII 1959 г. (сверху) и 14.VIII 1959 г. (снизу)

природы вспышек наибольшую ценность имеют наблюдения, захватывающие именно начало процесса. Поэтому всякий раз, когда спектры получены в моменты, предшествующие максимуму вспышки, представляется целесообразным подробно изучать их. Такие наблюдения (во взрывной фазе) нам удалось провести для вспышки 26.IX 1963 г.



Фиг. 2. «Световая кривая» вспышки 26.IX 1963 г.
(в почернениях)

Вспышка 26.IX 1963 г. возникла в области большой группы пятен (№ 101 по нумерации бюллетеня «Солнечные данные»; $\phi = +13^\circ, 0$, $\lambda = 310^\circ, 0$), когда группа находилась близ западного края диска (гелиоцентрическое расстояние $\rho \approx 0,97$). Наблюдения с интерференционно - поляризационным фильтром, центрированным на линию H_α , показали, что вспышка состояла, грубо говоря, из двух основных, очень ярких и сравнительно стационарных центров и менее яркого облакообразного сгустка. Последний образовался несколько позже и обладал движением, которое привело к частичному выходу этого сгустка за край солнечного диска. По-видимому, расширяющийся сгусток представлял собой не собственно вспышку (по М. Эллисону), а вторичное образование, возникающее во вспышках в фазе «расширения» (по Р. Мишару [1]). Вид вспышки в различные моменты времени показан на фиг. 1, а.



Фиг. 3. Начальный участок световой кривой
вспышки 26.IX 1963 г.

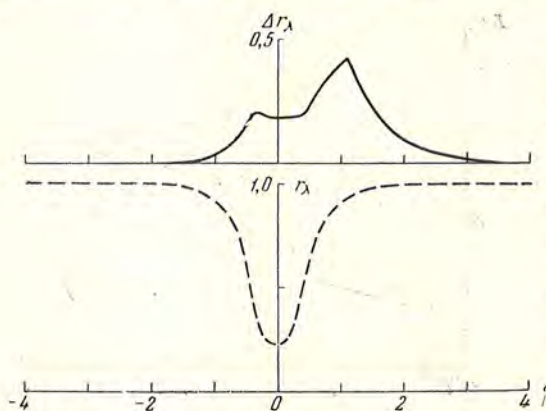
На фиг. 2 изображена сглаженная «световая кривая» вспышки, построенная по снимкам в свете линии H_α , полученным с помощью телескопа АФР-2 Крымской астрофизической обсерватории. Из-за отсутствия фотометрической калибровки снимков на оси ординат отложено не отношение интенсивности вспышки I_v к интенсивности прилегающей невозмущенной части диска I_n , а отношение почернений. При таком построении кривая на фиг. 2 лишь приближенно представляет действительную световую кривую. Приближение оказалось сравнительно хорошим, о чем можно судить, сопоставляя соответствующие части кривых на фиг. 2 и 3. На последней приведен начальный участок световой кривой (I_v/I_n ; t), полученный для того же узла из измерений в центре линии H_α по спектрограммам

вспышки. Кривые показывают, что по характеру развития, продолжительности существования и яркости вспышка 26.IX 1963 г. была типичной, «нормальной» вспышкой высокого балла. По яркости в центре линии H_{α} и ширине крыльев бальмеровских линий балл вспышки оценивается как 3 или даже 3^+ . Вспышка вызвала ряд геофизических явлений, краткое описание которых можно найти, например, в [2].

Спектральные наблюдения проводились на Башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории при помощи спектрографа с решеткой-эшелле. Описание инструментов приведено в [3, 4]. За одну экспозицию получался весь спектр в интервале $\lambda\lambda$ 3600—6600 Å при средней дисперсии $\sim 0,8$ Å/мм и разрешении $\sim 0,04$ Å. Выдержки были от 1 до 3 сек., изображения — довольно хорошими и устойчивыми. Вид эмиссии вспышки в некоторых линиях показан на фиг. 1, б. Фотографируемый узел отмечен на фиг. 1, а линией ($t = 10^h 20^m$). Положение входной щели спектрографа примерно совпадало с этой линией. Как видно из фиг. 1, а и б, узел был резко очерченным и довольно изолированным от соседних возмущенных областей. Видимые значительные изменения во вспышке (развитие сгустка, появление новых небольших центров) не захватывали область этого узла. Можно, по-видимому, считать, что эти процессы не оказали существенного влияния на наблюдения.

1. Асимметрия эмиссии

Асимметрия является характерным свойством эмиссионных линий в начальных стадиях развития вспышки. Особенно ярко она проявляется в сильных линиях (бальмеровская серия водорода, H и K Ca II и др.).



Фиг. 4. Контуры линий H_{β} во вспышке (вверху) и в прилегающей фотосфере (внизу) 26.IX 1963 г., $t = 10^h 14^m 0$

Согласно [5] в среднем асимметрия бывает четко выражена в течение 4 мин. до и 4 мин. после максимума вспышки. В эти моменты 80 % вспышек обнаруживают «красную» асимметрию (красное крыло шире и интенсивнее синего), около 20 % — «синюю», существующую одновременно с «красной» (в других центрах вспышки), и лишь 5 % — только «синюю». Последняя появляется преимущественно во вспышках, в которых бальмеровские линии, а также линии H и K Ca II имеют сильный центральный абсорбционный провал. Красная асимметрия, наоборот, наиболее сильна,

когда признаков поглощения в центре линий нет. Красная асимметрия уменьшается с удалением вспышек от центра солнечного диска, что указывает на радиальный характер движений, ответственных за появление асимметрии. Асимметрия наиболее велика, когда вспышка развивается на границе полутень — фотосфера. Во вспышке 26.IX 1963 г. также наблюдалась хорошо выраженная красная асимметрия.

Прежде чем обратиться к выяснению деталей картины асимметрии, было проверено, нет ли прямых свидетельств поглощения эмиссии коротковолнового крыла в облаке выбрасываемых из вспышки частиц (гипотеза М. Эллисона [6]). На спектрограммах, относящихся к самому началу

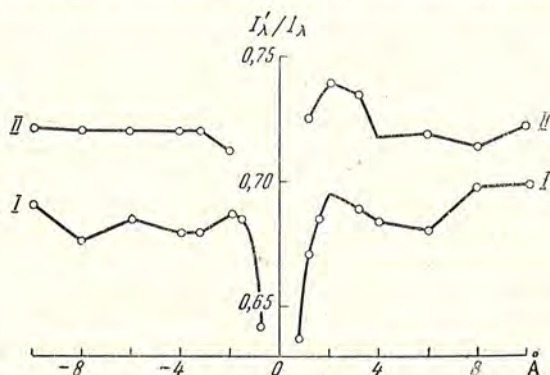
вспышки, асимметрия была настолько сильной, что, грубо говоря, эмиссия представлялась как односторонняя. Это хорошо видно на фиг. 4, где приведены контуры линии H_{β} во вспышке и в прилегающей к вспышке фотосфере. Величина $\Delta r_{\lambda} = \frac{I - I_{\phi}}{I_0}$; I_{β} , I_{ϕ} , и I_0 — интенсивности вспышки, прилегающей к вспышке фотосферы и непрерывного спектра при данной λ соответственно (значок λ опускаем для упрощения записи); время t , как и повсюду в работе, московское.

Допустим, что гипотеза М. Эллисона справедлива. Наличие асимметрии во вспышках на всех гелиоцентрических расстояниях вплоть до лимба указывает, что поглощающие частицы вылетают в широком телесном угле, равном практически 2π , хотя основная масса их должна двигаться в радиальном направлении (см. [5]). Естественно ожидать, что действие частиц будет сказываться и на контурах, тесно прилегающих к вспышке областей фотосферы, и оно должно обнаруживаться, когда асимметрия значительна, а вспышка компактна и изолирована. Эти условия, как мы видели, соблюдаются в нашем случае. По видимому, синее крыло фотосферных контуров должно быть понижено, поскольку само облако не излучает заметным образом (в противном случае оно было бы видно при лимбовых наблюдениях) и, таким образом, действие его практически сводится лишь к поглощению излучения. Мы провели фотометрическое сравнение контуров линии H_{α} фотосферы, расположенной как можно ближе к вспышке, с контуром линии H_{α} невозмущенной фотосферы при том же ρ .

Оказалось, что, за исключением центральных частей (до $1,5 \text{ \AA}$), контуры фотосферы у границ вспышки не обнаруживают в пределах ошибок измерений изменений формы по сравнению со стандартным случаем. Нет также и указаний на общее понижение синего крыла относительно красного. Для иллюстрации сказанного приводим фиг. 5, относящуюся к $t = 10^h 14^m, 5$. Контур линии H_{α} во вспышке в этот момент показан на фиг. 6. Таким образом, проведенные измерения не дают указаний на наличие поглощающего облака, по крайней мере такого, которое оказывало бы влияние на далекие крылья.

Вообще гипотеза М. Эллисона, насколько нам известно, не была подтверждена прямыми наблюдениями (случаи поглощения эмиссии вспышек вспышечными выбросами — эффект другого рода).

Трудно согласовать ее и с косвенными наблюдениями. Так, Л. Фритцова показала [7], что, допустив наличие поглощающего облака, нужно принять, что оно обладает рядом маловероятных и физически труднообъяснимых свойств, а именно: 1) поглощение в H_{γ} сильнее, чем в H_{α} ; 2) скорости различных ионов и атомов различны; 3) оптическая толща для эмиссии металлов больше, чем для эмиссии водорода. Мы можем добавить к этому, что облако должно иметь еще одно необычное свойство — состоять как бы из двух оболочек, движущихся различным образом в противоположных направлениях. Действительно, рассматривая контур



Фиг. 5. Сравнение контуров линии H_{α} фотосферы у границ вспышки (I'_{λ}) с контуром линии H_{α} невозмущенной фотосферы (I_{λ})

Одинаково помеченные кривые относятся к одному разрезу

на фиг. 4, мы видим, что абсорбционный провал в красном крыле простирается вплоть до $1,1 \text{ \AA}$. Трудно представить, чтобы в интервале от $+0,8$ до $+1,1 \text{ \AA}$, где коэффициент поглощения сравнительно мал при любом возможном механизме расширения эмиссии во вспышке, самопоглощение (совместно с поглощением в слоях хромосферы, лежащих на луче зрения) привело к значительной и странно резкой депрессии контура. Придерживаясь гипотезы о поглощающем облаке, мы должны приписать эту депрессию также действию облака и, следовательно, принять его двухслойную модель. Приведенные факты заставляют отказаться от гипотезы М. Эллисона, по-видимому, даже для частичного объяснения асимметрии.

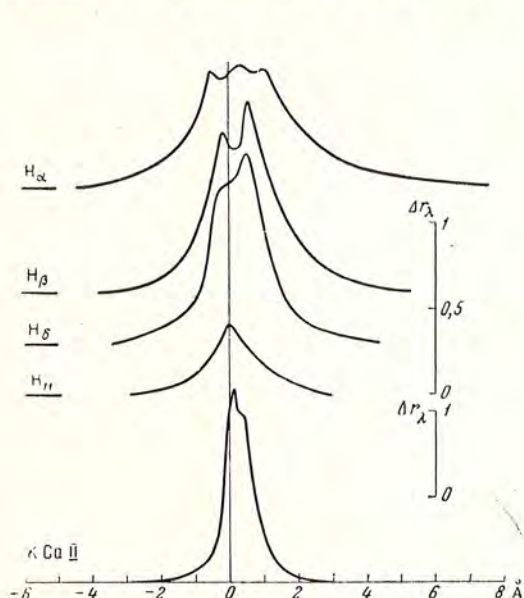
Нельзя согласиться и с объяснением асимметрии, предложенным недавно М. Балларио [8]. М. Балларио рассматривает вспышку в виде арки, боковые основания которой отклонены от солнечного радиуса на угол $\sim 50^\circ$. Светящаяся материя движется вдоль арки в одном направлении со скоростями порядка $30\text{--}80 \text{ км/сек}$. Скорость наименьшая на восходящей ветви траектории и наибольшая — на нисходящей. Это движение и обуславливает расширение и асимметрию эмиссии во вспышках. Такой механизм не может быть принят хотя бы по следующим соображениям. Асимметрия — явление кратковременное (см. [5, 9] и как наглядный пример — картину развития асимметрии в нашем случае). С исчезновением асимметрии эмиссия не перестает быть широкой. Получается, если следовать М. Балларио, что движение во вспышках продолжается, но скорости на разных участках арки изменяются всякий раз таким образом, что их суммарные составляющие по лучу зрения становятся равными по величине и противоположно направленными при любом положении вспышек на диске. Вряд ли можно всерьез обсуждать возможность существования такого необычного механизма изменения скоростей.

Имея в виду сказанное выше, можно сделать, по-видимому, достаточно уверенный вывод: асимметрия обусловлена не ослаблением синего крыла, а усилением красного. Это заключение, на наш взгляд, наглядно подтверждается формой контуров в начале развития вспышки 26.IX 1963 г. (см., например, фиг. 4), которые трудно объяснить чем-либо иным, кроме наложения некоторой добавочной эмиссии на красное крыло. Эти же контуры, особенно для $\lambda 5876 \text{ He I}$, $\lambda 4471 \text{ He I}$ и $\lambda 3720 \text{ Fe I}$ в момент $10^{\text{h}}14^{\text{m}}.5$ (см. фиг. 8, 9), показывают, что мы имеем дело с доплеровским эффектом своеобразного движения светящегося вещества.

Действительно, трудно представить какой-либо другой механизм, приводящий практически к одностороннему расширению эмиссии. Своеобразие движения состоит в его односторонней направленности, а также в том, что оно не затрагивает вспышку как целое. Последнее — хорошо известное (см., например, [6]) характерное свойство вспышек на диске. Правда, контуры линий гелия и $\lambda 3720 \text{ Fe I}$ как будто указывают на наличие смещения эмиссии в целом. Однако это смещение, по-видимому, фиктивное: здесь мы имеем дело, скорее всего, с проявлением наложения дополнительной эмиссии, как в случае, изображенном на фиг. 4, а для линий гелия оно может быть также связано с их структурой.

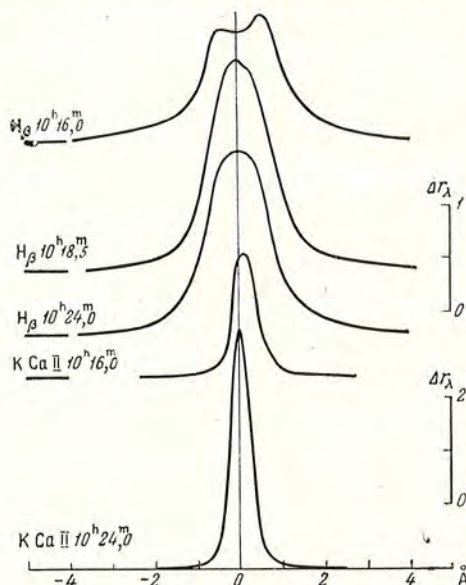
Картины асимметрии в описываемом и других случаях весьма сходны (см. ниже), что дает основание распространить сделанное выше заключение о природе асимметрии на другие вспышки. Имея также в виду радикальный характер движений, ответственных за асимметрию [5], общую картину, складывающуюся во вспышках в первые моменты их развития, можно представить по крайней мере двояко: светящееся вещество в виде сравнительно узкого потока либо вытекает из неподвижного ядра вспышки, либо втекает в него. Это движение направлено преимущественно в глубь солнечной атмосферы, так как красная асимметрия обнаруживается практически во всех случаях и наиболее ярко выражена, когда вспышки рас-

положены в центре диска [5]. Такого рода движения часто наблюдаются на Солнце. Согласно А. Б. Северному и В. Л. Хохловой [10], для электромагнитных протуберанцев характерны движения узлов и струй вдоль фиксированных в пространстве узких «каналов»-траекторий с ускорением при приближении к «центрам притяжения». В случае протуберанцев-корональных облаков из светящегося сгустка, возникшего в короне, вниз, к фотосфере, выбрасываются струи и узлы со скоростями около 100 км/сек. Сам же сгусток в целом остается неподвижным



Фиг. 6. Контуры линий в начале взрывной фазы

Для линий водорода шкала $\Delta\lambda$ — вверх, для линии К Ca II — вниз. 26.IX. 1963 г., $t = 10^h 14^m, 5$



Фиг. 7. Контуры линий во вспышке 26.IX. 1963 г. в различные моменты

Верхняя шкала $\Delta\lambda$ — для $H\beta$, нижняя — для К Ca II

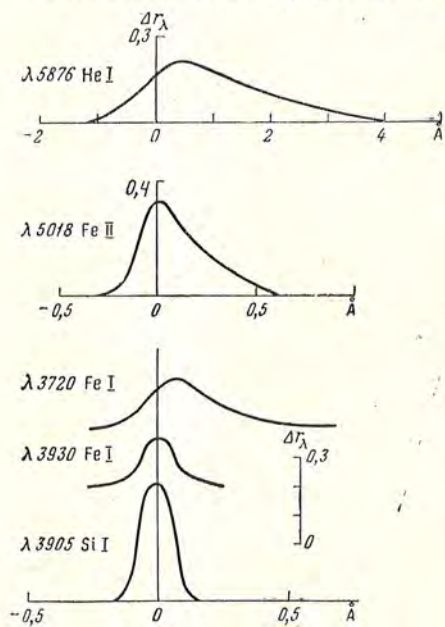
[10]. Такие, видимо близкие к вспышкам образования, как усы, обнаруживают ряд свойств, наводящих «на мысль о возможности рассмотрения самих эмиссионных усов как струй, исходящих из некоторого ядра или сходящихся в ядро» [11]. В случае вспышек-выбросов анализ контуров крыльев эмиссии хорошо согласуется с представлением «о расширении эмиссии благодаря градиенту скорости в сравнительно холодной струе, образованной при сжатии или расширении вспышки» [11]. Как следует из сказанного ранее, вспышки на диске, по-видимому, не составляют исключения с точки зрения наличия в них этих своеобразных движений.

Обратимся теперь к свойствам движений, ответственных за асимметрию. Во-первых, как видно из фиг. 6, 7, 9, оно быстро прекращается. Действительно, спустя 2 мин. после начала вспышки, к $10^h 16^m, 0$, дополнительная эмиссия в красном крыле значительно уменьшилась (особенно это хорошо видно на примере линии $\lambda 4471$ He I), а к моменту максимума вспышки ($10^h 18^m, 5$) ее присутствие практически не обнаруживается (см., например, контур линии $H\beta$). Подобная кратковременность асимметрии, как уже упоминалось, является характерным свойством спектров вспышек. Поэтому такое движение правильнее представлять не как сравнительно спокойный поток, а как сброс. Далее, вклад эмиссии сбрасываемых частиц в общую эмиссию значителен лишь в начале вспышки, когда

свечение ряда линий обуславливалось практически лишь этими частицами (см. контуры линий He I и $\lambda 3720$ Fe I в $10^{14m,5}$). В последующие же моменты преобладающей является эмиссия собственно вспышки (неподвижного ядра).

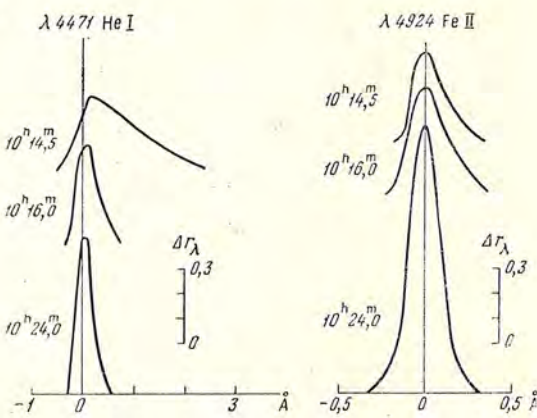
Таким образом, с точки зрения длительности и эмиссионного вклада сброс вещества является как бы побочным явлением. Представляет ли он собой во вспышках вообще побочный процесс или его роль существенна, сказать пока трудно. М. Хори [12], например, считает, что в область

развития вспышки из спорадических областей «желтой» короны ($\lambda 5694 \text{ \AA}$) может происходить быстрое втекание вещества, приносящего энергию, равную по величине энергии, теряемой вспышкой за счет излучения.



Фиг. 8. Контуры линий во вспышке 26.IX 1963 г. в $10^{14m,5}$

Для трех нижних контуров шкала Δr_λ приведена отдельно справа



Фиг. 9. Изменение контуров со временем во вспышке 26.IX 1963 г.

У нас нет достаточных оснований думать, что сброс, вызывающий асимметрию, является проявлением предполагаемого М. Хори механизма. Однако если эти процессы связаны (при условии, конечно, что втекание коронального вещества действительно имеет место), то проблема асимметрии представляется важной для понимания образования вспышек.

Решить вопрос, втекает ли светящееся вещество во вспышку или, наоборот, вытекает из нее, обычно бывает трудно, так как асимметрия представляется лишь как увеличение ширины и интенсивности эмиссии крыла. Видимо, поэтому в тех работах, где асимметрия приписывается доплеровскому эффекту движущегося светящегося вещества, говорят просто о наличии внутренних движений во вспышке [7] или о существовании механизма, сообщаящего частицам ускорения, направленные вниз, к фотосфере [9], не обсуждая вопроса локализации «источка». Наши наблюдения позволяют получить определенные свидетельства в пользу того, что происходит именно втекание вещества. Об этом, в частности, говорит следующий факт. Центральные части линий He I представлялись как бы несколько смещенными относительно крыльев в направлении к центру диска (своего рода «V-эффект», если следовать терминологии М. Благин и др. [13], с острием, обращенным в сторону центра диска). При этом совпадение положений крыльев, с одной стороны, и эмиссии

металлов — с другой, несколько лучше, чем совпадение при таком же сравнении, но для центральных частей. Другими словами, создается впечатление, что свечение гелия в центральных частях линий происходило и за пределами вспышки, захватывая области, расположенные ближе к центру диска. Если представить, что частицы гелия двигались из этих областей вне вспышки, то вид эмиссии в линиях гелия получает вполне естественное объяснение.

Чтобы избежать недоразумений, подчеркиваем, что под вспышкой здесь условно подразумевается область наиболее интенсивного свечения. К такому же результату мы приходим, рассматривая спектрограммы, относящиеся к самым начальным стадиям вспышки, до взрывной фазы ($t\ 10^h04^m-10^h06^m$). На них совершенно четко видно, что к полоске непрерывной эмиссии факела, где впоследствии возникла вспышка, также со стороны, более близкой к центру диска, примыкал ряд узких эмиссионных обращений в линиях водорода (до H_8) и линиях H и K Ca II. Ближайшая к факельной полоске эмиссия в линиях была наиболее яркой и довольно уверенно обнаруживала тенденцию к образованию выбросов в красную сторону. Похоже, что эти эмиссионные обращения и относились к области «истока», из которой впоследствии произошел сброс вещества во вспышку. В области же, примыкающей к вспышке со стороны лимба, в течение всех наблюдений не было заметно никаких признаков эмиссии, которые могли бы служить указанием на истечение вещества из вспышки.

Так как вспышка располагалась очень близко к лимбу, то приведенные доводы о локализации «истока» сброса могут вызывать сомнения в их правильности из-за возможного искажения картины эффектом проекции. Рассмотрим поэтому соображения другого порядка. Из фиг. 8 видно, что не все линии обладали асимметрией. Так, линии $\lambda 3930\ Fe\ I$ и $\lambda 3905\ Si\ I$ были симметричными; более того, в указанной линии Si I синее крыло представлялось даже несколько усиленным. В линии $\lambda 3930\ Fe\ I$ асимметрия могла быть и не обнаружена, поскольку эмиссия в ней была очень слабой вначале. В яркой же линии Si I усиление крыла должно было уверенно проследиваться, если бы оно было в действительности. Рассматривая вспышку как «исток», данный факт объяснить трудно. Действительно, даже если во вспышке ускоряются атомы и ионы определенного сорта, то это неизбежно должно сказаться и на других атомах. Если же стать на точку зрения втекания вещества во вспышку, то отсутствие асимметрии у ряда линий можно объяснить, по-видимому, естественным образом.

В самом деле, согласно Р. Мишару [1], свечение линий металлов во вспышках исходит из более глубоких слоев атмосферы, чем свечение водорода. Этот характер стратификации излучения наглядно подтверждается наблюдениями в случае вспышек на лимбе [14]. Более того, имеются определенные свидетельства (см. следующий раздел), что и излучение металлов также стратифицировано по высоте: одни линии светятся ниже, другие выше.

Рассматривая фиг. 6—9, видно, что наиболее сильной асимметрией обладали линии водорода, гелия и H и K Ca II, т. е. линии, светящиеся во вспышках выше основной массы линий металлов. Вполне естественно из этого сделать предположение, что сброс был направлен в глубь атмосферы. По мере проникновения во все более низкие слои вспышки, действие его ослабевало, пока не прекратилось совсем. Такая картина сброса объясняет уменьшение асимметрии при переходе к линиям металлов и отсутствие асимметрии у ряда линий.

Рассмотрим, однако, картину асимметрии более детально. Введем в качестве меры асимметрии величину $\bar{v}$ — среднюю скорость движения излучающих частиц в сбросе. Вычитая из красного крыла контура линии синее

и рассматривая результат этой операции как контур эмиссии, обусловленный частицами сброса, величину $\bar{v}$ найдем из выражения

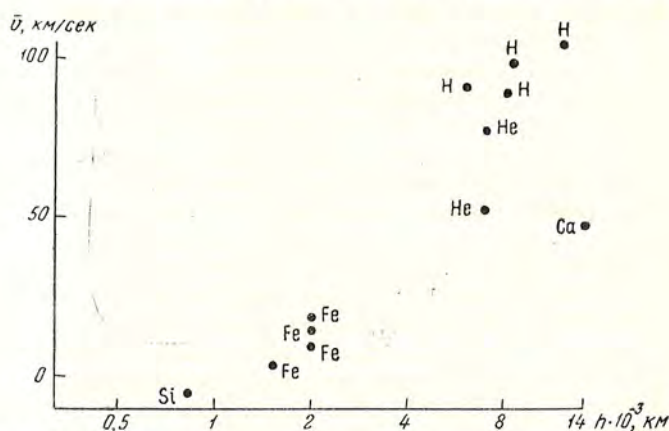
$$\bar{v} = \frac{c}{\lambda} \frac{\int_0^{\infty} I_{\lambda} \Delta \lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} I_{\lambda} d\lambda} \approx \frac{c}{\lambda} \frac{\Sigma I_{\lambda} \Delta \lambda d\lambda}{\Sigma I_{\lambda} d\lambda},$$

где I_{λ} — интенсивность эмиссии сброса, который будем считать оптически тонким. Значения $\bar{v}$ были подсчитаны для момента $t = 10^h 14^m, 5$ для ряда линий водорода, гелия, линии К Ca II, а также для ярких линий Fe II и характерных линий Fe I и Si I. Результаты представлены в табл. 1, в которой h означает высоту свечения линии в хромосфере (по С. Митчеллу [15]).

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\bar{v}, \text{км/сек}$	$h, \text{км}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$\bar{v}, \text{км/сек}$	$h, \text{км}$
5875,80	He I	+78	7500	3770,64	H	+92	6000
4471,58	He I	+54	7500	4923,93	Fe II	+10	2000
3933,68	Ca II	+49	14 000	5018,45	Fe II	+16	2000
6562,82	H	+106	12 000	3719,95	Fe I	+20	2000
4861,34	H	+100	8500	3930,31	Fe I	+4	1500
4101,75	H	+90	8000	3905,53	Si I	—4	800

Лимбовые наблюдения указывают (см. следующий раздел), что между уровнями максимального свечения линий во вспышках и соответствующими значениями h существует, по-видимому, положительная корреляция



Фиг. 10. Зависимость $\bar{v}$ от высоты свечения линий в хромосфере Вспышка 26.IX 1963 г., $t = 10^h 14^m, 5$ (полулогарифмический масштаб)

ционная связь. Поэтому мы сопоставили величины $\bar{v}$ со значениями h . Из фиг. 10, на которой представлены результаты этого сопоставления, хорошо видно, что асимметрия уменьшается при переходе к металлам, т. е. по мере проникновения в глубь солнечной атмосферы.

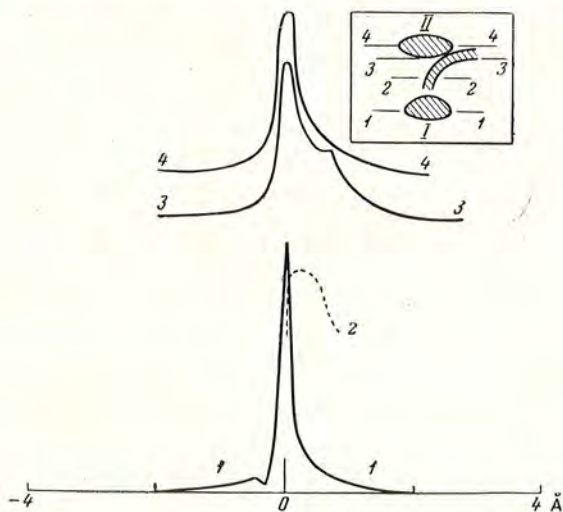
Приведенные соображения позволяют заключить, что частицы втекают (сбрасываются) во вспышку, хотя трудно пока сказать, есть ли какой-нибудь обособленный «исток» или движения зарождаются непосредственно в верхних областях вспышки.

Интересно провести сравнение свойств асимметрии, наблюдавшейся во вспышке 26.IX 1963 г., с особенностями этого явления в других случаях. Джеффрис и др. [9] для вспышки 18.IX 1957 г. получили картину, сходную с нашей: приписывая асимметрию доплеровскому эффекту движущихся частиц, они нашли, что этот эффект соответствует скоростям 130, 30 и 16 км/сек для водорода, гелия и металлов соответственно. Близкие к этим величинам значения скоростей для водорода (~ 80 км/сек) и металлов (~ 8 км/сек) дает Л. Фритцова [7] для вспышки 30.VII 1958 г. Сравнивая названные числа с нашими, мы видим, что во всех трех случаях характер явлений был качественно одним и тем же. Принимая во внимание, что значения скоростей сильно зависят от фазы и, возможно, силы процесса (Л. Фритцова наблюдала асимметрию во всех линиях металлов, включая Si I), их согласие нужно признать вполне удовлетворительным. Асимметрию трудно наблюдать на диске: если эмиссия в крыле слабая, то ее можно не обнаружить. Поэтому интересно сравнить полученную выше картину асимметрии с той, которая наблюдается во вспышках на лимбе, поскольку в последних эмиссия обнаруживается значительно увереннее. Делать такое сравнение следует, однако, с большой осторожностью, так как вспышки, наблюдаемые на лимбе, могут представлять собой часто процесс несколько иного порядка, чем вспышки на диске (см. [1, 16, 17]).

Мы воспользовались вспышкой на лимбе 25.VII 1959 г.; описание свечения различных линий в ней содержится в [14]. Была просмотрена спектрограмма № 3267, на которой, судя по локализации эмиссионного очага в хромосфере и характеру свечения металлов, заснята именно вспышка в смысле М. Эллисона. Оказалось, что асимметрия затрагивала лишь линии, простирающиеся обычно на большие высоты в хромосфере. Линии $\lambda 3930$ Fe I и $\lambda 3905$ Si I, как и в случае вспышки 26.IX 1963 г., асимметрии (в виде одностороннего выброса в линиях металлов) не обнаруживают. Другими словами, здесь качественно картина представляется такой же, какой она была получена для вспышки 26.IX 1963 г.

В связи с движениями, обуславливающими асимметрию, целесообразно хотя бы вкратце рассмотреть вопрос о движении вспышек вообще. Отсутствие каких-либо заметных движений «дисковых» вспышек как целого усиленно подчеркивалось М. Эллисоном [6]. Это положение действительно хорошо выполняется, если рассматривать яркие центры вспышек, т. е. собственно вспышки по М. Эллисону.

Однако ряд структурных элементов и деталей вспышек обнаруживает в некоторых случаях значительные движения, проявляющиеся в доплеровских смещениях эмиссии. Такой случай смещения эмиссии как целого до $2 \text{ \AA}$ наблюдался для одного из элементов вспышки 18.IX 1957 г. [9].



Фиг. 11. Фотометрическая картина и схема изображения вспышки 17.VIII 1959 г. в линии K Ca II

Значительные движения во вспышках на диске мы обнаружили и для других случаев, пользуясь исключительно богатым спектральным материалом Крымской астрофизической обсерватории. Так, для вспышек 14.VII 1959 г. и 17.VIII 1959 г. мы видим (фиг. 1, *е*), что эмиссия между двумя яркими центрами сильно смещена (в красную сторону). Для большей наглядности приводим фиг. 11, на которой изображены вид эмиссии во вспышке 17.VIII 1959 г. (схематически) и фотометрическая картина изображения. Положение разрезов указано на схеме линиями 1—4. Отметим, что смещенная эмиссия была в обоих случаях значительно слабее эмиссии в основных центрах. Любопытно, что в узле I (фиг. 11) в H и K Ca II хорошо выражено усиление эмиссии в областях H₃ и K₃. Это говорит, что над узлом I свечение Ca II происходило в очень высоких слоях атмосферы. Судя по виду смещенной эмиссии, движение распространялось от узла I к узлу II, а смещение в красную сторону указывает на направленность в глубь атмосферы (вспышка находилась близко к центру: $\varphi = +15^\circ$, $l = +18^\circ$). Видно также, что движение распространялось вплоть до периферии узла II. С такими же особенностями движений мы встречались и при рассмотрении асимметрии, так что этот пример, возможно, следует рассматривать как наглядную иллюстрацию схемы механизма усиления крыльев эмиссии вспышек за счет наложения дополнительной эмиссии движущихся извне частиц.

2. Возгорание линий

Под возгоранием мы понимаем не появление, а рост интенсивности эмиссии в линиях. Практически слабые признаки эмиссии обнаруживаются во всех светившихся линиях уже в самые первые моменты развития вспышки.

Последовательность возгорания линий металлов во вспышке 26.IX 1963 г. вкратце уже рассматривалась в [18]. Было получено, что поярчание линий связано определенным образом с потенциалом возбуждения верхнего уровня P_k , а именно: 1) наиболее быстро ярчали линии с $P_k \approx 5,5$ эв; 2) несколько медленнее увеличивалась интенсивность в линиях с $P_k \approx 3,3$ эв; 3) остальные линии возгорались сравнительно очень медленно. Представляется, что такая картина типична для вспышек. Основания для этого утверждения мы находим у К. Аллена в [19], где показано, что во вспышках усилены (по отношению к интенсивностям в хромосфере) линии Fe II ($P_k \approx 5,5$ эв), а среди линий Fe I — с $P_k < 4,2$ эв. Из фиг. 11 в [19] видно, что наибольшее число усиленных линий Fe I имеют $P_k \approx 3,3$ эв, а их средняя величина $P_k \approx 3,5$ эв. За исключением же указанных и, возможно, некоторых других случаев, картины свечения линий в хромосфере (по затменным наблюдениям) и во вспышках весьма схожи между собой. Естественно, что усиленные линии должны иметь наиболее быстрый рост эмиссии, т. е., следуя К. Аллену, нужно ожидать, что быстро возгораются во вспышках линии с $P_k \approx 5,5$ и $P_k \approx 3,3$ эв. Такая картина именно и получена для вспышки 26.IX 1963 г.

Здесь мы рассмотрим возгорание линий металлов с других точек зрения. Оговоримся, что к числу линий металлов будем относить все линии металлов, кроме H и K Ca II, а также и линии некоторых металлоидов (в частности Si).

Предварительно сделаем попытку оценить, можно ли считать наблюдаемую нами картину возгорания существенно искаженной за счет поглощения в хромосферных слоях ($\rho = 0,97!$) и в уплотненных слоях солнечной атмосферы над активной областью (предположение о возможном существовании уплотнения было высказано недавно в [20]). Будем учитывать лишь поглощение ионами, к которым принадлежит линия. Считая приближенно, что действие слоев, лежащих между вспышкой и наблюда-

телом, сводится только к поглощению в узкой центральной части линий, наблюдаемую интенсивность вспышки можно представить выражением

$$I = I_0 e^{-\tau},$$

где

$$\tau = \frac{\pi e^2}{mc} \lambda^2 f_i N_i = \frac{\pi e^2}{mc^2} \lambda^2 \frac{g_k f_k}{g_i} N_i = C \lambda^2 \frac{g_k f_k}{g_i} N_i. \quad (1)$$

В этом выражении N_i — число поглощающих частиц в столбе с основанием, равным единице; индексы i и k обозначают принадлежность к нижнему и верхнему уровням линий соответственно. Выразим величину N_i через N — полное количество частиц в том же состоянии ионизации, что и N_i , и в том же столбе поглощающего газа

$$N_i = b \frac{g_i}{U} N e^{-\frac{P_i}{kT}}, \quad (2)$$

коэффициент b введен для учета отклонений от условий термодинамического равновесия; U — сумма по состояниям. Подставляя (2) в (1), получим

$$\tau = C b \lambda^2 \frac{g_k f_k}{U} N e^{-\frac{P_i}{kT}},$$

откуда

$$\frac{\tau}{C b N} = \lambda^2 \frac{g_k f_k}{U} e^{-\frac{P_i}{kT}}. \quad (3)$$

Подберем ряд линий, относящихся к некоторому атому в определенном состоянии ионизации, и подсчитаем для каждой из линий величину

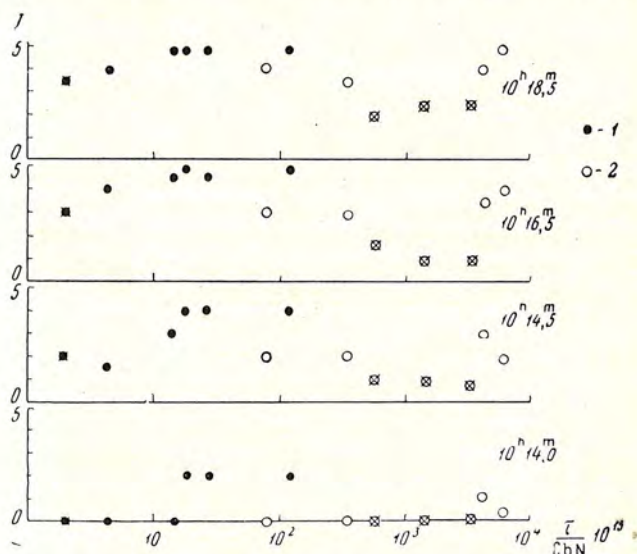
$$\frac{\tau}{C b N},$$

пользуясь выражением (3). При таком подборе величина N будет одной и той же во всех случаях. Коэффициент b приблизительно будем считать постоянным. Если эмиссия вспышки испытывала сильное поглощение, то видимая интенсивность линий I должна в общем уменьшаться при последовательном переходе к линиям с большими значениями τ/CbN . Другими словами, между величинами τ/CbN и наблюдаемыми интенсивностями линий I должна существовать отрицательная корреляционная связь. Линии следует подбирать так, чтобы их действительные интенсивности во вспышке I_0 были примерно одинаковыми. Здесь можно воспользоваться тем обстоятельством, что свечение линий во вспышках качественно напоминает их свечение в хромосфере (в отношении интенсивностей) [19], и подбирать линии так, чтобы соответствующие им интенсивности в спектре хромосферы не сильно различались между собой.

Мы остановились на головных линиях некоторых мультиплетов Fe I и Fe II. Список их приведен в табл. 2, где приняты следующие обозначения: P_k — потенциал возбуждения верхнего уровня (по Ш. Мур [21]); I_R — роуландовская интенсивность линий; I_f — интенсивность линии в хромосфере по затменным наблюдениям (по С. Митчеллу [15]). Величины $g_i f_i$ взяты из книги К. Аллена [22]. Величины τ/CbN подсчитаны при $T = 4300^\circ \text{K}$ как возможной температуре возбуждения в поглощающем слое над вспышкой [23]. Из табл. 2 видно, что дисперсия величин I_f , особенно в случае Fe I, довольно значительна, однако подобрать более однородный материал оказалось трудно.

Результаты сопоставления величин τ/CbN с видимыми интенсивностями линий I представлены на фиг. 12. Интенсивности линий определялись

нами визуально в шкале: 0 — эмиссия отсутствует; 5 — очень сильная эмиссия, превосходящая по интенсивности центрального ядра соседний



Фиг. 12. Оценка степени поглощения линий металлов во вспышке 26.IX 1963 г. (полулогарифмический масштаб)

1 — Fe II; 2 — Fe I

непрерывный спектр; промежуточные значения оценивались соответствующими числами. Рассматривая раздельно картины для Fe I и Fe II, видно, что тенденции уменьшения I с ростом τ/CbN не обнаруживается.

Таблица 2

λ , Å	Номер мультиплета	P_k , эв	I_R	I_f	$g_i f_i$	$\frac{\tau}{CbN} \cdot 10^{15}$	
Fe II	4233	27	5,49	4	30	0,4	18
	4179	28	5,52	3	15	0,15	7
	4584	38	5,49	4	25	0,9	27
	5169	42	5,27	4	25	4,0	120
	5317	49	5,46	4	30	1,0	15
	6456	74	3,89	3	15	0,7	2
Fe I	4376	2	2,82	6	8	0,001	80
	3860	4	3,20	20	35	0,07	4200
	3720	5	3,32	40	35	0,11	6200
	5270	15	3,20	15	15	0,034	350
	3820	20	4,09	25	20	0,62	3400
	4384	41	4,29	15	15	1,2	1500
	4272	42	4,37	15	15	0,5	580

Крестиками отмечены линии с P_k , значительно отличающимися от 3,3 и 5,5 эв. Такие линии, как было сказано выше, возгорались сравнительно медленно. Последнее довольно заметно (особенно в случае Fe I) проявляется и на фиг. 12.

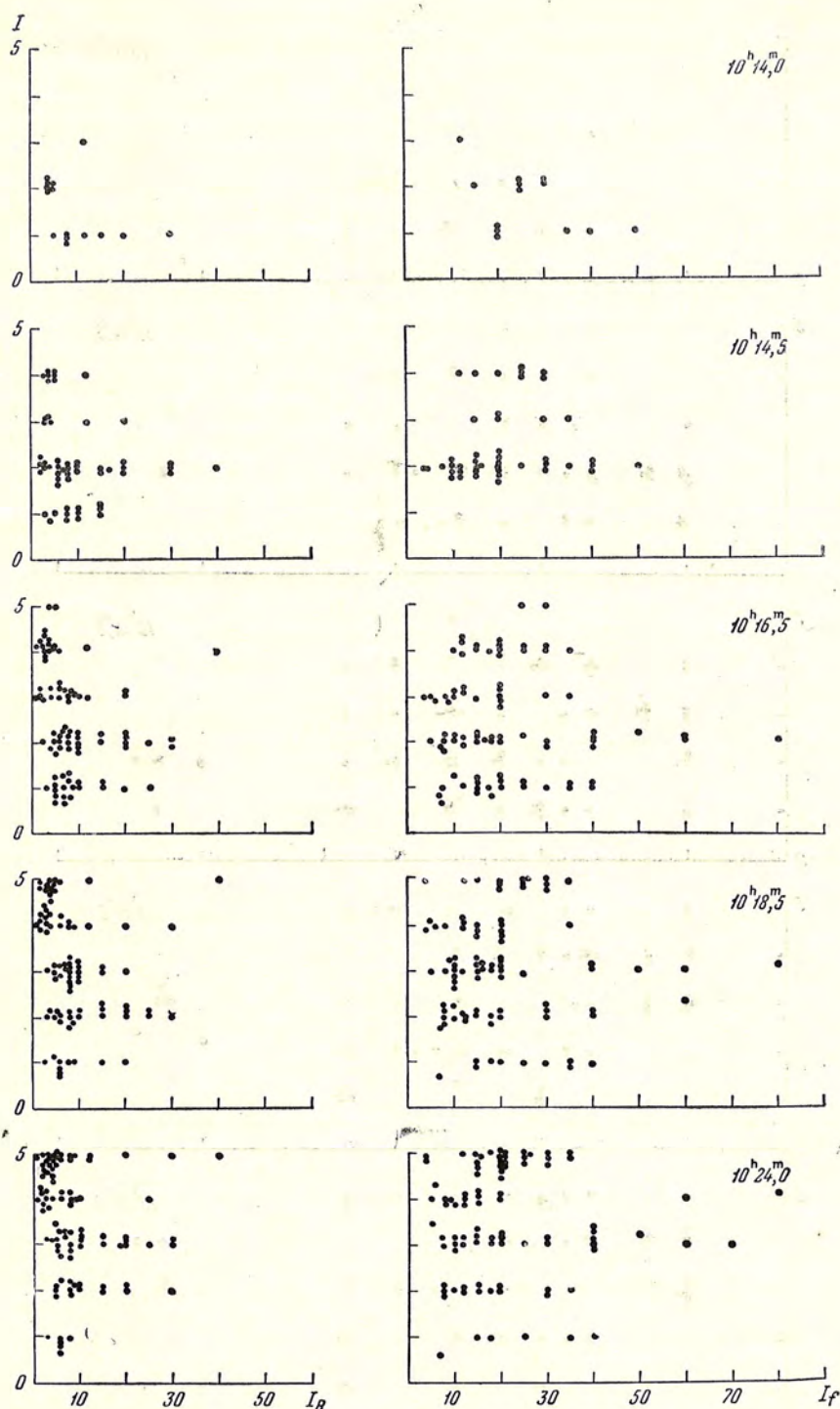
Таблица 3

№№ п/п	λ , Å	Элемент	P_k	I_R	I_f	№№ п/п	λ , Å	Элемент	P_k	I_R	I_f
1	3679,924	Fe I	3,35	9	4	51	4233,171	Fe II	5,49	4	30
2	3705,578	Fe I	3,38	9	8	52	4254,342	Cr I	2,90	8	25
3	3706,038	Ce II Mn	—	6	20 ²	53	4271,776	Fe I	4,37	15	15
4	3707,827	Fe I	3,42	5	5	54	4274,808	Cr I	2,89	7	20
5	3719,949	Fe I	3,32	40	35	55	4289,731	Cr I	2,88	5	18
6	3736,919	Ca II	6,44	5	20 ²	56	4294,147	Ti II —	4,35; 3,95	2; 5	18
7	3737,143	Fe I	3,35	30	30 ²			Fe I			
8	3745,576	Fe I	3,38	8	—	57	4296,580	Fe II	5,57	3	9
9	3745,912	Fe I	3,42	6	—	58	4303,181	Fe II	5,56	2	4
10	3748,273	Fe I	3,40	10	20	59	4351,769	Cr I	3,86; 5,53	5	15
11	3759,301	Ti II	3,89	12	70			Fe II			
12	3761,322	Ti II	3,85	7	70 ²	60	4375,946	Fe I	2,82	6	8
13	3820,438	Fe I	4,09	25	20	61	4383,559	Fe I	4,29	15	15
14	3824,454	Fe I	3,23	6	15	62	4385,389	Fe II	5,58	2	5
15	3827,834	Fe I	4,77	8	10	63	4395,042	Ti II	3,89	3	40
16	3829,367	Mg I	5,92	10	40	64	4404,763	Fe I	4,35	10	12
17	3832,312	Mg I	5,92	15	50	65	4415,137	Fe I	4,40	8	8
18	3838,304	Mg I	5,92	25	60	66	4416,829	Fe II	5,56	2	6
19	3856,028	Si II	10,03	1	—	67	4443,814	Ti II	3,85	5	30
20	3856,383	Fe I	3,25	8	20	68	4468,502	Ti II	3,89	5	40
21	3859,924	Fe I	3,20	20	35	69	4501,280	Ti II	3,85	5	25
22	3865,535	Fe I	4,20	7	7	70	4508,293	Fe II	5,58	4	12
23	3872,512	Fe I	4,17	6	5	71	4515,345	Fe II	5,57	3	10
24	3878,029	Fe I	4,14	8	8	72	4520,231	Fe II	5,52	3	12
25	3895,669	Fe I	3,28	7	15	73	4522,640	Fe II	5,56	3	18
26	3899,721	Fe I	3,25	8	10	74	4549,476	Fe II	5,53	2	50 ²
27	3900,543	Ti II	4,29; 6,39	5	40	75	4555,894	Fe II	5,52	3	20
		Fe I				76	4571,982	Ti II	4,26	6	35
28	3905,534	Si I	5,06	12	12	77	4583,841	Fe II	5,49	4	25
29	3906,492	Fe I	3,27	10	10	78	4629,344	Ti I Fe II		6	20
30	3913,472	Ti II	4,26	5	40			Co I			
31	3920,271	Fe I	3,27	10	15	79	4923,932	Fe II	5,39	5	30
32	3922,927	Fe I	3,20	12	20	80	5018,452	Fe II	5,34	4	25
33	3927,935	Fe I	3,25	8	20	81	5167,510	Mg I	5,09	15	
34	3930,310	Fe I	3,23	8	20	82	5167,510	Fe I	5,29	5	18
35	3961,537	Al I	3,13	20	35	83	5169,052	Fe II	5,27	4	25
36	4005,256	Fe I	4,63	7	7	84	5172,700	Mg I	5,09	20	30
37	4030,731			4		85	5183,621	Mg I	5,09	30	40
	4030,800	Mn I	3,06	5	20	86	5197,578	Fe II	5,59	2	12
38	4033,077	Mn I	3,06	7	18	87	5227,194	Fe I	3,91	8	8
39	4034,494	Mn I	3,06	6	15	88	5234,632	Fe II	5,57	2	15
40	4045,827	Fe I	4,53	30	30	89	5269,552	Fe I	3,20	8	15
41	4063,607	Fe I	4,59	20	20	90	5270,390	Fe I	3,94	4	7
42	4071,751	Fe I	4,63	15	15	91	5276,001	Fe II	5,52	3	20
43	4077,726	Sr II	3,03	8	80	92	5316,622	Fe II	5,46	4	30
44	4132,069	Fe I	4,59	10	8	93	5328,053	Fe I	3,23	8	10
45	4143,880	Fe I	5,82	15	10	94	5362,871	Fe II	5,49	3	15
46	4173,466	Fe II	5,53	3	16	95	5371,503	Fe I	3,25	7	12 ²
47	4178,862	Fe II	5,52	3	15	96	5446,055	Fe I	3,25	6	12 ²
48	4202,042	Fe I	4,42	8	10	97	5455,626	Fe I	3,27	6	12
49	4215,545	Sr II	2,93	5	60	98	5889,950	Na I	2,10	30	25
50	4226,742	Ca I	2,92	20	40	99	5895,944	Na I	2,09	20	20

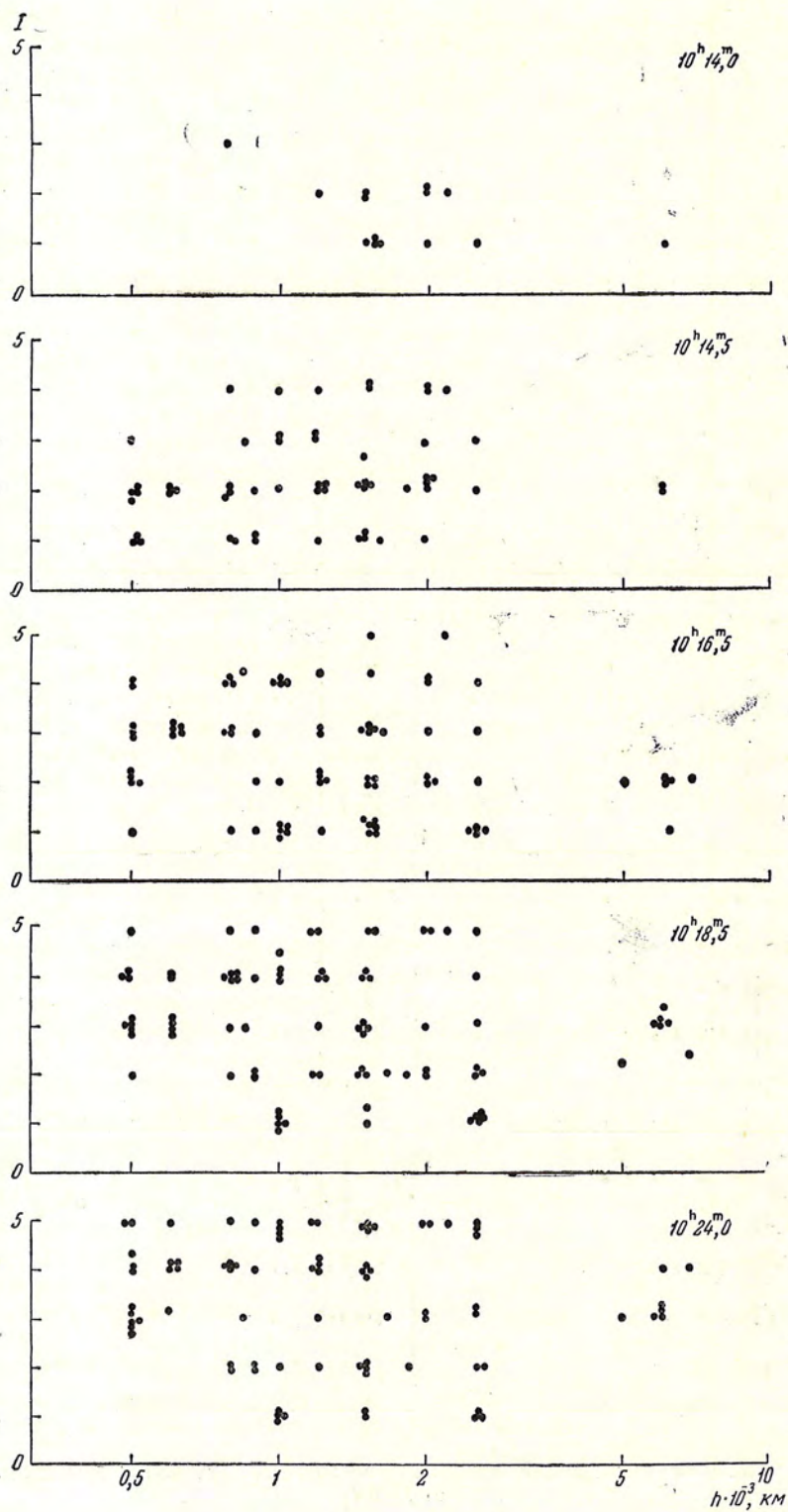
Таким образом, можно, по-видимому, сказать, что наши результаты не искажены существенно эффектами поглощения. Качественно это заключение вытекает и из того факта, что линии водорода и H и K Ca II не имели даже в начале вспышки очень сильного абсорбционного провала в центре.

Вернемся теперь к картине возгорания линий металлов во вспышке 26.IX 1963 г., базируясь на линиях, приведенных в табл. 3. Характеристики линий взяты из тех же источников, что и в табл. 2. Знаком вопроса отмечены приближенные значения величин. Несколько включенных бленд мы здесь рассматриваем как одиночные линии с грубыми значениями I_R и I_f . Детальный просмотр результатов наблюдений показал, что возгорание линий металлов зависело, помимо величины P_k , от ряда других факторов. Можно привести примеры, когда линии с P_k , близкими к значениям 3,3 и 5,5 эв, оставались долгое время слабыми. Для уточнения укажем, что близкими следует считать значения: $5,0 \leq P_k \leq 5,6$ эв и $3,0 \leq P_k \leq 3,5$ эв. Естественно предположить, во-первых, что поскольку относительные интенсивности линий в спектре вспышки и в нижней хромосфере, за некоторыми исключениями, сходны [19], то ярчать быстрее будут усиленные хромосферные линии. В нашем случае это предположение в целом подтверждается. Как видно из фиг. 13 (графики (I, I_f)), действительно, в начале вспышки наиболее яркими были линии с высокой, не меньше 10, величиной I_f . Лишь с течением времени высокую интенсивность приобрели линии с малыми значениями I_f . Однако четко выраженной зависимости I от I_f нет: многие сильнейшие хромосферные линии ярчали сравнительно медленно. Последнее отчасти можно связать с зависимостью возгорания от P_k , однако и здесь имеется ряд примеров, указывающих, что возгорание зависело еще и от ряда других факторов.

Нам представляется, что возгорание линий было связано также с процессом распространения вспышки в атмосфере Солнца. Рассмотрим, однако, сперва более подробно картину распределения свечения металлов во вспышках по высоте. Воспользуемся для этого лимбовыми вспышками, когда интерпретация высотной картины наиболее проста и однозначна. Н. Н. Степанян [24] измеряла высоты уровней максимального свечения $h_{\text{макс}}$ во вспышке в различных линиях, используя спектрограмму № 3267 (вспышка 25.VII 1959 г.). Об этой спектрограмме мы уже говорили в предыдущем разделе. Высоты измерялись непосредственно от уровня края диска для нескольких десятков линий. Среднее значение высоты свечения металлов получилось равным $2,5 \cdot 10^3$ км. Эта величина, по-видимому, завышена, так как не учитывался наклон щели спектрографа к лимбу. Поэтому мы ограничились относительными оценками. Были рассмотрены линии, лежащие в одном случае выше уровня $2,5 \cdot 10^3$ км, а в другом ниже. Оказалось, что высоты h (по С. Митчеллу [15]), соответствующие линиям первой группы, в общем выше, чем в случае второй группы; в качестве иллюстрации приводим средние значения h : $\bar{h}_{\text{верх}} = 1700$ км, $\bar{h}_{\text{низ}} = 900$ км. Таким образом, в данном случае мы имеем положительную корреляционную связь величины $h_{\text{макс}}$ с h . Поскольку эффективная высота образования линий $h_{\text{эфф}}$ в среднем растет с h , то можно говорить и о положительной корреляции величины $h_{\text{макс}}$ с $h_{\text{эфф}}$. Эти наблюдения говорят о том, что свечение металлов во вспышке происходило не в каком-то определенном, ограниченном объеме, а было стратифицировано по высоте. Характер стратификации напоминал тот, который обычно наблюдается в хромосфере: выше простирающиеся в хромосфере линии обнаруживали тенденцию светиться в более высоких слоях вспышки. Хотя требуются дополнительные подтверждения, чтобы описанную здесь картину стратификации можно было считать типичной для вспышек вообще, мы все же воспользуемся ею при дальнейшем рассмотрении возгорания металлов во вспышке 26.IX 1963 г.



Фиг. 13. Возгорание линий металлов во вспышке 26.IX 1963 г. в зависимости от I_R и I_f



Фиг. 14. Возгорание линий металлов во вспышке 26.IX 1963 г. в зависимости от h (полулогарифмический масштаб)

Рассмотрим теперь фиг. 13, графики (I, I_R) и фиг. 14. Видно, что самыми яркими линиями в начале вспышки были в основном линии с малыми значениями I_R и лишь по мере развития вспышки высокой интенсивности достигли линии с большими I_R . Этот факт, на наш взгляд, связан с эффектом распространения вспышки по высоте в атмосфере Солнца. В самом деле, линии высокой роуландовской интенсивности в среднем образуются выше линий с низкими I_R . Учитывая, что $h_{\text{макс}}$ и $h_{\text{эфф}}$ связаны положительной корреляционной зависимостью, естественно объяснить графики (I, I_R) процессом выхода вспышки в верхние слои атмосферы. Более детальная картина вырисовывается из фиг. 14 (на фиг. 13 она также проявляется, но не столь наглядно). Хорошо видно следующее: 1) наиболее интенсивные линии в первые моменты имели значения h , заключенные в пределах от 800 до 2500 км; 2) по мере развития вспышки интервал высот, соответствующих ярким линиям, расширялся. В предположении положительной корреляционной связи h с $h_{\text{макс}}$ «развитие» графиков (I, h) можно интерпретировать как отражение процесса последовательного захвата свечением слоев, расположенных как выше, так и ниже уровня, где первоначально возникла вспышка. Отметим, что такая же картина распространения вспышек в атмосфере Солнца вытекает и из анализа наблюдений радиовсплесков типа II (см. [16], стр. 294).

Вывод о последовательном захвате вспышкой все более глубоких слоев атмосферы был сделан Н. Н. Степанян на основании ряда спектроскопических данных [24]. Распространение возбуждения наружу подтверждается рассмотрением картины свечения линий Бальмера и H и K Ca II. Из фиг. 6, 7 видно, что с развитием вспышки интенсивность этих линий в центральных частях быстро увеличивалась и форма контуров становилась все более близкой к форме при отсутствии поглощения. Эту картину нельзя объяснить лишь усилением свечения в том объеме, где вспышка возникла. Если бы дело обстояло только таким образом, то из-за поглощения ($\rho = 0,97!$) центральные части контуров были бы уплощенными, как это имело место в первые моменты. Напрашивается естественно вывод, что естественно свечением захватывались все более высокие слои атмосферы, где поглощение мало, чтобы вызвать заметное уплощение контуров. Это заключение подтверждается и прямыми наблюдениями распространения свечения в корональное пространство, на что уже обращалось внимание при описании вспышки. Вообще выход вспышек в высокие слои атмосферы — явление хорошо известное [1,25].

Остановимся коротко на аномалиях свечения линий металлов. В нашем случае линии D₁ и D₂ Na I, которые согласно [13] во вспышках обычно сильные, стали приобретать заметную интенсивность только после максимума вспышки. Этот факт вряд ли может быть связан только с зависимостью возгорания линий от значения P_k (для линий D₁ и D₂ $P_k = 2,1$ эв): линии также с $P_k \neq 3,3$ и 5,5 эв и слабых к тому же вообще во вспышках обнаруживали эмиссию, сравнимую по интенсивности с эмиссией в D₁ и D₂. Причина такого характера возгорания линий натрия, вероятно, заключалась в следующем. Мы видели, что во вспышке происходило интенсивное возбуждение атомов на уровнях с $P_k \approx 5,5$ эв. Если атомы натрия были подвергнуты действию этого селективного механизма возбуждения, то степень ионизации их была высокой (потенциал ионизации Na I 5,138 эв) и названные линии не могли ярко светиться. Лишь после максимума, когда с угасанием вспышки действие селективного механизма стало, по-видимому, сравнительно слабым, степень ионизации натрия понизилась и линии D₁ и D₂ приобрели заметную яркость.

Другой аномалией было свечение линий Mg I, сравнительно интенсивных во вспышках. Например, характер возгорания линий b₁, b₂ и b₃ был схож с тем, что мы имели для линий D₁ и D₂, несмотря на то что для

них величина P_k (5,09 эв) не особенно сильно отличается от 5,5 эв (линии с $P_k \approx 5,09$ эв быстро ярчали во вспышке, например, $\lambda 3905,5$ Si I). Дело здесь, по-видимому, заключалось также в большой степени ионизации Mg I на первых стадиях развития вспышки. Хотя потенциал ионизации Mg I (7,644 эв) существенно больше 5,5 эв, но высокая степень ионизации может быть связана с явлением автоионизации. Возможно, что аналогичными причинами были вызваны аномалии свечения и других элементов. Здесь мы высказали лишь общие соображения об аномалиях свечения металлов, более подробное обсуждение этой проблемы составляет предмет отдельной работы.

Мы не останавливаемся на детальном описании возгорания линий водорода, гелия и H и K Ca II, а ограничиваемся лишь некоторыми, сделанными ранее замечаниями и приведением контуров ряда линий в различные моменты времени (см. фиг. 6, 7, 9). Развитие эмиссии линий бальмеровской серии и H и K Ca II достаточно много раз описывалось, а возгорание линий гелия требует отдельного, специального изучения.

Картина возгорания линий, описанная здесь, показывает, что у нас нет достаточных оснований рассматривать вспышку как некоторое компактное образование, лежащее в верхних слоях хромосферы. Наоборот, многие факты: быстрое возгорание линий с малыми I_R , уплощенная форма контуров бальмеровских линий в начале вспышки, «развитие» графиков ($I; h$) и т. д. — дают право считать, что вспышка возникла на некотором, сравнительно глубоком уровне хромосферы и по мере своего развития охватывала как вышележащие, так нижележащие слои атмосферы. Таким образом, вспышка, по всей вероятности, захватывала в той или иной степени области солнечной атмосферы, в которых происходит образование фрунгоферовых линий. Следовательно, способ выделения «чистой» эмиссии вспышки, основанной на выражении

$$\Delta r_\lambda = \frac{I_v - I_\phi}{I_0},$$

строго говоря, применять для количественных исследований нельзя, если бы даже вспышка и была прозрачной, так как неизвестно, что брать в качестве подложки. Мы воспользовались им лишь в качестве «технического» приема представления наблюдений, вполне пригодного при изучении описательного характера.

В заключение сформулируем кратко основные выводы.

1. Асимметрия во вспышках вызывается не ослаблением синего крыла эмиссии линий, а усилением красного крыла за счет наложения на последнее дополнительной эмиссии. Этот эффект обуславливается втеканием (сбросом) во вспышку светящегося вещества из вышерасположенных над основным ядром вспышки областей.

2. В противоположность основным (наиболее ярким) центрам, отдельные структурные элементы вспышек, по крайней мере в определенные моменты, обнаруживают заметные движения.

3. Возгорание линий металлов во вспышках зависит от ряда факторов. Наиболее быстро ярчают линии с потенциалом возбуждения верхнего уровня $\sim 5,5$ эв, несколько медленнее — линии с потенциалом возбуждения верхнего уровня $\sim 3,3$ эв; по сравнению с этими случаями возгорание других линий заметно отстает. Линии, усиленные в хромосфере, в целом ярчают быстрее линий неусиленных. Имеются, кроме того, основания полагать, что возгорание линий связано также с процессом распространения вспышек в солнечной атмосфере по высоте.

Здесь и в [18] специально проводилось сравнение вспышки 26.IX 1963 г. с другими вспышками с различных точек зрения, которое показа-

ло, что мы имели дело с типичным, стандартным случаем. Это обстоятельство дает возможность формулировать выводы в обобщающей форме.

Автор благодарен научному руководителю члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Северному за помощь в выполнении работы.

20 мая 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. R. Michard. *Ann. d'Astrophys.*, 1959, 22, 887.
 2. M. Anastassiadis, D. Ilias, C. Caroubalos. *Nature*, 1964, 201, 357.
 3. А. Б. Северный. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1955, 15, 31.
 4. А. Б. Северный, Н. В. Степенко, В. Л. Хохлова. *Астрон. ж.*, 1960, 37, 23.
 5. Z. Svestka, M. Korecky a. M. Blaha. *B. A. C.*, 1962, 13, 37.
 6. M. Ellison. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1949, 109, 1.
 7. L. Fritzova. *B. A. C.*, 1960, 11, 177.
 8. M. C. Ballario. *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 1963, 34, 3.
 9. J. T. Jefferis, E. v. P. Smith a. N. J. Smith. *Astrophys. J.*, 1959, 129, 146.
 10. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1953, 10, 9.
 11. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1961, 26, 3.
 12. M. Horu. *Zs. Astrophys.*, 1963, 58, 117.
 13. M. Blaha, M. Korecky, Z. Svestka. *B. A. C.*, 1962, 13, 85.
 14. Н. Н. Степанян. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 29, 68.
 15. S. A. Mitchell. *Astrophys. J.*, 1930, 71, 1.
 16. К. де Ягер. *Строение и динамика атмосферы Солнца*. ИЛ, 1962.
 17. H. J. Smith, E. v. P. Smith. *Solar flares*. New York, 1963.
 18. В. Г. Банин. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1964, 32, 38.
 19. C. W. Allen. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1940, 100, 635.
 20. Z. Svestka. *B. A. C.*, 1963, 14, 234.
 21. C. E. Moore. *Contr. Princeton Univ. Obs.*, 1945, N 20.
 22. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*. ИЛ, 1960.
 23. М. Корецку, V. Lurfus, M. Blaha, Z. Svestka. *B. A. C.*, 1963, 14, 146.
 24. Н. Н. Степанян. Дисс., 1963.
 25. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1960, 24, 235.
-

ИЗУЧЕНИЕ «УСОВ» И ВЫБРОСОВ
В СВЯЗИ С РАЗВИТИЕМ ГРУПП ПЯТЕН

А. Н. Коваль

Продолжалось изучение явления «усов» и движений в области «усов». На основании большого количества спектрограмм «усов», а также непрерывных визуальных наблюдений на спектрографе БСТ в линии H_{α} установлено, что явление «усов» неразрывно связано с развитием группы пятен: «усы» сопровождают процесс образования, развития и распада пятен. Наличие или отсутствие движений в области «усов» зависит от стадии развития группы пятен.

Из визуальных наблюдений следует, что выбросы часто предшествуют образованию пятен и флоккулов и наблюдаются в большом количестве в первый период жизни группы.

Изучались контуры водородных линий в «усах». В подавляющем большинстве случаев «усы» имеют одинаковую протяженность синего и красного крыльев. Яркость синего и красного крыльев «усов» в большинстве случаев различна. В 52% случаев синее крыло «усов» более яркое, в 33% — красное более яркое и в 15% — яркость крыльев одинакова. Исходя из наблюдаемых движений в области «усов» можно сделать заключение, что асимметрия «усов», по-видимому, связана с ослаблением эмиссии «усов» в одном из крыльев абсорбционными выбросами.

AN INVESTIGATION OF «MOUSTACHES» AND EJECTIONS IN CONNECTION WITH THE DEVELOPMENT OF SPOT GROUPS, by A. N. Koval.— The study of «moustache» phenomenon and motions in the region of «moustaches» was continued. On the basis of a large number of spectrograms of «moustaches» and continuous visual observations in H_{α} with the spectrograph of the tower solar telescope it is found that the «moustache» phenomenon is intimately connected with the development of a spot group: «moustaches» accompany the process of formation, development and decay of spots. The presence or absence of motions in the region of «moustaches» depends on the stage of development of the spot group.

From visual observations it follows that ejections often precede the formation of spots and flocculi and are observed in large numbers in the first period of existence of a group.

Hydrogen line profiles in «moustaches» were studied. In the majority of cases the extension of the blue and red wings of «moustaches» is the same. The brightness of the blue and red wings of «moustaches» differs in most cases. The blue wing is brighter in 52% of the cases, the red in 33% and the brightness is the same in 15% of the cases. From the observed motions in «moustache» regions it is concluded that the asymmetry of «moustaches» is apparently connected with a weakening of «moustache» emission in one of the wings by absorption ejections.

Явление «усов» можно наблюдать довольно часто при хороших изображениях и достаточном разрешении. «Усы» — это протяженные, очень

тонкие эмиссионные крылья возле линий поглощения при отсутствии обращения в ядрах линий.

Впервые явление «усов» наблюдал Эллерман в 1917 г. До 1954 г. наблюдения «усов» не производились и наблюдения Эллермана были единственными. С 1954 г. после установки Башенного солнечного телескопа в Крымской астрофизической обсерватории А. Б. Северным и сотрудниками получено большое число спектрограмм «усов». Изучению этого явления посвящен ряд работ [1—3]. Было установлено, что «усы» появляются в области развивающихся пятен в группах со сложной полярностью. Области, где обнаруживаются «усы», характерны клочковатой структурой линии H_{α} , наличием темных выбросов и струй. Время жизни «усов» заключено в пределах от нескольких минут до десятков минут. Синее крыло «усов» в большинстве случаев ярче и протяженнее красного независимо от положения «усов» на диске Солнца. Иногда наблюдается более яркое красное крыло [1].

С 1955 г. наблюдения «усов» («бомб») производились также в обсерватории Мак-Мас на вакуумном спектрографе, спектрогелиографе и через интерференционно-поляризационный фильтр. Результаты этих наблюдений опубликованы в [4]. В результате одновременных наблюдений на спектрографе и через интерференционно-поляризационный фильтр было установлено, что спектральному наблюдению явления «усов» соответствует маленькая яркая точка при наблюдениях через фильтр. Наиболее часто «усы» наблюдаются около внешнего края полутени больших пятен и внутри группы около малых пятен. Из нескольких сотен наблюдений «усов» отмечено только два случая, когда они наблюдались во флоккулах без пятен.

Наблюдения на спектрографе и спектрогелиографе показали, что с явлением «усов» очень часто связано появление маленьких темных выбросов. Исходя из того, что «усы» появляются в основном около солнечных пятен, делается вывод, что «усы» являются постоянными спутниками растущих и развивающихся групп.

1. Движения в области «усов»

На наличие движений в области «усов» указывалось в ряде работ [1—6]. Движения, связанные с «усами», изучались в [5—6]. Показано, что в области «усов» наблюдаются движения как в сторону наблюдателя, так и в противоположном направлении. Направление движений, а также характер движений не зависит от положения «усов» на диске Солнца.

Нами проведено дальнейшее изучение движений в области «усов». Подробное изучение спектрограмм «усов», полученных на БСТ за 1954—1962 гг., показало, что в области «усов» наблюдаются следующие движения: изгибы линий поглощения в синюю или красную сторону, мощные односторонние и двухсторонние выбросы, часто линия поглощения, около которой наблюдаются «усы», изрезана мелкими темными выбросами. На спектрограммах изгибы линий поглощения и выбросы часто совпадают с положением «усов», а иногда расположены несколько в другом месте. В некоторых случаях спектрограммы «усов» не показывают заметных движений.

На фиг. 1, а, б представлены примеры спектрограмм «усов», которые показывают наличие сильных движений в области «усов», а также спектрограммы «усов» без заметных движений.

Так как «усы» наблюдаются в основном около пятен, было рассмотрено, не зависит ли наличие или отсутствие движений и характер движений от стадии развития группы пятен. Используя ежедневные зарисовки групп пятен и спектрограммы «усов», можно установить, на какой стадии развития группы пятен получены спектрограммы. Из рассмотрения этого

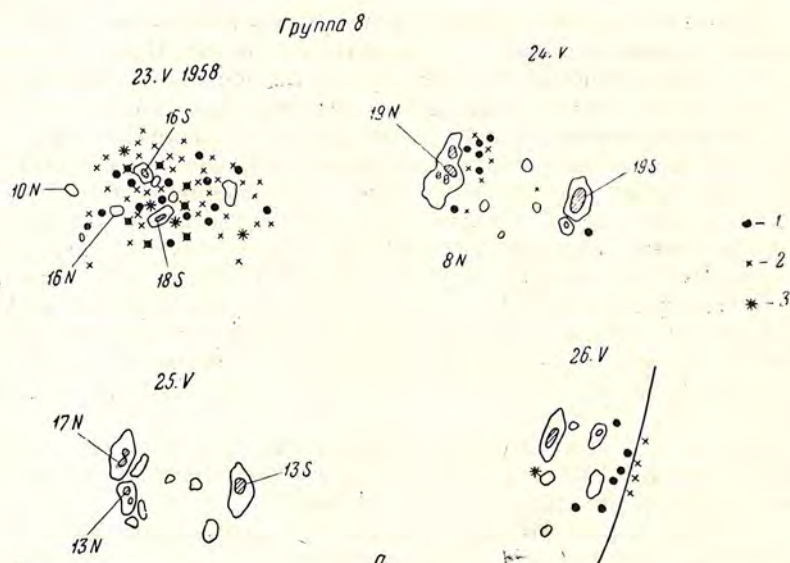
материала следует, что изгибы линий поглощения в области «усов» наблюдаются в первые дни жизни группы пятен, когда группа очень быстро развивается. Мощные движения, когда линия поглощения вся изорвана выбросами, также наблюдаются в это время. Большие выбросы и surges наблюдаются в основном до максимума и в максимуме развития группы. При распаде группы в области «усов» наблюдаются небольшие выбросы, а также наблюдаются «усы» без выбросов.

Таким образом, «усы» появляются не только в растущих, развивающихся группах, но и все время, пока в группе происходит образование, развитие и распад пятен. Когда от группы остается одно устойчивое пятно, «усы» наблюдаются редко.

С 16.V по 10.VI 1958 г. на спектрографе БСТ Крымской астрофизической обсерватории велись непрерывные визуальные наблюдения Солнца в линии H_{α} . Поочередно просматривались все группы пятен, отмечалось положение и время наблюдений всех явлений, происходящих в группах. Конечно, часть явлений могла быть не отмечена, так как во время просмотра одной группы пятен другие группы не наблюдались. Большое значение также имеет качество изображений, особенно для наблюдений «усов» и мелких выбросов. Все же эти наблюдения дают возможность нарисовать довольно ясную картину явлений, происходящих в группах пятен.

На фиг. 2 представлены ежедневные зарисовки групп пятен с отмеченными в них явлениями. В табл. 1 указаны качество изображений и число часов наблюдений в день. В примечании даны условия наблюдений.

Картинки, представленные на фиг. 2, полностью подтверждают выводы, полученные из рассмотрения спектрограмм «усов»: «усы» сопровождают образование, развитие и распад пятен, «усы» с выбросами наблюдаются в основном в начальный и средний период жизни группы, при распаде группы «усы» наблюдаются чаще всего без выбросов. Особенно много выбросов и «усов» наблюдается в первые дни жизни группы, если в группе одновременно образуется несколько близко расположенных пятен различной полярности. Это хорошо видно на примере группы № 36, № 8 и № 27a (см. фиг. 2, а, б, в).



Фиг. 2, а, б, в, г, д, е. Эскизы групп пятен и расположение в них выбросов и «усов»

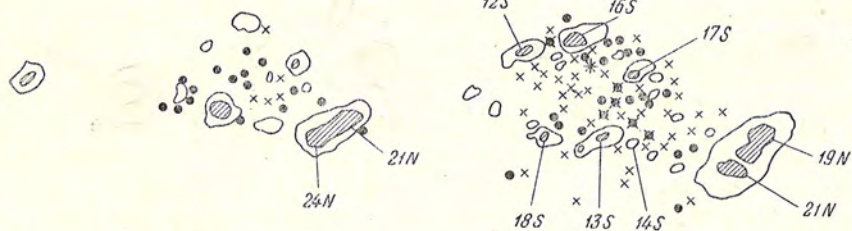
1 — «усы»; 2 — выбросы; 3 — «усы» с изгибами линий поглощения

Группа 36

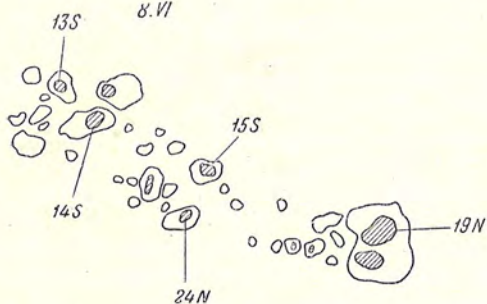
4. VI 1958 г

5. VI

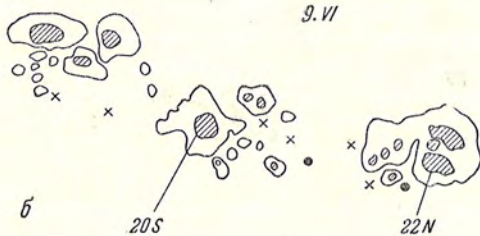
6. VI



8. VI



9. VI

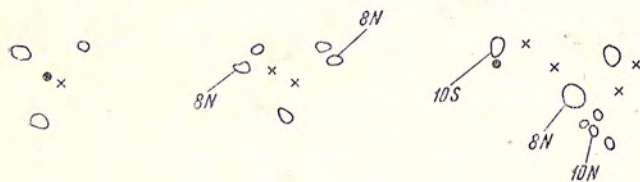


Группа 27a

30. V 1958

31. V

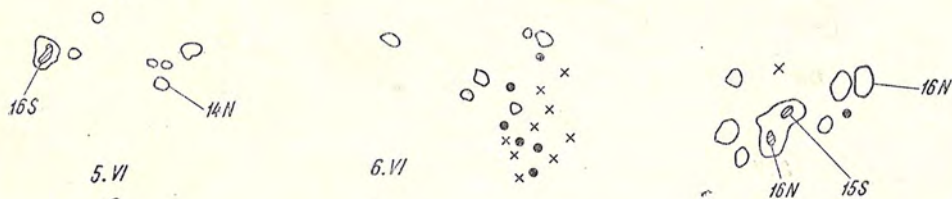
1. VI



2. VI

3. VI

4. VI



5. VI

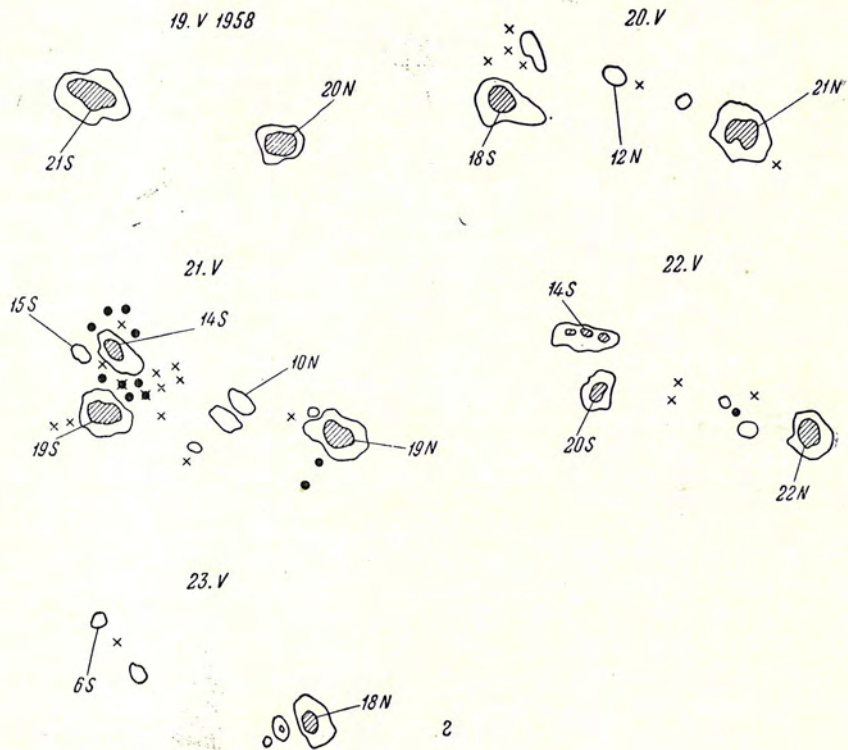
6. VI



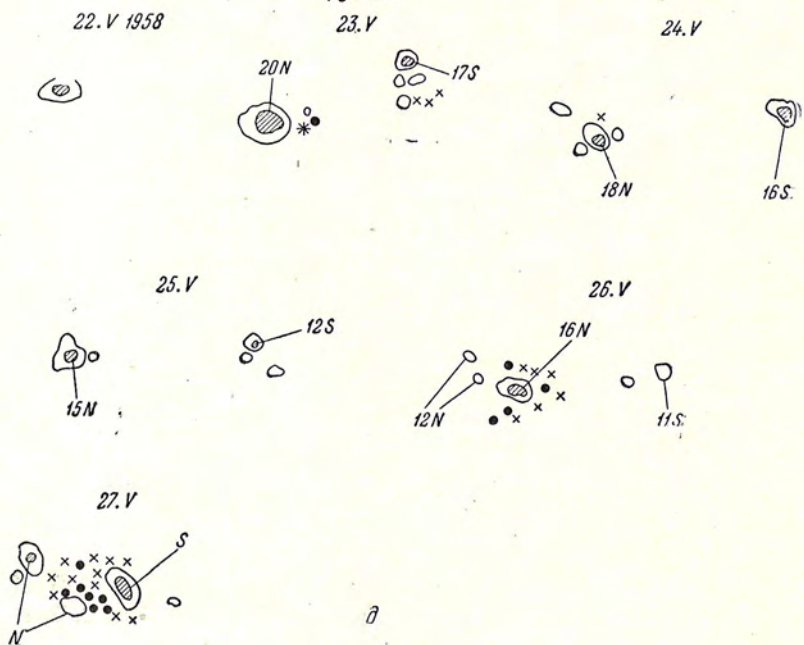
Фиг. 2, б, в

б

Група 13



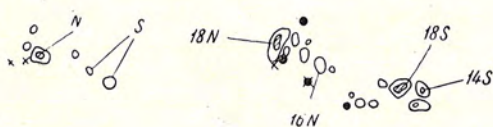
Група 17



Група 27

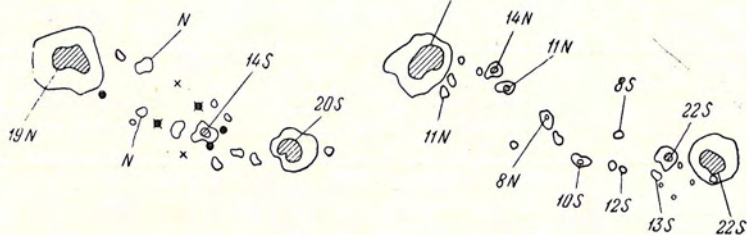
28. V 1958

29. V

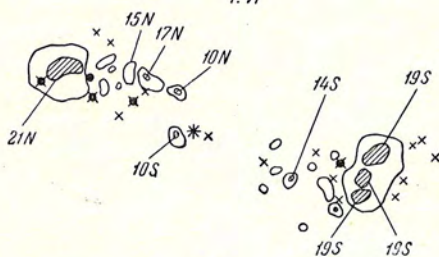


30. V

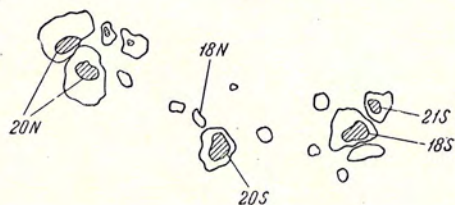
31. V



1. VI



2. VI



3. VI

4. VI



5. VI

6. VI



e

Фиг. 2, e

Из этих наблюдений также следует, что выбросы часто предшествуют образованию пятен и флоккулов. Например, юго-восточнее группы № 27 1.VI 1958 г. была отмечена область, в которой все время наблюдались большие выбросы. К 11^h40^m выбросы в отмеченной области значительно уменьшились, появились яркие флоккулы.

В группе № 27а с 30.V по 1.VI 1958 г. наблюдалось несколько небольших выбросов, поярчения флоккулов. 3.VI 1958 г. юго-восточнее группы наблюдались выбросы и «усы». 4 июня в этой области образовались новые пятна. 6 июня, когда в группе образовалось много больших пятен, наблюдалось большое число выбросов и «усов». Подобное явление наблюдается для группы № 17.

Т а б л и ц а 1

Дата, 1958 г.	Качество изображений	Дрожание	Число часов наблюдений	Примечания
19.V	3	Не определялось	8,5	С 14 ^h 15 ^m цирусы
20.V	3-	1,2 мм	8,5	С 11 ^h качество изображений 3 ⁺ , дрожание 0,8 мм
21.V	3-	1,5 мм	9	«Усы» наблюдать плохо
22.V	3	0,5 мм	8	С 10 ^h качество изображений 2
23.V	3	1,5 мм	10	С 7 ^h 30 ^m наблюдения в промежутках между облаками
24.V	4	Не определялось	5,5	Сквозь облака
25.V		Наблюдений не было		
26.V	Не определялось	Не определялось	2,5	
27.V	3 ⁺	» »	13	С утра изображения плохие, с 11 ^h улучшились
28.V	3	1 мм	5,5	
29.V	Не определялось	Не определялось	3	Сквозь облака
30.V	3	1 мм	7,5	С 11 ^h сквозь облака
31.V	4-	Не определялось	10	
01.VI	4	» »	12	С 8 ^h цирусы
02.VI		Наблюдений не было		
03.VI	3	Не определялось	8,5	С 11 ^h качество изображений 2, облака
04.VI	3 ⁺	0,5 мм	3	
05.VI	3 ⁺	1 мм	5	Сквозь облака
06.VI	5	Не определялось	13	
09.VI	2	1,5 мм	5,5	Облака

Возле одиночных пятен редко наблюдаются выбросы и «усы». Рассмотрим, например, явления, происходящие в группе, которая 27.V 1958 г. вышла из-за восточного края в виде большого одиночного пятна северной полярности. 27 и 28 мая в группе не отмечено ни одного явления. 29 мая в группе наблюдалось ядро непрерывной эмиссии и один раз «усы». 30 и 31 мая группа активизируется: наблюдаются волокна с большими скоростями, выбросы, «усы». 1 июня на северо-востоке от большого пятна образовались два небольших пятна с напряженностью магнитного поля 10 S. Наблюдаются «усы» и выбросы. 3 июня пятна с южной полярностью исчезли. За весь день отмечен один выброс. 5 июня большое пятно разделилось на два пятна. Наблюдались «усы». 6 июня одиночное пятно. Не отмечено ни одного явления.

Исходя из имеющихся наблюдений, можно сказать, что выбросы часто предшествуют образованию пятен и происходят в основном в области растущих пятен.

За период наблюдений с 15.V по 10.VI 1958 г. был отмечен 601 выброс. Отмечались выбросы протяженностью от 0,5 Å и больше. Выбросов в красную сторону наблюдалось 252 (42%), в синюю — 139 (23%) и двусторонних — 210 (35%). Среди наблюдаемых выбросов больших (больше 1,5 Å) было 246 (41%). Распределение синих и красных среди них следующее: красных — 32%, синих — 50%, двусторонних — 18%.

Во время наблюдений отмечено 17 случаев ярко выраженных изгибов линий поглощения в месте «усов». Изгибов в красную сторону — 5 (29%), в синюю — 9 (53%), двусторонних — 3 (18%).

Распределение направлений изгибов линий поглощения в месте «усов» находится в хорошем соответствии с распределением направлений движений больших выбросов. Изгибы линий поглощения в области «усов» — это, по-видимому, очень мощные движения, которые характерны для самой ранней стадии развития группы пятен или которые возникают при образовании новых пятен в группе.

За период визуальных наблюдений отмечено 337 случаев «усов». В 263 случаях (78%) «усы» имели одинаковую протяженность синего и красного крыльев, в 28 случаях (8,3%) красное крыло эмиссии было более протяженным, в 46 случаях (13,6%) — синее более протяженное.

Статистика для «усов» имеет приближенный характер, так как визуально трудно оценить длину крыльев.

2. Асимметрия в «усах»

В большинстве случаев в спектре «усов» синее крыло ярче красного [1, 4]. Асимметрия не зависит от положения «усов» на диске Солнца и даже резко выражена в «усах», близких к краю, где иногда наблюдаются односторонние «усы» [1]. Как показано в [1], асимметрию «усов» невозможно объяснить подъемом ядер эмиссии в атмосфере Солнца, так как при радиальном подъеме асимметрия убывает от центра к краю и исчезает у края, а наблюдения как раз показывают обратное: односторонние «усы» чаще всего наблюдаются у края диска. Поэтому делается предположение, что из области «усов» происходит процесс истечения частиц преимущественно в двух противоположных направлениях при быстром расширении или взрыве первоначально малой массы. Удаляющиеся частицы тормозятся быстрее, так как идут в область больших плотностей. Поэтому синее крыло мы будем наблюдать более ярким и протяженным.

Изучение асимметрии в «усах» представляет большой интерес.

В табл. 2 собраны случаи всех «усов», для которых были построены контуры. Часть контуров «усов» опубликована в [1—3], часть была построена, и некоторые из них представлены на фиг. 3—5.

В 4-й графе табл. 2 отмечена протяженность крыльев в «усах». Из табл. 2 и фиг. 3—5 видно, что контуры «усов» в большинстве случаев имеют одинаковую протяженность красного и синего крыльев. Из 54 контуров «усов» отмечено 4 случая, когда длиннее синее крыло, и 2 случая, когда длиннее красное крыло.

В 3-й графе табл. 2 отмечена яркость крыльев в «усах». В 28 случаях «усов» синее крыло более яркое (52%), в 18 случаях красное крыло более яркое (33%) и в 8 случаях крылья «усов» имеют одинаковую яркость (15%). На фиг. 3—5 для некоторых контуров приведена разность эмиссии в синем и красном крыльях. В большинстве случаев эта разность имеет форму пика, максимум которого располагается на расстоянии от 0,5 до 1 Å, и равна нулю на расстоянии порядка 2 Å от центра линии.

Таблица 2

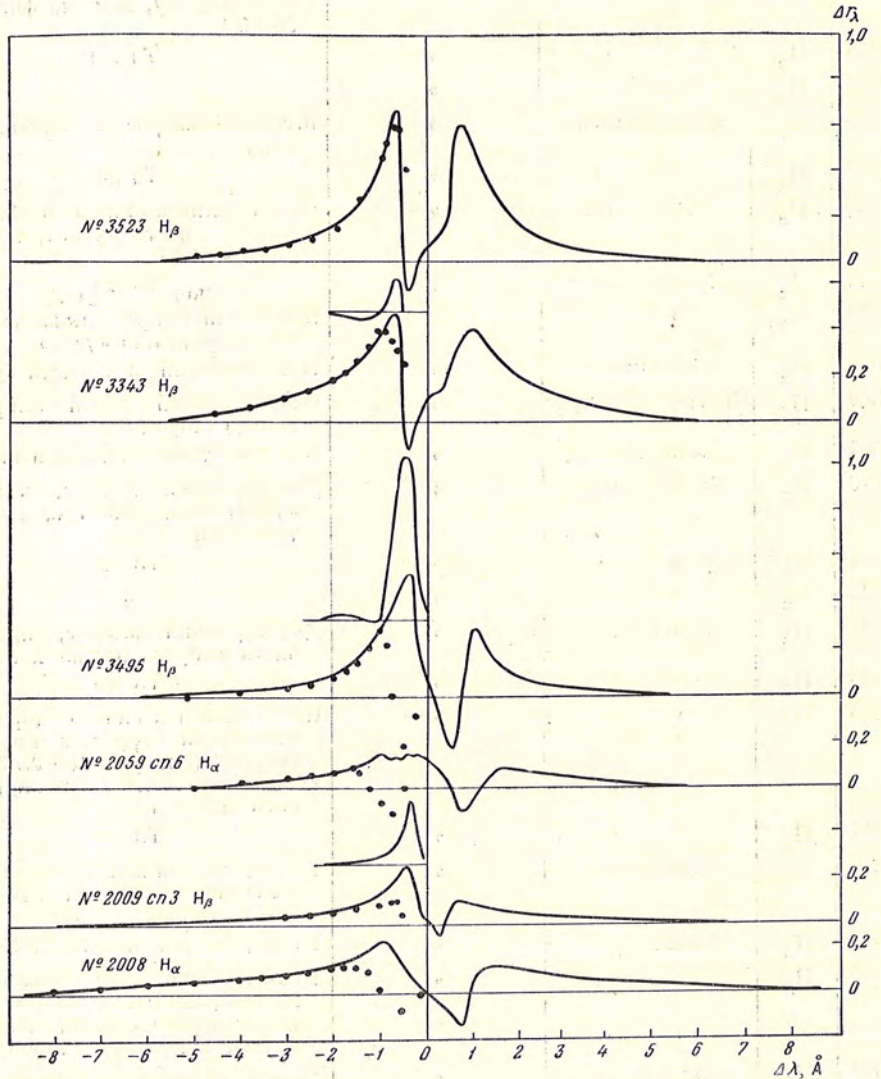
Номер пла- стинки	Линия	Яркость крыльев	Протяженность крыльев	Движения
246a	H_{α}	Синее ярче	Синее длиннее	Петельный выброс. Один конец выброса накладывается на красное крыло «усов»
246в	H_{α}	Красное ярче	Красное длиннее	
536	H_{α}	Синее ярче	Одинакова	
543	H_{α}	» »	»	Широкий короткий выброс под углом к дисперсии. Синяя часть выброса выше «уса», красная попадает на «ус»
617	H_{α}	» »	»	Двусторонний выброс под углом к дисперсии. Синяя часть выброса расположена дальше от «усов», красная подходит к «усам» вплотную
617	H_{α}	» »	»	То же
618	H_{β}	» »	»	Узкий выброс под углом к дисперсии накладывается на красное крыло «усов»
618	H_{β}	» »	»	То же
873	H_{α}	» »	»	Плохие изображения. Структура в линии не видна. Заметно только небольшое искривление H_{α} в синюю сторону
873	H_{α}	Красное ярче	»	То же
873	H_{β}	Синее немного ярче	»	»
874	H_{β}	Красное ярче	»	»
874	H_{γ}	Синее ярче	Синее длиннее на 0,5 Å	»
893	H_{β}	Синее чуть ярче	Синее длиннее на 0,7 Å	Петельный выброс, почти не выходящий за пределы центральной части H_{α}
893	H_{γ}	Синее ярче	Одинакова	То же
893	$\lambda 3735$ Fe	Красное ярче	»	»
893	$\lambda 3745$ Fe	» »	Синее длиннее на 1 Å	»
2220	H_{α}	» »	Одинакова	Большой выброс в синюю сторону
2221	H_{β}	Одинакова	»	Большой двусторонний выброс под углом к дисперсии, по-видимому одинаково накладывающийся на синее и красное крыло
2221	H_{β}	Синее ярче	»	Выброс больше накладывается на красное крыло «усов». Он вытянулся в синюю сторону и стал ниже синего крыла «усов»
2221	H_{γ}	Красное ярче	»	Выброс больше накладывается на синее крыло «усов»
2009	H_{β}	Синее ярче	»	Узкий длинный выброс в красную сторону в месте «усов» (см. фиг. 1, а № 2008)
2009	H_{β}	» »	»	То же
2008	H_{α}	» »	»	»

Таблица 2 (продолжение)

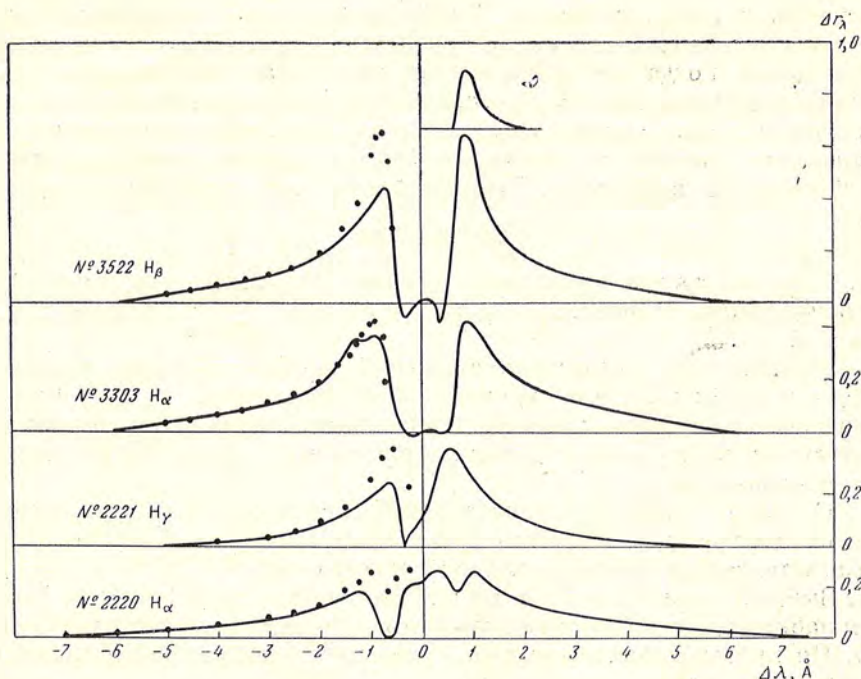
Номер пла- стинки	Линия	Яркость крыльев	Протяженность крыльев	Движения
2298	H _α	Одинакова	Одинакова	Линия поглощения 5 изрезана мелкими выбросами. (Выбросы не попадают на «усы» (см. фиг. 1, а)
2298	H _β	Синее чуть ярче	»	То же
2298	H _γ	Одинакова	Красное длиннее на 1 Å	»
2059	H _α	Синее ярче	Одинакова	Большой узкий выброс в красную сторону, как на фиг. 1, а № 2060
2059	H _α	» »	»	То же
1359	H _α	Одинакова	»	
1358	H _α	Красное ярче	»	Широкий выброс в синюю сторону
1358	H _α	» »	»	То же
1438	H _α	Синее ярче	»	Очень узкие выбросы в обе стороны в месте «усов», выше и ниже «усов»
1438	H _α	Красное ярче	»	То же
1990	H _β	» »	»	Петельный выброс накладывается на синее крыло «усов»
1936	H _α	Одинакова	»	Нет движений в области «усов»
2369	H _β	Красное чуть ярче	»	Очень слабый узкий выброс в синюю сторону
2364	H _β	Одинакова	»	В месте «усов» движений нет
3520	H _β	Красное ярче	»	Двусторонний выброс, в месте «усов» синяя часть более протяженная
3522	H _β	» »	»	То же
3525	H _β	» »	»	»
3521	H _β	Синее ярче	»	Двусторонний выброс, красная часть выброса ближе к «усам»
3523	H _β	» »	»	То же
3343	H _β	» »	»	Изгиб линии в синюю сторону и небольшой выброс в красную сторону (см. фиг. 1, б № 3348). «Усы» расположены в месте красного выброса
3344	H _β	» »	»	То же
3346	H _β	Одинакова	»	То же, что для пластинки № 3343, плюс еще небольшой выброс в синюю сторону
3347	H _β	Синее ярче	»	То же, что для пластинки № 3343
3348	H _β	» »	»	То же, что для пластинки № 3343, плюс еще выброс почти в центре линии, немного больше в красную сторону
3349	H _β	Одинакова	»	То же, что для пластинки № 3343, но «усы» немного выше красного выброса
3351	H _β	Синее ярче	»	То же, что для пластинки № 3343

Таблица 2 (окончание)

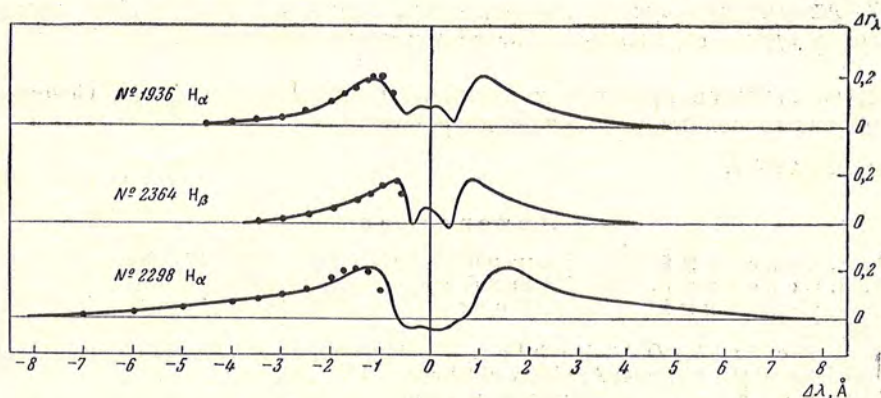
Номер пла- стинки	Линия	Яркость крыльев	Протяженность крыльев	Движения
3495	H_{β}	Синее ярче	Одинакова	Очень большой выброс в крас- ную сторону (см. фиг. 1, б)
3301	H_{β}	Красное ярче	»	Петельный выброс, один конец накладывается на синее крыло «усов»
3302	H_{β}	» »	»	То же
3303	H_{α}	» »	»	»



Фиг. 3. Контуры избыточной эмиссии «усов» с синей асимметрией
Точками обозначено перенесенное красное крыло. Для некоторых контуров слева приведены
контурсы асимметрии эмиссии



Фиг. 4. Контуры избыточной эмиссии «усов» с красной асимметрией
Контуры асимметрии эмиссии для некоторых случаев приведены справа



Фиг. 5. Контуры избыточной эмиссии «усов» с одинаковой интенсивностью
синего и красного крыльев

Как отмечалось выше, «усы» почти всегда сопровождаются выбросами. Из наблюдений [4] следует, что «усы» часто неразделимо связаны с движениями малых темных выбросов. Просмотр спектрограмм «усов», полученных на БСТ, показывает, что в 82% случаев в области «усов» наблюдаются выбросы, в 12% — нет заметных движений.

Изучение спектрограмм «усов», для которых построены контуры, показывает, что «усы», которые сопровождаются выбросами, асимметричны, при отсутствии выбросов «усы» симметричны. Это можно видеть из фиг. 1, а, б. Выбросы накладываются на одно из крыльев «усов», вызывая ослабление эмиссии в этом крыле. Например, на фиг. 1, а представлены две спектрограммы «усов» в линии H_{α} (№ 2060), по которым хорошо видно изменение асимметрии с изменением положения «усов» по

отношению к выбросу. В табл. 2 в последней графе описаны движения, которыми сопровождаются рассматриваемые «усы». При плохом качестве изображений, когда не видна тонкая структура в линии, очень трудно заметить малые выбросы. Все же, сравнивая данные о движениях из табл. 2 с контурами «усов», можно сделать заключение, что асимметрия «усов», по-видимому, связана с ослаблением эмиссии «усов» в одном из крыльев абсорбционными выбросами. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

Заключение

1. Явление «усов» неразрывно связано с развитием группы пятен: они сопровождают процесс образования, развития и распада пятен.

2. Наличие или отсутствие движений в области «усов» зависит от стадии развития группы пятен: в молодых группах «усы» сопровождаются особенно мощными движениями, при распаде группы в области «усов» наблюдаются мелкие выбросы или вовсе не наблюдаются никаких движений.

3. Особенно большое количество выбросов и «усов» наблюдается при образовании групп, в которых одновременно образуется несколько близко расположенных пятен различной полярности.

4. Выбросы часто предшествуют образованию пятен и флоккулов и наблюдаются в большом количестве в первый период жизни группы.

5. По протяженности крыльев «усы» представляют собой симметричные образования.

6. Яркость крыльев «усов» в большинстве случаев различна. В 52% «усов» синее крыло более яркое, в 33% красное более яркое и в 15% случаи «усы» симметричны.

7. Асимметрия «усов», по-видимому, связана с ослаблением эмиссии «усов» в одном из крыльев абсорбционными выбросами.

В заключение приношу искреннюю благодарность А. Б. Северному за полезные советы и обсуждение работы.

30 апреля 1964 г.

Литература

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1957, 17, 129.
2. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 21, 131.
3. А. Б. Северный и А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 3.
4. R. R. McMath, O. C. Mohler, H. W. Dodson. Reprinted from the Proceedings of the National Academy of Sciences, 1960, 46, N 2.
5. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 241.
6. А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 32.

МАЛЫЕ ЭФФЕКТЫ ВСПЫШЕК В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ
И «ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ»

В. М. Владимирский

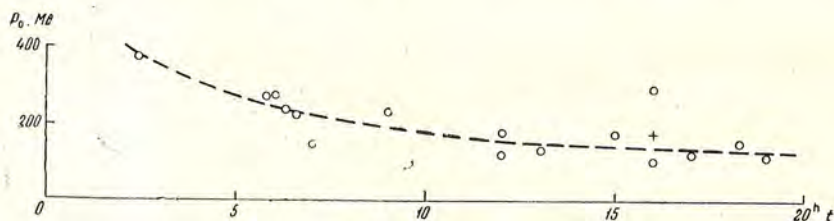
Приведены аргументы в пользу предположения о солнечном происхождении потока частиц с энергией < 200 Мэв, обнаруженного в [4, 5]. Между малыми и большими эффектами вспышек в космических лучах нет качественного различия, и выделение особого класса «протонных» вспышек физически не оправдано.

SMALL EFFECTS OF FLARES IN COSMIC RAYS AND «PROTON FLARES», by V. M. Vladimírsky. — Arguments are given in favour of the solar origin of the stream of particles with energies < 200 Mev detected in [4, 5]. There is no qualitative difference between the small and large effects of flares in cosmic rays and the differentiation of a special class of «proton» flares is physically unjustified.

1. При изучении эффектов вспышек в космических лучах (к. л.) сложилась точка зрения, согласно которой существует особый класс вспышек, сопровождающихся при своем развитии ускорением протонов и ядер до высоких энергий. Остальные вспышки, согласно этой точки зрения, не связаны с испусканием солнечных к. л. Много усилий было потрачено на поиски каких-либо признаков (морфологических, спектроскопических, по геофизическим проявлениям и др.), отличающих «протонные вспышки» от «обычных». Результат этих поисков, как можно видеть из рассмотрения соответствующих литературных данных, приводит, однако, к выводу, что «протонные вспышки» отличаются от остальных в среднем более интенсивным проявлением обычных для вспышек процессов. Таким образом, разница между этими группами вспышек скорее количественная, чем качественная. С другой стороны, быстрый прогресс в методах измерений и более детальный анализ прежних данных приводит к ясно выраженной тенденции все более и более расширять класс «протонных вспышек» за счет все более слабых эффектов [1].

В настоящее время стало ясным, что некоторые эффекты от вспышек не могли быть зафиксированы на Земле и путем ионосферных наблюдений в полярной шапке. К этому следует добавить, что установление факта модуляции солнечным корпускулярным излучением не только галактической, но и солнечной компоненты к. л. дает повод предполагать, что эффекты по крайней мере некоторых вспышек могут маскироваться этим фактором. Тем самым класс «протонных вспышек» должен еще более расширяться. Обнаруженные еще в 1954 г. Дж. Файрором [2] малые эффекты (менее 1%) возрастных к. л. на уровне моря до сих пор не давали оснований относить соответствующие хромосферные вспышки к классу «протонных». Это было связано с недостатком экспериментальных данных о малых эффектах и, следовательно, невозможностью сравнения их

с большими эффектами. В частности, энергетические спектры частиц, ответственных за малые эффекты, казались «обрезанными» близ $\sim 10^8$ эв [3], что отличало эти эффекты от больших возрастных, сопровождавшихся обычно мощными блэкаутами. Измерения, проведенные в последние годы Р. Фогтом [4,5], обнаружили устойчивый поток частиц с энергией < 200 Мэв явно не галактического происхождения. Эти результаты подтверждены в [6,7] и не подлежат сомнению. Ниже сделана попытка обосновать предположение, что этот устойчивый, постоянно существующий поток является «хвостом» энергетического спектра частиц от малых эффектов в к. л. после хромосферных вспышек.



Зависимость характерной жесткости P_0 спектра солнечных космических лучей от времени, отсчитываемого от начала эффекта на уровне моря

2. Энергетический спектр дополнительного потока частиц в период малых возрастных интенсивности к. л. оценивался в [3, 8]. Хотя такие оценки являются довольно грубыми, все же можно считать, что для энергий в диапазоне 3—10 Бэв спектр не отличается существенно от спектров больших возрастных. Для ряда случаев установлено, что спектр простирается в область меньших энергий [9].

Покажем, что для энергий < 200 Мэв поток частиц от малых возрастных должен быть практически постоянным. Установлено, что малые эффекты возрастных связаны, по-видимому, со всеми вспышками, которые сопровождаются кратковременным эффектом в D-слое ионосферы, наблюдаемом на средних широтах [10, 11]. Согласно [12] 70—80% всех вспышек балла 2 и около 20% всех вспышек балла 1 сопровождается эффектом Делинжера. Для периода измерений [4] частота таких вспышек будет соответствовать одной вспышке каждые 16 час. Для данного периода можно принять экспоненциальный характер спада интенсивности с постоянной времени 22 ± 2 часа [13] для протонов с интересующими нас энергиями. Тогда интенсивность после одного какого-нибудь эффекта понизится до начала следующего в среднем не более чем на 50%. Флуктуации будут, конечно, еще меньше, если существуют вспышки, энергетический спектр которых не простирается в релятивистскую область. Усредненный энергетический спектр такого потока частиц должен быть аналогичен спектру, наблюдаемому примерно 16 час. спустя после начала вспышки для больших возрастных. На фигуре показана зависимость спектральной характеристики P_0 от времени для случаев 23.II 1956 г., 16.VII 1959 г., 4.V 1960 г., 12 и 15.XI 1960 г. и 18.VII 1961 г. Спектр в данном случае представляется в виде

$$\frac{dI}{dP} = \left(\frac{dI}{dP} \right)_0 e^{-\frac{P}{P_0}},$$

где $P = pc/Ze$ — жесткость. Параметры P_0 взяты из [14], время по ординате отсчитывается от момента начала возрастания на уровне моря. Данные измерений Фогта можно представить в аналогичном виде (такое пред-

ставление, по-видимому, точнее, чем степенной закон E^{-2}). Получается

$$\frac{dI}{dP} = 8,2 e^{-\frac{P}{180}} \text{ м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Мэ}^{-1}. \quad (1)$$

Значение $P_0 = 180 \text{ Мэ}$ нанесено на фигуру крестиком. Видно, что положение этой точки удовлетворительно отвечает принятой средней частоте вспышек ($1/16^h$).

3. Существование постоянного потока в обсуждаемом диапазоне энергий должно приводить к существованию постоянной дополнительной ионизации в полярной ионосфере (слой D). Дополнительная ионизация была действительно обнаружена [15]. Поэтому представляет интерес получить профиль электронной концентрации, отвечающий спектру (1). Для данного случая имеем

$$n_e = \sqrt{q/\alpha_e},$$

$$q = k \int_E^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{dI}{dE} \right) \left(\frac{dE}{dx} \right) \rho \sin \theta d\theta d\varphi dE.$$

Здесь n_e — электронная концентрация; α_e — эффективный коэффициент рекомбинации; q — скорость образования ионов; (dI/dE) — энергетический спектр частиц [взят спектр (1)]; (dE/dx) — потери в $\text{Мэв} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{см}^2$; ρ — плотность на данной высоте; θ, φ — соответственно зенитный и азимутальный углы. Атмосферные параметры были взяты из [16], а коэффициенты рекомбинации — из [17]. Вычисления проводились как для случая, когда все частицы — протоны, так и для потока, где есть заметная примесь α -частиц. Известно, что из 10 вспышек 7 содержали α -частицы в концентрации $p/\alpha \approx 1$ (при данной жесткости). Соответственно величина потока α -частиц была взята равной 70% от потока протонов при данной жесткости; во всех случаях добавлен эффект галактической компоненты. Нам не удалось найти в литературе ночного профиля электронной концентрации, определенного в полярной шапке, кроме оценки в [15]. Из рассмотрения таблицы видно, что приведенный участок профиля и оценка [15] не согласуются: вычисленный максимум лежит явно ниже экспериментально определенного.

$H, \text{ км}$	$n_e (p)$	$n_e (p + \alpha)$	$n_e [15]$
80	130	160	2
85	100	130	55
90	80	110	100
100	35	50	200

Причины расхождения не ясны. Точность вычислений соответствует ошибке примерно $\pm 50\%$. Оценки [15], по-видимому, более грубые. Не исключено также, что выбранное значение обрезавшей жесткости для пункта измерений [13] — 90 Мэ (база Скотта, Антарктика) завышено. В связи с этим нельзя решить пока вопрос о том, является ли непрерывный поток солнечных к. л. основным источником ионизации D -слоя ночной полярной ионосферы до 100 км и можно ли использовать ионосферные данные в качестве индикатора такого потока.

4. Определение химического состава потока частиц при жесткости менее $0,6 \text{ Бэ}$ является важной актуальной задачей, так как это может дать информацию о среднем химическом составе солнечных к. л. от малых

вспышек. Интересно отметить, что энергетические спектры α -частиц, измеренные с помощью фотоэмюльсий, для периода 1957—1958 гг. довольно часто обнаруживают картину, аналогичную полученной Фогтом для протонов (см. например, [18, 19]). Просмотр соответствующих материалов показал, что все опубликованные данные о спектрах α -частиц в 1957—1958 гг. получены в периоды времени после больших хромосферных вспышек, и сделать вывод о постоянно существующем потоке α -частиц на основе этих измерений невозможно. Следует ожидать заметного вклада солнечной компоненты в наблюдаемое распределение по зарядам и при несколько более высоких энергиях (жесткости $\lesssim 1$ Бв), особенно для малораспространенных ядер. Это можно проиллюстрировать на примере изотопа He^3 , недавно обнаруженного, как полагают, в галактической компоненте к. л. Как известно, для вспышки 12.XI 1960 г. была найдена заметная концентрация ядер He^3 ($\text{He}^3/\text{протоны} \sim 0,4$) [20]. Если считать, что такая концентрация изотопа He^3 типична для вспышек, и экстраполировать спектр (1) до $P = 1$ Бв, то поток от Солнца будет $\sim 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Мв}^{-1}$. С другой стороны, при этом же значении жесткости исходя из оценки отношения $\text{He}^3/\text{He}^3 + \text{He}^4 \approx 0,2 \div 0,3$ [21, 22] и интенсивности α -частиц [23] получим $(8 \pm 4) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1} \cdot \text{Мв}^{-1}$. Эта грубая оценка показывает, что отнюдь не исключено, что весь He^3 в этой области спектра — солнечного происхождения.

5. Из предыдущего можно заключить, что вспышки, ответственные за малые эффекты возрастания интенсивности к. л. на уровне моря, можно считать очень слабыми «протонными» вспышками. В пользу такого вывода можно привести еще следующее соображение. Было установлено, что между величиной эффекта вспышки в к. л., с одной стороны, и мощностью радиовсплеска в сантиметровом диапазоне, интенсивностью рентгеновского эффекта (измеряемого величиной ионосферного поглощения SCNA), с другой стороны, существует в среднем грубая пропорциональность [11]. Но частотные распределения этих последних эффектов по мощности являются функциями, монотонно растущими при переходе ко все более слабым событиям. Так, частотное распределение радиовсплесков $\lambda 10$ см по амплитудам имеет вид (в интегральной форме, см. [24])

$$N(>I) = kI^{-0,75}.$$

В аналогичной форме можно представить и частотное распределение по амплитудам SCNA. Естественно думать, что и частотное распределение вспышек по числу ускоренных частиц к. л. имеет аналогичный вид. То обстоятельство, что найденное в [25] такого рода распределение обнаруживает постепенно все более пологое возрастание при переходе к слабым эффектам, скорее всего, связано с другими причинами (несовершенство техники измерений, модуляция и т. п.), а это приводит к потере слабых событий. То же самое можно сказать и обращаясь к обнаруженной в [26] корреляции между величиной эффекта вспышки в к. л. и параметрами корпускулярного потока от той же вспышки. Таким образом, можно заключить, что ускорение протонов и ядер является характерной чертой большинства (если не вообще всех) хромосферных вспышек. Класс «протонных» вспышек, следовательно, может быть выделен лишь чисто условно.

Май 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. С. Д в о р я ш и н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 221.
2. J. F i g o r. Phys. Rev., 1954, 94, 1017.
3. Л. И. Д о р м а н, Е. В. К о л о м е е ц. Геомагнетизм и аэрoнoмия, 1961, 1, 500.
4. R. V o g t. Phys. Rev., 1962, 125, 366.

5. P. Meyer, R. Vogt. Phys. Rev., 1963, 129, 2275.
6. E. C. Stone. Trans. Amer. Geophys. Union, 1963, 44, 72.
7. D. A. Bryant, T. Z. Cline, U. D. Desai, F. B. McDonald. J. Geophys. Res., 1962, 67, 4983.
8. Е. В. Коломеец, Г. А. Сергеева. Сб. «Космические лучи», 1961, № 4, 131.
9. Е. В. Коломеец. Сб. «Космические лучи», 1963, № 5.
10. B. G. Wilson, C. P. Nehra. J. Geophys. Res., 1962, 67, 3707.
11. Б. М. Владимирский, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 31.
12. O. Hachenberg, A. Krüger, J. Terrestr. Phys., 1959, 17, 20.
13. S. Biswas, C. E. Fichtel, D. E. Guss, C. J. Waddington. J. Geophys. Res., 1963, 68, 3109.
14. P. S. Freier, W. R. Webber. J. Geophys. Res., 1963, 68, 1605.
15. S. B. Gregory. J. Geophys. Res., 1962, 67, 3829.
16. Handbook of Geophysics, N. Y., 1960.
17. W. Webber. J. Geophys. Res., 1962, 67, 5091.
18. H. Aizu et al. Phys. Rev., 1961, 124, 1206.
19. M. Koshiha et al. Phys. Rev., 1963, 131, 2962.
20. O. A. Schaeffer, S. Zähringer. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 389.
21. M. V. K. Appo Rao. J. Geophys. Res., 1962, 67, 1289.
22. F. Foster, S. H. Mulvey. Nuovo Cim., 1963, 27, 93.
23. A. Engler et al. Nuovo Cim., 1961, 20, 1157.
24. T. Takakura. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, 327.
25. E. L. Chupp, R. W. Williams. J. Phys. Soc. Japan Suppl., 1962, 17, A11, 281.
26. А. К. Панкратов. Наст. том, стр. 156.

О СВЯЗИ ВОЗРАСТАНИЙ
ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ
С ПАРАМЕТРАМИ СООТВЕТСТВУЮЩЕГО
КОРПУСКУЛЯРНОГО ПОТОКА

А. К. Панкратов

Обнаружена хорошая корреляция между потоком солнечных космических лучей и амплитудой спада типа Форбуша.

ON THE CONNECTION BETWEEN SOLAR COSMIC RAY INTENSITY INCREASE AND PARAMETERS OF THE CORRESPONDING CORPUSCULAR STREAM, by A. K. Pankratov.— A very close correlation has been found between the stream of solar cosmic rays and the amplitude of the Forbush type decrease.

Как хорошо известно, после вспышек, сопровождавшихся генерацией большого количества космических лучей, как правило, наблюдаются магнитные бури с внезапным началом, понижения интенсивности космических лучей типа Форбуша и другие эффекты.

Далее, в литературе недавно [1] обсуждалось предположение о том, что корпускулярный поток, ответственный за магнитную бурю с внезапным началом, выбрасывается из области вспышки давлением космических лучей.

В связи с этим представляет интерес изучить корреляцию между величиной потока космических лучей от солнечной вспышки и различными параметрами корпускулярного потока.

Ниже рассматриваются следующие характеристики корпускулярных потоков (см. таблицу):

а) скорость корпускулярного потока V , оцениваемая по времени запаздывания внезапного начала бури относительно начала соответствующей вспышки (взята из [2,3]);

б) сила (интенсивность) магнитной бури, характеризующая суммой восьми трехчасовых K_p -индексов, начиная с момента внезапного начала бури;

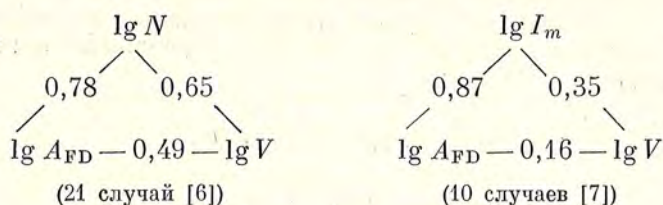
в) амплитуда понижения интенсивности космических лучей типа Форбуша $A_{\text{ФД}}$ (взята из [4,5]).

Интегрированный по времени поток космических лучей $N (> 100 \text{ Мэв})$ заимствован из [6], и максимальные значения потока $I_m (> 30 \text{ Мэв})$ — из [7].

Все вычисления производились по данным за период МГГ — МГС, так как надежные величины спадов типа Форбуша были доступны нам только за этот период (таблица данных).

Дата вспышки	N [6], частиц/см ²	I_m [7], частиц/см ² ·сек	P [7], °	V [2,3], км/сек	A_{FD} [4, 5], %	ΣK_p 8	$\Delta t_{всп}$ [9, 10], мин
3. VII 1957 г.	$2,9 \cdot 10^5$	200—300	6,0	1040	1,8 [5]	37,0	210
24. VII	$7,7 \cdot 10^3$		2,0	560	1,9	16,4	182
28. VIII	$1,1 \cdot 10^6$		9,0	1200	9,0	40,4	>185
31. VIII	$2,0 \cdot 10^5$		5,0	1090	2,6	52,7	145
2. IX	$4,5 \cdot 10^5$		9,0	1840	1,6	45,4	190
11. IX	$5,3 \cdot 10^2$	1200—1500	0,5	900	1,3	54,4	>127
21. IX	$1,4 \cdot 10^5$		5,0	1120	1,6	58,2	126
26. IX	$2,0 \cdot 10^4$		2,0	780	5,2	51,6	131
20. X	$5,7 \cdot 10^4$		5,0	1390	9,6	29,7	>87
9. II 1958 г.	$5,0 \cdot 10^5$		>12	1470	4,2	59,6	114
23. III	$1,9 \cdot 10^6$	1500—2000	~12	770	7,9	31,5	189
7. VII			~17	1360	5,3	61,7	158
29. VII	$3,4 \cdot 10^2$	200	1,5	680	0,9	24,2	>69
16. VIII	$1,1 \cdot 10^6$		>15	1740	4,3	45,0	>208
20. VIII	$1,9 \cdot 10^4$		3,0	810	2,2	26,8	46
22. VIII	$1,4 \cdot 10^6$	500	>10	1180	4,7	44,3	>166
26. VIII	$1,0 \cdot 10^6$	1100	>13	1560	2,9	42,4	119
22. IX	$1,4 \cdot 10^5$	6000—8000	4,0	610	1,3	48,6	>91
10. V 1959 г.	$6,7 \cdot 10^7$		>15	1560	12,7 [4]	52,4	358
10. VII	$4,5 \cdot 10^7$		>15	1090	10,9	37,0	>474
14. VII	$1,1 \cdot 10^8$	10 000—12 000	~20	1460	13,9	64,4	>336
16. VII	$2,0 \cdot 10^8$	16 000—18 000	~18	2260	11,8	59,4	196

Результаты вычислений сведены в следующую схему:



на которой приведены коэффициенты корреляции между соответствующими величинами. Из схемы видно, что величина потока космических лучей для обоих рядов независимых данных лучше всего коррелирует с амплитудой спада типа Форбуша.

Ранее [8] было показано, что имеется довольно хорошая корреляция между амплитудой спада типа Форбуша и длительностью соответствующей вспышки ($\Delta t_{всп}$). Мы воспользовались этим обстоятельством для независимой проверки полученного результата.

Действительно, если имеется хорошая корреляция между потоком космических лучей и A_{FD} , с одной стороны, и между A_{FD} и $\Delta t_{всп}$ — с другой, то естественно ожидать удовлетворительную корреляцию между потоком космических лучей (N или I_m) и длительностью вспышки ($\Delta t_{всп}$). Вычисления показали, что такая корреляция действительно есть:

$$\begin{array}{cc}
 \lg N - 0,72 - \lg \Delta t_{всп} & \lg I_m - 0,56 - \lg \Delta t_{всп} \\
 (21 \text{ случай [6]}) & (10 \text{ случаев [7]})
 \end{array}$$

В случае корреляции для трех переменных [11] получены коэффициенты

$$\begin{array}{c} \lg A_{FD} \\ \swarrow \quad \searrow \\ \lg N - 0,84 \\ \searrow \\ V \lg \end{array}$$

(21 случай [6])

$$\begin{array}{c} \lg A_{FD} \\ \swarrow \quad \searrow \\ \lg I_m - 0,89 \\ \searrow \\ \lg V \end{array}$$

(10 случаев [7])

По формулам из [11] найдено, что поток космических лучей (N) лучше всего коррелирует со следующей комбинацией параметров $V^2 A_{FD}$:

$$\lg N - 0,83 - \lg V^2 A_{FD}$$

(21 случай [6]).

Коэффициент корреляции 0,83 практически совпадает с максимальным коэффициентом корреляции 0,84, полученным по формуле для трех переменных. Однако здесь следует отметить, что коэффициенты в корреляциях

$$\begin{array}{l} \lg N - 0,83 - \lg V^2 A_{FD}, \\ \lg N - 0,78 - \lg A_{FD} \end{array}$$

не сильно отличаются друг от друга и с учетом ошибок перекрываются.

Аналогичный результат получается, если в качестве характеристики потока космических лучей использовать из [7] величину поглощения космического радиоизлучения в полярной шапке P (в децибелах)

$$P - 0,84 - \log V^2 A_{FD}$$

и

$$P - 0,73 - \log A_{FD}$$

(21 случай).

В этом случае величина поглощения опять несколько лучше коррелирует с $\lg V^2 A_{FD}$, чем с $\lg A_{FD}$. С другой стороны, данные по максимальному потоку космических лучей (I_m из [7]) не обнаруживают предпочтительной корреляции с $\lg V^2 A_{FD}$:

$$\lg I_m - 0,81 - \log V^2 A_{FD}$$

и

$$\lg I_m - 0,87 - \log A_{FD}$$

(10 случаев).

Очевидно, необходимо привлечь более обширные данные для того, чтобы решить, с чем лучше коррелирует величина потока космических лучей, с A_{FD} или же с $V^2 A_{FD}$.

Представляет интерес также попытаться выяснить; не отражает ли величина $V^2 A_{FD}$ до некоторой степени энергию поступательного движения корпускулярного потока? В последнем случае предпочтительная корреляция между потоком космических лучей и величиной $V^2 A_{FD}$ свидетельствовала бы о пропорциональности энергий в космических лучах и в поступательном движении корпускулярного потока.

В заключение отметим несколько моментов.

1. Сила (интенсивность) магнитной бури, характеризуемая суммой восьми K_p -индексов, не коррелирует ни с величиной потока космических лучей, ни с амплитудой спада типа Форбуша. Она коррелирует, хотя и слабо ($r = 0,54$ по 21 случаю), с $\lg V$.

2. В [7] для многих всплесков приводятся как максимальные значения потока космических лучей — $I_m (> 30 \text{ Мэв})$, так и интегрированные по

времени потоки ($> 30 \text{ Мэв}$). Оказалось, что эти две величины хорошо коррелируют между собой. Коэффициент корреляции между ними, вычисленный по 45 точкам, равен 0,95. Если же выбросить пять наиболее выпадающих точек, то коэффициент увеличивается до 0,97.

Таким образом, временные истории отдельных событий можно считать с некоторой точностью подобными друг другу, несмотря на то что длительность поглощения в полярной шапке, вызванного осаждением солнечных космических лучей, может меняться от одного события к другому в десять раз (см., например, [2,3]).

Автор весьма благодарен Б. М. Владимирскому и А. А. Степаняну за ценное обсуждение работы.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Л. И. Д о р м а н. Вариации космических лучей и исследование космоса. Изд-во АН СССР, 1963.
2. А. С. Д в о р я ш и н, Л. С. Л е в и ц к и й, А. К. П а н к р а т о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 90.
3. А. С. Д в о р я ш и н, Л. С. Л е в и ц к и й, А. К. П а н к р а т о в. Астр. ж., 1961, 38, 419.
4. А. А. С т е п а н я н, Б. М. В л а д и м и р с к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 24, 320.
5. А. А. С т е п а н я н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 136.
6. E. L. C h u r p, R. W. W i l l i a m s. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, suppl. A-II, 281.
7. F. B. M c D o n a l d ed. Solar proton manuel (NASA TR-169, Sept.— 1963).
8. А. А. С т е п а н я н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 324.
9. «IGY Solar Activity Report Series», 1961, 15.
10. «IGY Solar Activity Report Series», 1962, 17.
11. Л. И. Д о р м а н. Вариации космических лучей. Гостехиздат, 1957.

К АНАЛИЗУ ИОНОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК,
РЕГИСТРИРУЕМЫХ НА ДЛИННЫХ РАДИОВОЛНАХ И $f_{\min}$

Н. Н. Ерушев

Ранее было обнаружено, что внезапные ионосферные возмущения, обусловленные рентгеновским излучением солнечных вспышек, наблюдаются на длинных радиоволнах (на атмосфериках) в два раза чаще, чем на $f_{\min}$, т. е. в поглощении коротких радиоволн. В настоящей работе показано, что наблюдаемое различие в эффективности проявления возмущений связано с распределением дополнительной ионизации по высоте нижней ионосферы, что в свою очередь определяется особенностями ионизирующего излучения. В зависимости от спектрального состава и распределения интенсивности рентгеновского излучения солнечных вспышек по спектру ионосферные возмущения могут проявляться одновременно как в поглощении коротких радиоволн, так и на длинных волнах или только в одних из них.

THE ANALYSIS OF IONOSPHERIC EFFECTS OF SOLAR FLARES REGISTERED AT LONG WAVES AND $f_{\min}$, by N. N. Erushev. — It had been detected previously that SID due to X-ray radiation of solar flares are observed two times more often at long-waves (atmospherics) than at $f_{\min}$, i. e. in absorption of shortwaves. In the present paper it is shown that the observed difference in the effective appearance of disturbances is related to the distribution of additional ionization with height of the lower ionosphere, which in turn is determined by the peculiarities of ionizational emission. Ionospheric disturbances are revealed in absorption of short waves or at long waves or simultaneously in both depending on the spectral composition and spectral intensity distribution of the X-ray radiation of solar flares.

Известны различные виды проявления внезапных ионосферных возмущений, а в соответствии с этим и разные методы их исследования.

1. Увеличение поглощения коротких и средних радиоволн (нарушение радиосвязи, уменьшение напряженности поля космического радиоизлучения, возрастание минимальных частот отражений от ионосферы при вертикальном зондировании $f_{\min}$).

2. Аномалии в распространении длинных и сверхдлинных радиоволн (повышение или понижение напряженности поля длинноволновых станций, увеличение или уменьшение интенсивности атмосферных помех — атмосфериков, фазовые аномалии).

В [1] обнаружено, что внезапные ионосферные возмущения, обусловленные рентгеновским излучением солнечных вспышек, наблюдаются на атмосфериках примерно в два раза чаще, чем на $f_{\min}$. Как следует из [2], за период с февраля по апрель 1947 г. зарегистрировано 40 фэдатуов и 79 эффектов на атмосфериках, т. е. число фэдатуов составляет 50% от числа эффектов на атмосфериках. Примерно то же самое получено и в [3], где производилось сопоставление эффектов на длинных (16 μcy) и коротких (10,94 Mcy) волнах. Следовательно, длинные радиоволны яв-

ляются лучшими индикаторами солнечных вспышек, чем короткие волны (метод поглощения). Детальный анализ указанных двух методов проявления эффектов солнечных вспышек представляет известный интерес, так как механизм распространения длинных и коротких радиоволн существенно различен. Нижняя ионосфера, где обычно происходят внезапные возмущения, является основной областью неотклоняющего поглощения для радиоволн коротковолнового диапазона, но в то же время она служит одной из стенок волновода, по которому распространяются длинные волны.

В настоящей работе рассмотрены некоторые особенности проявления ионосферных эффектов солнечных вспышек на длинных радиоволнах и $f_{\min}$.

Для относительного изменения электронной концентрации в нижней ионосфере во время солнечных вспышек Эпплтон получил соотношение [4]

$$\frac{N}{N_0} = \frac{(f_{\min} + f_L)^2}{(f_{\min,0} + f_L)^2}, \quad (1)$$

где N_0 и N — средние значения электронной концентрации для спокойной и возмущенной ионосферы; $f_{\min,0}$ и $f_{\min}$ — значения минимальных частот для спокойной и возмущенной ионосферы соответственно; f_L — продольная компонента гирочастоты.

Как показано в [5], относительное изменение поля длинных радиоволн в зависимости от изменения электронной концентрации $N/N_0 \sim \sigma/\sigma_0$ (σ — проводимость ионосферы) описывается выражением

$$\mathcal{E} = P \left(\frac{N}{N_0} \right) e^{k_r \Delta S \left(\frac{N}{N_0} \right)}. \quad (2)$$

Используя формулы (1) и (2), были вычислены величины $f_{\min}/f_{\min,0}$ и $\mathcal{E}$ для ряда фиксированных значений N/N_0 в интервале $N/N_0 = 1,2 \div 7,0$. При этом предполагалось, что за изменения $f_{\min}$ и интенсивности длинных радиоволн во время вспышек ответственна одна и та же область (по высоте) нижней ионосферы. Значение f_L [формула (1)] взято равным $1,5 \text{ Мгц}$ [6]. Расчет произведен для двух начальных значений $f_{\min,0} = 1,0$ и $2,0 \text{ Мгц}$.

Величина $\mathcal{E}$ вычислена для частот 22 и 32 кГц и двух значений расстояния r от приемного пункта до источника излучения. Метод расчета по формуле (2) подробно описан в [7]. Полученные результаты сведены в таблицу.

$\frac{N}{N_0}$	$f_{\min}/f_{\min,0}$		$\mathcal{E}, 22 \text{ кГц}$		$\mathcal{E}, 32 \text{ кГц}$	
	$f_{\min,0} = 1 \text{ Мгц}$	$f_{\min,0} = 2 \text{ Мгц}$	$r = 3 \cdot 10^3 \text{ км}$	$r = 10^4 \text{ км}$	$r = 3 \cdot 10^3 \text{ км}$	$r = 10^4 \text{ км}$
1,2	1,24	1,16	1,04	1,11	1,05	1,12
1,5	1,56	1,39	1,10	1,26	1,11	1,26
2,0	2,03	1,72	1,17	1,51	1,18	1,46
2,5	2,45	2,01	1,23	1,70	1,23	1,60
3,0	2,83	2,28	1,27	1,85	1,27	1,73
3,5	3,18	2,52	1,32	2,02	1,30	1,83
4,0	3,50	2,75	1,35	2,15	1,34	1,92
5,0	4,08	3,16	1,41	2,41	1,37	2,07
7,0	5,11	3,88	1,51	2,85	1,43	2,30

Из представленных в таблице данных следует, что при одном и том же значении относительной электронной концентрации N/N_0 величины $f_{\text{мин}}/f_{\text{мин},0}$ во всех случаях превышают значения $\mathcal{E}$. Эта закономерность наблюдается даже для расстояния $r = 10^4$ км, тогда как известно [5,7], что величина эффекта на длинных радиоволнах возрастает с увеличением расстояния r . Неравенство $f_{\text{мин}}/f_{\text{мин},0} > \mathcal{E}$ выполняется особенно при больших значениях N/N_0 (т. е. при сильных возмущениях).

Рассмотрение полученных данных показывает, что минимальные частоты отражения (метод поглощения) должны быть более чувствительными индикаторами внезапных ионосферных возмущений, чем длинные радиоволны. В действительности же, как уже было сказано выше, ионосферные эффекты солнечных вспышек на длинных радиоволнах (атмосфериках) регистрируются чаще, чем в поглощении коротких радиоволн. Вместе с этим заметим, что в ряде случаев, хотя довольно редких, наблюдаются возмущения на $f_{\text{мин}}$, но в эти моменты практически отсутствуют эффекты на длинных радиоволнах. Следовательно, наблюдаемые экспериментальные факты не могут быть объяснены чисто радиофизическими факторами, связанными непосредственно с чувствительностью самих методов.

Становится естественным предположить, что наблюдаемое различие в эффективности регистрации возмущений двумя рассматриваемыми методами связано с характером распределения возмущений по высоте нижней ионосферы, что в свою очередь определяется особенностями ионизирующего излучения. Из анализа данных спутниковых измерений [8], а также из [7] следует, что распределение интенсивности рентгеновского излучения солнечных вспышек различное у разных вспышек. Это обстоятельство может быть непосредственным подтверждением принятого выше предположения.

Действительно, поглощение коротких и средних радиоволн происходит во всей толще нижней ионосферы, тогда как ответственным за распространение длинных радиоволн является в основном только ее определенная часть, где электронная концентрация относительно мала. Поэтому незначительное возрастание ионизации (появление дополнительной ионизации) в нижней части нижней ионосферы может создать аномалии на длинных радиоволнах, однако оно будет мало по отношению к общей электронной концентрации в более широкой области и не вызовет эффекта в поглощении коротких радиоволн.

Чтобы было зарегистрировано ионосферное возмущение методом поглощения, необходимо возникновение дополнительной ионизации в широкой области нижней ионосферы или по крайней мере значительное повышение электронной концентрации на более низких высотах. В первом случае солнечная вспышка должна обладать относительно широким спектром активного излучения, во втором спектр излучения должен характеризоваться большой интенсивностью в коротковолновой его части. Естественно, что возможны и другие, более сложные случаи распределения возмущений по высоте, однако это не меняет общности рассуждений, а следовательно, и результатов. Что касается эффектов на длинных волнах, то, как уже сказано, они обусловлены в основном изменениями в состоянии ионосферы на относительно низких высотах, куда проникает более жесткая часть спектра рентгеновского излучения.

Из всего изложенного представляется возможным заключить, что в зависимости от спектрального состава рентгеновского излучения вспышек и характера распределения его интенсивности по спектру ионосферные возмущения могут проявляться одновременно как в поглощении коротких радиоволн, так и на длинных волнах или только в одних из них.

18 мая 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Н. Е р ю ш е в, Ю. И. Н е ш п о р. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1958, 20, 12.
2. R. N. B r a s e w e l, T. W. S t r a k e r. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1949, 109, 28.
3. Г. Б. Л о п а т и н а. Труды НИЗМИР, 1957, № 3, 110.
4. E. V. A p p l e t o n. J. Atm. Terr. Phys., 1953, 3, 282.
5. Н. Н. Е р ю ш е в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1960, 23, 129.
6. Н. А. С а в и ч. Дисс., МГУ, 1960.
7. Н. Н. Е р ю ш е в. Наст. том, стр. 164.
8. L. W. A c t i o n, T. A. C h u b b, R. W. K r e p l i n, I. E. M e e k i n s. J. Geophys. Res., 1963, 68, 11.

ВОЗДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК
НА СОСТОЯНИЕ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Н. Н. Ерушев

Рассмотрены внезапные ионосферные возмущения, регистрируемые на длинных радиоволнах (атмосфериках). Ранее были изучены [5] ионосферные эффекты солнечных вспышек на частотах $f > 10$ мкц. В настоящей работе рассмотрено поведение длинных радиоволн во время вспышек на частотах 5 и 7 мкц. Дано подробное описание методики для определения относительной электронной концентрации (а следовательно, и проводимости) в нижней ионосфере во время вспышек. Получено, что величина относительного изменения электронной концентрации во время вспышек уменьшается с увеличением высоты. На основании анализа данных о высотном распределении относительной электронной концентрации в максимуме возмущений делается заключение, что спектральное распределение интенсивности рентгеновской радиации солнечных вспышек меняется от вспышки к вспышке. Сделана попытка оценить поток энергии рентгеновского излучения примерно в области спектра $\lambda < 1,5-2,0$ Å. Оказалось, что для рассматриваемых вспышек в максимуме возмущения плотность потока энергии в этом участке спектра заключена в пределах от 10^{-7} до 10^{-3} эрг·см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$.

THE INFLUENCE OF SOLAR FLARES ON THE STATE OF THE LOWER IONOSPHERE, by N. N. Erushev.— SID recorded at long wavelengths (atmospherics) are discussed. Ionospheric effects of solar flares at frequencies $f > 10$ kc/sec were studied previously [5]. In the present paper the behaviour of longwaves with frequencies of 5 and 7 kc/sec during flares is studied. The method used for the determination of the relative electron concentration (and therefore conductivity) in the lower ionosphere during flares is described in detail. It is found that the relative variation of electron concentration during flares decreases with increasing height. On the basis of an analysis of data on the height distribution of relative electron concentration at disturbance maximum it is concluded that the spectral intensity distribution of X-ray radiation of solar flares varies from flare to flare. An attempt is made to estimate the energy flux of X-ray radiation in the spectral region $\lambda < 1.5-2.0$ Å. It is found that for the considered flares at disturbance maximum the density of the energy flux in this spectral region is within the limits 10^{-7} to 10^{-3} ergs/cm 2 sec.

Одним из методов для изучения внезапных ионосферных возмущений, обусловленных рентгеновским излучением солнечных вспышек, является метод регистрации напряженности поля длинных и сверхдлинных радиоволн. В связи с тем, что создание длинноволновых передающих центров встречается с большими конструктивными трудностями, для этой цели широкое применение находят атмосферерики, источниками излучения которых являются естественные гроззовые разряды. Регистрацию атмосфериков можно проводить непрерывно и в широком диапазоне частот, что очень важно.

Экспериментально было установлено [1—3], что во время солнечных вспышек в зависимости от рабочей частоты может наблюдаться как повышение, так и понижение интенсивности атмосфериков в низкочастотном диапазоне. Качественный характер изменения интенсивности атмосфериков во время вспышек следующий. На частотах $f \geq 22$ кГц наблюдается повышение, а на частотах $f \leq 10$ кГц, наоборот, уменьшение интенсивности. Область частот $f \sim 10-16$ кГц является промежуточной, где во время вспышек может происходить как увеличение, так и уменьшение интенсивности. Данные, полученные при регистрации напряженности поля длинноволновых станций, подтверждают результаты наблюдений атмосфериков [4]. Указанные эффекты на атмосфериках в длинноволновом диапазоне обусловлены изменениями электронной концентрации N (проводимости σ) в нижней ионосфере за счет рентгеновского излучения солнечных вспышек, поэтому изучение их может дать дополнительные сведения о рентгеновской радиации вспышек. Для этого очень важно иметь количественные данные об изменении параметров ионосферы и о распределении дополнительной ионизации по высоте. Эти данные представляется возможным получить на основе анализа ионосферных эффектов солнечных вспышек, регистрируемых на длинных радиоволнах. Однако физика ионосферных возмущений на длинных радиоволнах до последнего времени изучена крайне недостаточно.

Этот вопрос был рассмотрен автором в работе [5], где на основании результатов Я. Л. Альперта о распространении длинных радиоволн [6] получено соотношение, связывающее изменение интенсивности длинных радиоволн с изменениями проводимости ионосферы. В [5] изучено поведение длинных радиоволн в диапазоне 10—32 кГц во время солнечных вспышек и получены предварительные результаты об изменении проводимости в нижней ионосфере во время вспышек по эффектам на атмосфериках.

В настоящей работе проводится дальнейшее развитие разработанной в [5] методики, а также изучаются некоторые особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек.

1. Методика

Для относительного изменения напряженности поля длинных радиоволн в зависимости от изменения проводимости ионосферы $\frac{\sigma_t}{\sigma_{t_0}} \sim \frac{N_t}{N_{t_0}}$ в [5] получено соотношение

$$\mathcal{E} = P \left(\frac{N_t}{N_{t_0}} \right) e^{k_0 r \Delta S \left(\frac{N_t}{N_{t_0}} \right)}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны в км), r — расстояние (в км) между источником излучения и приемным пунктом,

$$P = \frac{p_t}{p_{t_0}}; \Delta S = S_{2t} - S_{2t_0}.$$

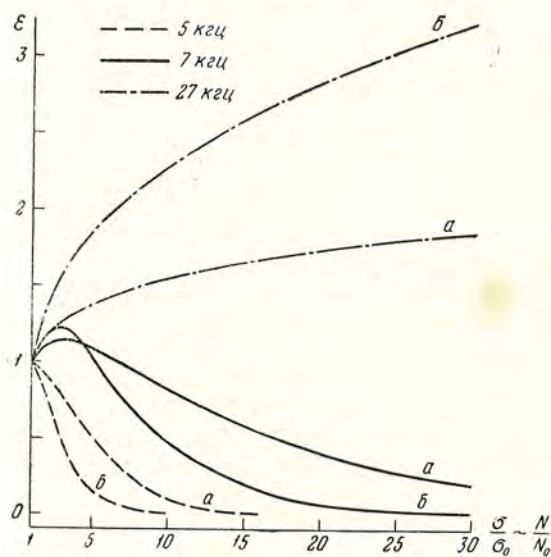
Индексами t_0 и t обозначены величины для спокойной и возмущенной ионосферы соответственно. Величины p_t и S_{2t} являются параметрами, имеющими определенную связь с проводимостью ионосферы $\sigma \sim N/\nu$ (ν — частота соударений) [6].

Для проведения вычислений по формуле (1) необходимо знать как величины p_{t_0} и S_{2t_0} , соответствующие значениям N_{t_0} для спокойной ионосферы (начальные значения), так и их зависимость от N_t (в течение возмущения).

В [6] были определены величины $|p|$ и $(-S_2)$ для ряда фиксированных значений параметра $(N/\nu)_{\text{эфф}} = 5 \cdot 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}$ и 10^{-4} (для

частот 5, 7, 10, 15, 20 и 30 кГц). На основании графической интерполяции данных [6] нами определены значения $(N/\nu)_{\text{эфф } t,0}$, $p_{t,0}$ и $S_{2t,0}$ и соответственно зависимости величин ΔS и P от $\sigma/\sigma_0 \sim N/N_0$ для частот 13, 22, 27 и 32 кГц (индексы t и «эфф» опускаем).

Полученные значения ΔS и P представлены в табл. 1. Произведены вычисления $\mathcal{E}$ для различных расстояний r . Общий характер кривых изменений $\mathcal{E}$ в зависимости от σ/σ_0 для частот 10, 13, 15, 22, 27 и 32 кГц можно увидеть из графиков, приведенных в работе [5], поэтому здесь их не приводим. На фиг. 1 представлены зависимости $\mathcal{E} = F(\sigma/\sigma_0)$ для частот 5, 7 и 27 кГц.



Фиг. 1. Зависимость изменений $\mathcal{E}$ от относительного изменения электронной концентрации N/N_0

а — для $r = 3 \cdot 10^3$ км; б — для $r = 7 \cdot 10^3$ км

Из рассмотрения графиков, приведенных на фиг. 1, а также в [5], следует:

1) на частотах $f \geq 22$ кГц при увеличении электронной концентрации (в 100 раз и больше) происходит повышение напряженности поля волны;

2) в области частот 7—10 кГц в зависимости от величины возрастания проводимости может наблюдаться как повышение, так и понижение интенсивности волны (на частотах 13 и 15 кГц тоже возможны уменьшения интенсивности, но при более высоких значениях N/N_0);

3) на частоте 5 кГц при возрастании проводимости интенсивность волны сильно уменьшается и может падать практически до нуля.

Полученные теоретические результаты находятся в хорошем качественном согласии с наблюдаемыми эффектами солнечных вспышек в рассматриваемом диапазоне частот.

Зная функциональную зависимость $\mathcal{E} = F(\sigma/\sigma_0)$, можно по ионосферным эффектам на длинных радиоволнах определять величину изменения проводимости в нижней ионосфере во время вспышек. Для этого были использованы записи интенсивности атмосфериков на частотах 13, 22, 27 и 32 кГц. Местоположение основных источников атмосфериков (т. е. расстояние r) определялось при помощи данных пеленгования грозových центров, полученных в Москве (Главная геофизическая обсерватория им. Воейкова), Германии [7] и Бельгии (взяты из Мирового центра МГТ).

Таблица 1

$\frac{N}{N_0}$ γ σ	5 кГц		7 кГц		13 кГц		22 кГц		27 кГц		32 кГц	
	$\Delta S \cdot 10^3$	P	$\Delta S \cdot 10^3$	P	$\Delta S \cdot 10^4$	P	$\Delta S \cdot 10^4$	P	$\Delta S \cdot 10^4$	P	$\Delta S \cdot 10^4$	P
1,2	-0,10	1,01	0,03	1,013	0,28	1,0176	0,19	1,0152	0,17	1,0151	0,14	1,0239
1,6	-0,26	1,03	0,09	1,035	0,80	1,0420	0,49	1,0405	0,47	1,0365	0,32	1,0580
2,0	-0,51	1,04	0,12	1,052	1,30	1,0588	0,72	1,0582	0,66	1,0541	0,45	1,0807
2,4	-0,68	1,06	0,12	1,068	1,61	1,0718	0,94	1,0734	0,76	1,0654	0,55	1,0971
2,8	-0,94	1,07	0,12	1,081	1,84	1,0800	1,10	1,0848	0,89	1,0780	0,62	1,1097
3,0	-1,12	1,08	0,12	1,088	1,99	1,0847	1,15	1,0911	0,93	1,0830	0,66	1,1160
4,0	-1,78	1,11	0,03	1,117	2,41	1,1000	1,41	1,1126	1,12	1,1031	0,80	1,1387
5,0	-2,50	1,13	-0,05	1,141	2,68	1,1094	1,65	1,1291	1,27	1,1182	0,88	1,1488
6,0	-3,40	1,16	-0,26	1,166	2,81	1,1188	1,79	1,1418	1,38	1,1308	0,95	1,1601
8,0	-5,20	1,21	-0,58	1,205	3,00	1,1318	2,10	1,1607	1,54	1,1497	1,06	1,1728
10,0	-7,20	1,25	-0,92	1,237	3,13	1,1412	2,31	1,1759	1,70	1,1635	1,15	1,1828
14,0	-12,00	1,34	-1,62	1,291	3,13	1,1565	2,65	1,1949	1,91	1,1834	1,28	1,1942
18,0	-17,9	1,42	-2,33	1,333	3,13	1,1694	2,94	1,2101	2,09	1,1950	1,37	1,2018
20,0	-21,2	1,46	-2,72	1,351	3,07	1,1741	3,04	1,2152	2,17	1,2000	1,41	1,2043
24,0			-3,40	1,382	3,00	1,1847	3,27	1,2253	2,28	1,2075	1,47	1,2093
28,0			-4,15	1,408	2,88	1,1918	3,42	1,2316	2,41	1,2138	1,53	1,2131
30,0			-4,45	1,417	2,81	1,1965	3,50	1,2354	2,45	1,2167	1,56	1,2156
40,0					2,55	1,2118	3,83	1,2481	2,66	1,2289	1,67	1,2245
50,0					2,27	1,2247	4,09	1,2633	2,80	1,2365	1,74	1,2282
60,0					2,06	1,2353	4,29	1,2633	2,93	1,2428	1,80	1,2333
70,0					1,84	1,2447	4,45	1,2683	3,04	1,2478	1,84	1,2371
80,0							4,57	1,2734	3,12	1,2528	1,88	1,2408
90,0							4,68	1,2772	3,19	1,2566	1,92	1,2446
100,0							4,79	1,2797	3,26	1,2591	1,95	1,2472
140,0							5,06	1,2886	3,44	1,2692	2,05	1,2560
180,0									3,55	1,2767	2,09	1,2623
200,0											2,12	1,2648

Известный интерес представляет рассмотрение ионосферных эффектов на различных частотах в максимальной стадии их развития. Полученные значения $(\sigma/\sigma_0)_{\text{макс}}$ для 11 эффектов представлены в табл. 2, где также указаны данные о солнечных вспышках и расстояния r до источников атмосфериков.

Из табл. 2 следует, что во время одной и той же солнечной вспышки значения относительного изменения проводимости различны для разных частот. Наибольшие изменения σ/σ_0 наблюдаются для более высоких частот рассматриваемого диапазона. Из указанных вспышек наиболее мощной по воздействию на нижнюю ионосферу является вспышка 23.XI 1957 г. с баллом 3^+ , во время которой значительно возросла электронная концентрация (проводимость) для всех частот. Из этой таблицы можно также заключить, что ход изменения $\sigma/\sigma_0 \sim N/N_0$ по частотам меняется от вспышки к вспышке. Эти данные свидетельствуют о том, что разные солнечные вспышки независимо от их балла имеют различный характер воздействия на нижнюю ионосферу. Аналогичные выводы получены в [5, 8].

Особенно следует отметить вспышки 17.XII 1957 г. ($10^b 34^m$) и 14.XII 1958 г., во время которых распределение σ/σ_0 по частотам существенно отличается от обычного монотонного характера. Наблюдаемое различие

Таблица 2

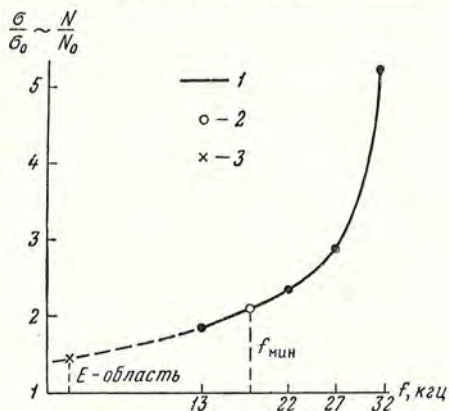
Дата	Хромосферные вспышки			$\left(\frac{N}{N_0}\right)_{\text{макс}} \sim \frac{S}{S_0}$				Расстояние $r, 10^3 \text{ км}$	$S, \text{ эрг-см}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$ $\lambda < 1,5 \div 2,0 \text{ \AA}$
	моменты начала — конца	координаты	балл	13 кГц	22 кГц	27 кГц	32 кГц		
16. X 1957	16 ^h 23 ^m — 6 ^h 53 ^m	S 45, W 21	1-	1,8	2,2	2,1		3	
6. XI 1957 *	11 37 — 11 48	S 31, W 66	2+	1,5	1,7	1,7		6,4	
12. XI 1957j	15 14 — 16 23	S 22, E 16	1+	Нет эффекта	2,2	2,6	11,7	3	$9 \cdot 10^{-6}$
21. XI 1957 *	16 40 — 17 30	N 11, W 90	1-	1,3	1,6	1,8	8,5	2,4	$5 \cdot 10^{-6}$
23. XI 1957 *	10 52 — 12 12	N 25, W 55	3+	5,5	12,7	46,5	>100	2,6	$>7 \cdot 10^{-4}$
16. XII 1957	14 30 — 16 45	N 19, E 49	2	1,6	3,5	31,0	>100	2,5	$>7 \cdot 10^{-4}$
17. XII 1957	10 34 — 12 39	N 20, E 41	2	Нет эффекта	1,9	2,8	2,0	7,8	$2,8 \cdot 10^{-7}$
17. XII 1957	16 14 — 17 02	S 26, E 88	1-	1,3	1,9	2,6	>3,0	7,8	$>6,3 \cdot 10^{-7}$
22. VIII 1958	17 17 — 20 17	N 18, W 13	3	1,8	2,3	2,8	5,2	2,0	$1,9 \cdot 10^{-6}$
13. X 1958	13 58 — 14 56	S 2, E 90	1+	1,4	1,7	4,9	86,0	2,0	$5,2 \cdot 10^{-4}$
14. XII 1958	15 45 — 16 00	S 09, E 90	1		2,9	1,5	19,5	2,2	$2,6 \cdot 10^{-5}$

* Для этих вспышек значения N/N_0 несколько отличаются от предварительных результатов [5]. В [5] определение r производилось приближенно и сама методика в целом несколько упрощена.

в изменении σ/σ_0 на разных частотах может быть объяснено тем, что эффекты на разных частотах обусловлены изменениями в состоянии ионосферы на различных высотах.

На возможность большого проникновения в ионосферу более низких частот указывается в [6]. Исследования, проведенные в [9], показывают, что коэффициент пропускания ионосферы на низких частотах увеличивается с уменьшением частоты. В этой связи интересно указать также на результаты анализа ионосферного возмущения во время солнечной вспышки 22.VIII 1958 г. [10]. Во время этой вспышки зарегистрирован эффект на атмосфериках на частотах 13, 22, 27 и 32 кГц (на минимальных частотах отражения при вертикальном зондировании) и в E -области ионосферы, т. е. в широком интервале высот. По всем этим данным были вычислены относительные изменения электронной концентрации в максимуме возмущения. Кривая изменения N/N_0 представлена на фиг. 2. Величина N/N_0 , полученная по эффекту поглощения ($f_{\min}$), соответствует значению на спадающей части кривой изменения N/N_0 , вычисленной по атмосферикам, между частотами 13—22 кГц (как и следовало бы ожидать).

Значение N/N_0 для слоя E соответственно меньше, чем N/N_0 для частоты 13 кГц, однако оно хорошо ложится на спадающей части кривой для атмосфериков, если ее продолжить в сторону низких частот (пунктир). Если считать, что максимальное поглощение происходило на высоте около 65—70 км (что вероятно), а для слоя E высота равна около 100 км, то кривая на фиг. 2 представляет собой как бы распределение относительного изменения электронной концентрации по высоте ионосферы. Откуда следует, что для более высоких частот в рассматриваемом диапазоне ответственны более низкие высоты нижней ионосферы и, наоборот, для более низких частот — высокие. При этом получается, что эффективная область для частоты 32 кГц соответствует высоте около 50—60 км.



Фиг. 2. Изменение N/N_0 во время вспышки 22.VIII 1958 г.

1 — по ионосферным эффектам на атмосфериках;
2 — по $f_{\min}$; 3 — для области E ионосферы

2. О характере спектрального распределения интенсивности и потоке энергии рентгеновского излучения солнечных вспышек

1. По данным табл. 2 представляется возможным определить относительные изменения функции ионообразования в максимуме возмущений. Уравнение баланса ионизации для относительных значений электронной концентрации во время ионосферных возмущений записывается в виде [11]

$$\tau \frac{dx}{dt} = B - x^2, \quad (2)$$

где $x = N/N_0$; $B = q/q_0$ (q_0 и q — значения функции ионообразования для спокойной и возмущенной ионосферы соответственно).

Очевидно, что в максимуме эффекта выполняется условие $dx/dt \sim 0$, тогда (2) примет простой вид:

$$B = x^2,$$

т. е. относительное возрастание функции ионообразования определяется как квадрат отношения электронных концентраций.

Исходя из данных табл. 2, следует, что величина функции ионообразования в максимуме возмущения изменяется от 2 до 20 раз на частоте $f = 13$ кГц и до 10^4 раз и больше на частоте $f = 32$ кГц.

Отсюда следует, что характер распределения величины изменения функции ионообразования по высоте нижней ионосферы заметно меняется от вспышки к вспышке. Укажем на два известных обстоятельства. Во-первых, функция B изменяется пропорционально интенсивности активного излучения. Во-вторых, проникающая способность ионизирующей радиации в толщу ионосферы зависит от ее жесткости. Поэтому ионосферные эффекты, наблюдаемые на разных частотах, обусловлены различными участками спектра рентгеновского излучения. Следовательно, на основании полученных данных можно заключить, что характер распределения интенсивности рентгеновского излучения по спектру различен у разных вспышек. Это согласуется с результатами спутниковых измерений рентгеновского излучения [12]. Кроме того, для некоторых вспышек изменение интенсивности рентгеновской радиации по спектру, по-видимому, имеет сложный характер.

2. На основании полученных данных об изменении электронной концентрации в нижней ионосфере представляется возможным сделать попытку оценить поток энергии рентгеновского излучения солнечных вспышек для жесткой части спектра.

Очевидно, что если вся падающая на нижнюю ионосферу энергия излучения S рентгеновской радиации идет на ионизацию, то полное количество вновь образуемых электронов Q в столбе сечением 1 см^2 будет равно [13]

$$Q = \frac{S}{\varepsilon}, \quad (3)$$

где S — поток энергии падающего излучения, ε — энергия, необходимая для одного акта ионизации.

Величину Q можно определить из рассмотрения уравнения баланса ионизации для спокойной и возмущенной ионосферы соответственно:

$$\frac{dN_0}{dt} = q_0 - \alpha N_0^2, \quad (4)$$

где N_0 — электронная концентрация спокойной ионосферы, q_0 — функция ионообразования, α — эффективный коэффициент рекомбинации.

Для возмущенной ионосферы

$$\frac{dN}{dt} = q - \alpha N^2, \quad (5)$$

где $N = N_\partial + N_0$ (N_∂ — дополнительная электронная концентрация), $q = q_\partial + q_0$ (q_∂ — дополнительная функция ионообразования).

Величина N_0 в течение короткого периода времени, по-видимому, практически не меняется, и в максимуме возмущения выполняется квазистационарное условие, когда $dN_\partial/dt = 0$. Тогда, вычитая (4) из (5), получим

$$q_\partial = \alpha (N^2 - N_0^2). \quad (6)$$

Выражение (6) можно представить в виде

$$q_\partial = \alpha N_0^2 (x^2 - 1),$$

где $x = N/N_0$ — значение относительной электронной концентрации. Очевидно, что полное значение функции ионообразования в некоторой

области ионосферы, ограниченной высотами z_0 и z_m , будет равно

$$Q = \int_{z_0}^{z_m} \alpha N_0^2 (x^2 - 1) dz.$$

Следовательно, чтобы определить Q , необходимо знать высотное распределение величин α , N_0 , x . Этими данными мы не располагаем, так как количественные характеристики нижней границы нижней ионосферы (интересующей нас области) до настоящего времени изучены недостаточно. Поэтому для упрощения задачи будем предполагать, что ионосферное возмущение происходит в некоторой области, где параметры ионосферы не изменяются с высотой, т. е. рассматривать средние значения $\bar{\alpha}$ и $\bar{N}_0$. В нашем случае, как нам кажется, при анализе ионосферных эффектов на длинных радиоволнах такое предположение вполне допустимо. Тогда величину Q можем представить в виде

$$Q = \bar{\alpha} \bar{N}_0^2 (\bar{x}^2 - 1) \Delta z,$$

и для потока энергии получим соотношение

$$S = \bar{\alpha} \bar{N}_0^2 (\bar{x}^2 - 1) \Delta z \varepsilon. \quad (7)$$

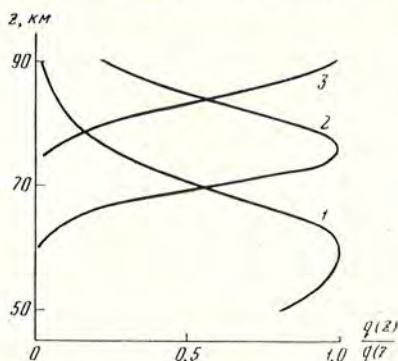
Вычисления произведены по данным N/N_0 , полученным для частоты 32 кГц. Как следует из изложенного, эти данные соответствуют изменениям в состоянии нижней ионосферы на высотах $z \sim 50-60$ км, поэтому можно принять $\Delta z \sim 10^6$ см. Заметим, что ошибка в выборе Δz вряд ли изменит результаты более чем в два раза. Значение N_0 выбрано равным 10 см^{-3} [13]. Величина $\alpha = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ взята для высоты $z = 55$ км [14], $\varepsilon = 32 \text{ эв}$. Исходя из этих данных для α и N_0 соотношение (7) окончательно запишем

$$S = 7 \cdot 10^{-8} (x^2 - 1). \quad (8)$$

В максимуме возмущения выполняется условие $x^2 \gg 1$, поэтому единицу в правой части (8) можно не учитывать. Оценки величины S произведены без учета зенитного расстояния Солнца. Значения x были взяты для частоты 32 кГц из табл. 2. К сожалению, для других частот выбор величин $\bar{\alpha}$, $\bar{N}_0$ и Δz затруднителен.

Результаты вычислений для 9 вспышек приведены в последнем столбце табл. 2.

Как уже отмечалось выше, проникающая способность рентгеновского излучения в толщу нижней ионосферы зависит от жесткости спектра. На фиг. 3 приведены кривые относительного изменения функции ионообразования с высотой $q(z)/q(z_0)$ при воздействии на ионосферу различных участков спектра рентгеновского излучения: 0,2—1,5, 2—3, 4—8 Å. Вычисления производились в предположении, что интенсивность излучения по спектру не меняется. Из этой фигуры следует, что наиболее эффективным для создания ионизации на высотах до 60 км является излучение с длиной волны $\lambda < 1,5$ Å. Поэтому представленные в табл. 2 значения потока энергии соответствуют, по-видимому, не полным потокам во всем рентгеновском спектре вспышек, а в области спектра с длиной волны λ по крайней мере короче 1,5—2,0 Å.



Фиг. 3. Относительное распределение функции ионообразования с высотой при воздействии на ионосферу различных участков спектра рентгеновского излучения

1 — $\lambda = 0,2-1,5$ Å; 2 — $\lambda = 2-3$ Å;
3 — $\lambda = 4-8$ Å

Полученные результаты показывают, что поток энергии рентгеновского излучения вспышек в жесткой области спектра ($\lambda < 1,5 \div 2,0 \text{ \AA}$) очень сильно меняется от вспышки к вспышке. Несмотря на то что результаты о потоке энергии получены при определенных предположениях, они не лишены интереса, так как область спектра $\lambda < 2 \text{ \AA}$, к сожалению, до сих пор изучена недостаточно.

Ракетные и спутниковые измерения рентгеновской радиации солнечных вспышек обычно проводятся в широкой области спектра и не дают представления об энергиях в отдельных узких участках спектра. Измерения рентгеновской радиации в жесткой области спектра с $\lambda < 0,6 \text{ \AA}$ ($> 20 \text{ кэВ}$) проведены Андерсоном и Винклером [15] во время вспышки 28.IX 1961 г. Поток энергии в этой области спектра оказался равным $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$, что находится в близком соответствии с нашими результатами.

18 мая 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ф. Гарднер. Проблемы современной физики, 1951, вып. 6, 84.
2. P. W. Bowe. Phil. Mag., 1951, 42, 121.
3. Past IGC Data, Japan, 1963, 9.
4. R. N. Bracewell, K. G. Budden, J. A. Ratcliffe, T. W. Straker. Proc. IEE, 1951, 98, 221.
5. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 129.
6. Я. Л. Альперт. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. Изд-во АН СССР, 1955.
7. Geophysikalische Meßreihe des Observatoriums für Ionosphärenforschung Kühlungsborn, 1957, N 11.
8. Н. Н. Ерюшев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 18, 187.
9. Д. С. Флигель. Геомагнетизм и аэрономия, 1962, 12, № 3, 887.
10. Б. М. Владимирский, А. С. Дворяшин, Н. Н. Ерюшев, И. Г. Моисеев, Ю. И. Нешпор, М. Б. Огирь, И. Н. Одницова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 74.
11. Н. А. Савич. Дисс., МГУ, 1960.
12. L. W. Action, T. A. Chubb, R. W. Kreplin a. I. E. Meekins. J. Geophys. Res., 1963, 68, 11.
13. Я. Л. Альперт. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.
14. A. P. Mitra. J. Geophys. Res., 1959, 64, 7.
15. K. A. Anderson, I. R. Winckler. J. Geophys. Res., 1962, 67, 11.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА
1963 г. I. НЕБУЛЯРНАЯ СТАДИЯ

Т. М. Барташ, А. А. Боярчук

Выполнено отождествление и определены относительные интенсивности 40 линий и непрерывного спектра в области 6500—3500 Å. Рассмотрено изменение относительных интенсивностей различных линий. Определена электронная температура ($T_e = 19\,000^\circ$ по весенне-летним наблюдениям и $T_e = 15\,000^\circ$ по осенним наблюдениям). Найдено, что содержание водорода и гелия в оболочке Новой почти на порядок меньше, чем в Солнце, если считать, что содержание азота и кислорода нормальное.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF N HER 1963. I. The Nebular stage, by T. M. Bartash and A. A. Boyarchuk.— Altogether 40 lines in the 6500—3500 Å spectral region have been identified. Their relative intensities and that of the continuous spectrum are determined. The variations of the relative intensities of different lines are studied. The electron temperature $T_e = 19\,000^\circ$ is derived from observations made during spring — summer and $T_e = 15\,000^\circ$ from those made in the autumn. It is found that the hydrogen and helium abundances in the envelope of the Nova is less by almost one order than in the Sun, if it is assumed that the nitrogen and oxygen abundances are normal.

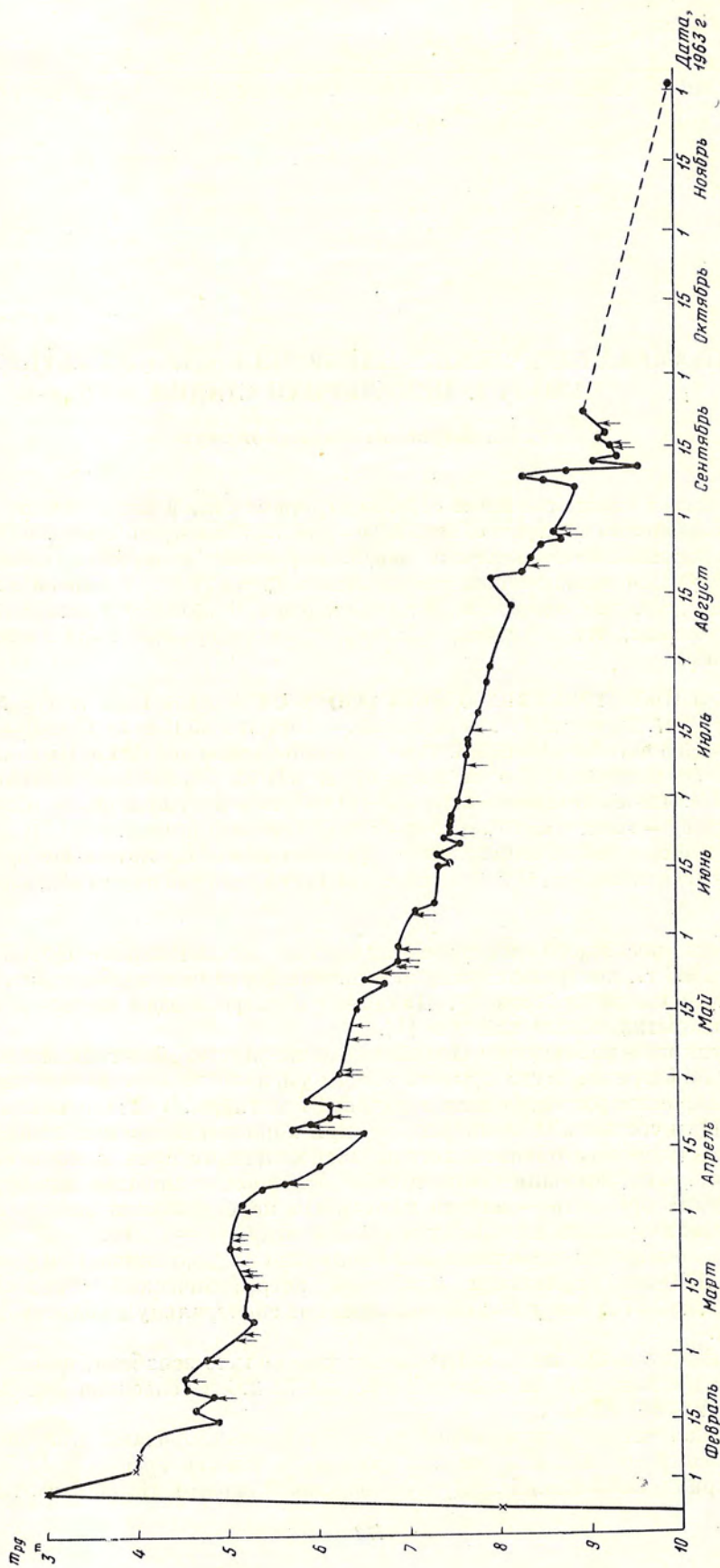
Работа посвящена спектроскопическому исследованию Новой Геркулеса 1963 г., которая вспыхнула в начале февраля и в момент открытия 6 февраля имела яркость 4^m . Данные о спектре звезды спустя два дня после открытия можно найти в [1].

Регулярные наблюдения Новой звезды из-за плохой погоды мы начали только 19 февраля, когда яркость звезды уменьшилась более чем на $0^m,5$. Последняя спектрограмма была получена 21 сентября. В начале наблюдений экспозиции составляли примерно 20^m при хорошем состоянии атмосферы, но вследствие неустойчивой погоды экспозиции от ночи к ночи сильно менялись. Это замечание относится в основном к начальному периоду наблюдений (февраль — начало марта). По мере угасания звезды экспозиции увеличивались и к концу июня достигали 4^h — 4^h30^m .

Большинство спектрограмм было получено на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 37 Å/мм у H_γ ; они охватывают спектральную область 3600—5000 Å.

Начиная с конца лета, когда звезда уже сильно ослабела, наблюдения ее были продолжены на спектрографе СП-72 2,6-м телескопа им. Шайна (дисперсия 80 Å/мм).

Все полученные спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на лабораторном спектрографе ИСП-51. За весь период наблюдений получено 55 спектрограмм Новой звезды. На



Фиг. 1. Кривая блеска Новой Геркулеса 1963 г. (по наблюдениям В. Т. Дорошенко)

кривой блеска (фиг. 1) даты спектральных наблюдений обозначены стрелками. Кривая блеска была получена В. Т. Дорошенко по фотографическим наблюдениям на 40-см астрографе Южной станции ГАИШ. Кривая блеска, охватывающая период до 14 февраля, была построена на основании данных, полученных при наблюдениях искусственных спутников Земли [1].

С 19 марта систематически наблюдалась стандартная звезда HD 167965 ($m_{vis} = 5^m,4$, B6 V), которая удалена от Новой приблизительно на $18'$ и очень удобна для наблюдений.

За время наших наблюдений спектр Новой претерпел весьма существенные изменения, типичные для быстрых Новых. Февральские спектры показывают эмиссионные линии и линии поглощения, принадлежащие главной и предмаксимальной системам. Из-за большой скорости расширения оболочки (~ 1300 км/сек) существует сильное переналожение линий и спектр выглядит очень сложным. Со временем эмиссионные линии постепенно усиливались, а линии поглощения ослабевали. К концу апреля линии поглощения исчезли вообще. В спектре появились запрещенные линии. Началась так называемая небулярная стадия развития Новой. Здесь будут рассмотрены наблюдения, относящиеся к этой стадии. Наблюдения, относящиеся к более ранним моментам, предполагается рассмотреть в следующей статье.

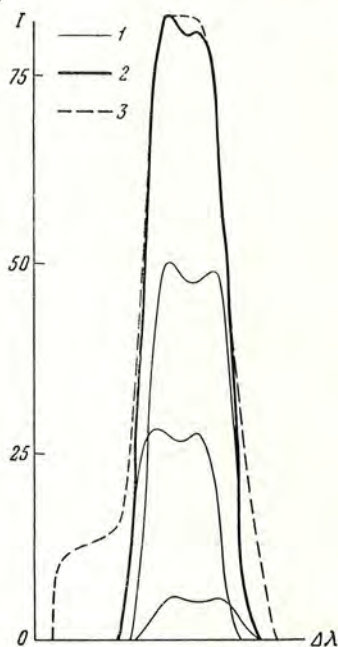
Все спектрограммы, относящиеся к рассматриваемому периоду, были измерены на регистрирующем микрофотометре с увеличением 25 раз. Данные об используемых спектрограммах собраны в табл. 1. В период 20.IV—29.VIII использовались пластинки Kodak 103aO, а в период 16.IX—21.IX Kodak 0aF. Из-за того, что в небулярной стадии интенсивность континуума значительно ослабела по сравнению с эмиссионными линиями, приходилось получать две спектрограммы с различными экспозициями. Но в конце мая звезда ослабела настолько, что уже стало невозможным получать непрерывный спектр за экспозицию разумной продолжительности.

Таблица 1

Дата, 1963 г.	Экспозиция	Спектральная область, Å	Дисперсия, Å/мм	Дата, 1963 г.	Экспозиция	Спектральная область, Å	Дисперсия, Å/мм
20—21.IV	2 ^h	3500—5000	37	23—24.VI	4 ^h 30 ^m	3500—5000	37
22—23.IV	2 ^h	3500—5000	37	30.VI—1.VII	4 ^h	3500—5000	37
	1 ^h	3500—5000	37		1 ^h	3500—5000	37
24—25.IV	2 ^h	3500—5000	37	8—9.VII	4 ^h	3500—5000	37
	30 ^m	3500—5000	37		30 ^m	3500—5000	37
1—2.V	45 ^m	3500—5000	37	16—17.VII	4 ^h	3500—5000	37
2—3.V	2 ^h	3500—5000	37	26.VIII	10 ^m	3500—5000	37
	40 ^m	3500—5000	37	26.VIII	40 ^m	3500—5000	80
9—10.V	2 ^h 30 ^m	3500—5000	37	28.VIII	5 ^m	3500—5000	
	40 ^m	3500—5000	37	29.VIII	5 ^m	3500—5000	
	15 ^m	3500—5000	37	16.IX	45 ^m	3700—6600	
12—13.V	2 ^h 40 ^m	3500—5000	37		15 ^m	3700—6600	
	40 ^m	3500—5000	37		5 ^m	3700—6600	
24—25.V	30 ^m	3500—5000	37	17.IX	2 ^h	3700—6600	
25—26.V	1 ^h	3500—5000	37		2 ^h	3700—6600	
26—27.V	3 ^h 40 ^m	3500—5000	37	21.IX	1 ^h 35 ^m	3700—6600	
29.V	1 ^h 20 ^m	3500—5000	37		1 ^h 40 ^m	3700—6600	
5—6.VI	40 ^m	3500—5000	37				

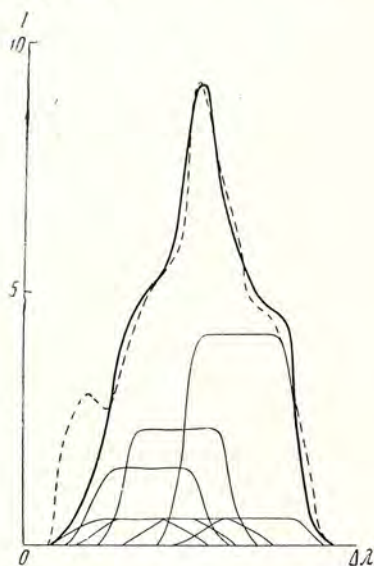
Отождествление линий

Несмотря на относительную простоту спектра новых в небулярной стадии, отождествление линий представляет довольно сложную проблему. Самые интенсивные линии, например водородные, линии [O III], отождествляются довольно легко. Но при переходе к слабым линиям положение резко меняется. Число слабых линий, принадлежащих He I, He II, O II, C II, N II, N III, очень велико. Они распределены почти равномерно по спектру. Из-за большой ширины переналагается, как правило, сразу несколько линий. В результате бленда приобретает вид, не имеющий ничего общего с видом одиночной линии. Чтобы разобраться в таких сложных блендах, мы поступили следующим образом.



Фиг. 2. Сравнение теоретического и наблюдаемого контуров бленды линий двадцатого мультиплета ионизированного азота ($\lambda 4640$ N II 20)

1 — теоретические контуры линий, входящих в данный мультиплет;
2 — теоретический (суммарный) контур; 3 — наблюдаемый контур



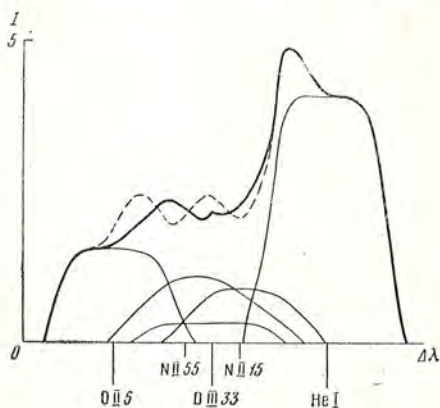
Фиг. 3. Сравнение теоретического и наблюдаемого контуров бленды линий второго мультиплета дважды ионизированного азота ($\lambda 4805$ N III 2)

Обозначения те же, что на фиг. 2

Вначале из таблиц Мур [2] мы выписали все элементы, которые согласно условию в оболочке Новой могут давать линии в области исследуемой бленды. Далее мы предполагали, что относительные интенсивности линий в мультиплете определяются LS -связью [3], что контур каждой линии подобен контуру водородных линий и оболочка Новой является оптически тонкой для излучения в этих линиях. На основании этих предположений мы строили теоретический контур бленды, который создадут линии рассматриваемого мультиплета. Затем масштаб теоретического контура бленды вдоль оси ординат выбирался так, чтобы получилось наилучшее согласие с наблюдаемым контуром. На фиг. 2 и 3 в качестве примера представлены теоретические и наблюдаемые контуры бленд линий, входящих в мультиплеты N II 20 и N III 2. Мы видим, что согласие получилось хорошее. Это означает, в частности, что бленда $\lambda 4640$ состоит главным образом из линий N III, а влияние линий C III ничтожно.

$\lambda, \text{ \AA}$	Элемент и номер мультиплета	20. IV	22. IV	24. IV	1. V	2. V	9. V	12. V	24. V	25. V	26. V	29. V	29. VI	30. VI	8. VII	16. VII	26. VII	28. VII	29. VII	16. IX	XI '17	XI '17
6583	[N II]																				48	67
6563	H α				128	6,6	122	139		302	271	292	500	378	436	615					325	360
5755	[N II]				37	3,0	30	36		73	83	75	431	407	429	463					98	
5045	N II 4							1,9														
5007	[O III] 1		6,2	123																		
4959	[O III] 1	439	420	35																		
4922	He I	42	38	7,0																		
4861	H β	3,5	3,7	100	100	2,2	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
4805	N II 20	3,0	2,3	2,8	12	17	16	12														
4686	He II	8,6	9,1	8,3	12	12	80	84														
4640	N III 2	52	51	54	64		9,0	10														
4595	N II 5, O II 15	6,1		20	12	12	4,4	3,8														
4541	He II			4,7	8,2		7,6	9,2														
4515	N III 3	8,1	8,4	6,6			6,8	7,8														
4471	He I	12	41	9,3	10	9,4	4,4	3,2														
4447	N II 15	5,7	5,3	4,2		8,5	7,6	3,2														
4432	N II 55	6,8	6,2	5,2		4,9	3,4	3,2														
4415	O II 5	4,5	4,5	3,4		5,5	4,3	3,8														
4363	[O III] 2				66	3,8	2,6	2,5														
4340	H γ			63	58		86	97														
4287	O II 54	1,3	0,65	1,8	5,1	2,1	64	60														
4267	C II 6	7,5	6,4	6,5	8,9	5,7	4,3	1,6														
4244	N II 48	3,5	3,3	3,5	6,1	3,4	4,4	4,1														
4200	N III 6, He II	2,3	2,4	1,2		5,6	2,4	2,4														
4190	O II 36	5,4	5,0	4,9		5,8	3,1	4,6														
4160	O II 19	3,6	3,5	2,9		2,7	1,9															
4144	He I	3,4	3,5	2,2		2,2	2,6															
4101	N III 4, H δ			58	66		82	74														
4070	O II 10	30	30	17	47	16	14	14														
4041	O II 39	16	17																			
4026	He I	6,9	7,8	3,8			2,8															
3995	N II 42	43	42	7,9	41	7,2	5,3	5,8														
3970	He I	42	35	28	31	25	27	51														
3949	C II 4, N II 17	3,8	3,4			2,9	2,7															
3889	H δ	40	33	24	28	25	25	28														
3868	[Ne III] 1	14	13	10	18	16	14	14														
3835	H η	29	24	19	49	18	43	14														
3798	H θ	32	18	12	16	16	8,7	10														
3760	O III 2	32	30	26	24	24	21	24														
3715	O III 14, Ne II 5	32	29	21		22	17	18														

В некоторых случаях оказалось, что бленда состоит из линий разных мультиплетов и даже разных элементов. Проблема разложения бленды на составляющие усложнилась. В принципе, зная химический состав обо-



Фиг. 4. Сравнение теоретического и наблюдаемого контуров бленды линий мультиплетов O II 5, N II 15, N II 55, O III 33 и линии гелия λ 4472

Обозначения те же, что на фиг. 2

лочку и физические условия в ней, можно теоретически рассчитать любую бленду. Однако практически эта задача почти не выполнима. Мы избрали эмпирический путь. Вначале отдельно для всех мультиплетов, входящих в сложную бленду, были построены контуры методом, описанным выше. Затем мы изменяли относительные интенсивности мультиплетов до тех пор, пока не получали хорошего согласия с наблюдаемым контуром. В качестве примера на фиг. 4 показано сравнение наблюдаемого и теоретического контуров полосы в районе λ 4450 Å. Эта полоса представляет собой бленду, состоящую из линий мультиплетов O II 5, N II 15, N II 55, O III 33 и линии гелия λ 4472. Мы видим, что оба контура хорошо согласуются. Небольшие

различия в центральной части полосы, по-видимому, могут быть вызваны неучетом более слабых линий и отклонением относительных интенсивностей линий от расчетных. Эта процедура помогала выделить такие точки контура бленды, где доминирует излучение от одного мультиплета, и тем самым давала возможность определить его интенсивность. В результате нам удалось выделить в спектре Новой 40 линий в области 6600—3600 Å и определить их интенсивности. Длина волн линий и их отождествление даны в столбцах 1 и 2 табл. 2 соответственно.

Определение интенсивностей линий и непрерывного спектра

Измеряемые на регистрограмме интенсивности линий искажены следующими эффектами:

- а) поглощением в земной атмосфере;
- б) спектральной чувствительностью аппаратуры;
- в) различным расширением линий из-за эффекта Доплера и изменения дисперсии спектрографа;
- г) наличием непрерывного излучения Новой;
- д) межзвездным поглощением.

Чтобы получать относительные интенсивности эмиссионных линий в спектре Новой, необходимо исправить измеренные интенсивности за действие этих эффектов.

Обычно Новая и стандартные звезды фотографировались приблизительно на одном зенитном расстоянии. Разность в величинах $\sec z$ не превышала 0,1. Для устранения этой небольшой разницы в атмосферном поглощении света двух звезд можно было использовать стандартную кривую прозрачности атмосферы [4]. Затем мы освобождали интенсивности от искажений, вносимых спектральной чувствительностью аппаратуры. Здесь мы предположили, что распределение энергии в спектре звезды HD 167965 не отклоняется от среднего распределения энергии в спектрах

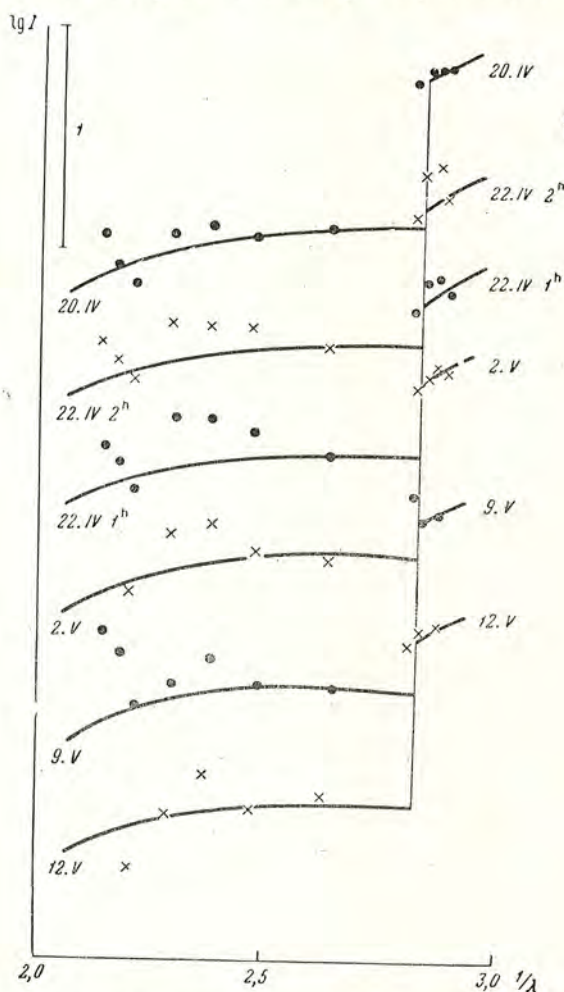
звезд, близких спектральных классов, данного Кодом [5]. Из сравнения наблюдаемого и теоретического распределения энергии мы нашли поправочные множители, характеризующие спектральную чувствительность аппаратуры.

Далее необходимо учесть влияние межзвездного поглощения на относительные интенсивности линий. Для этого необходимо знать расстояние до Новой. Определить ее абсолютную величину в момент максимума блеска можно по формуле [6]

$$M_{\text{макс}} = -11,5 + 2,5 \lg t_3,$$

где t_3 — продолжительность падения блеска на 3^m после максимума (в днях). Согласно Мак Лафлину [1], в момент максимума, который имел место около 27.I 1963 г., Новая была звездой третьей величины. Используя кривую блеска (фиг. 1), находим, что $t_3 = 72$ дням. Следовательно, $M_{\text{макс}} = -6^m,9$ и модуль расстояния равен $(m - M)_{\text{макс}} = 9^m,9$, что соответствует расстоянию в 1 кпс. Согласно данным А. С. Шарова [7], в этом направлении мы имеем поглощение, равное $1^m,1$ на 1 кпс. Простые расчеты показывают, что уже на расстоянии 0,8 кпс в этом направлении мы выходим из зоны поглощающей материи. Таким образом, максимальное поглощение здесь будет равно $0^m,9$. Учитывая влияние межзвездного поглощения света на видимую величину, мы получаем окончательно расстояние до Новой, равное 640 пс, и величину поглощения $A_{\text{vis}} = 0^m,64$. Используя это значение, мы исправили относительные интенсивности линий за влияние межзвездного поглощения.

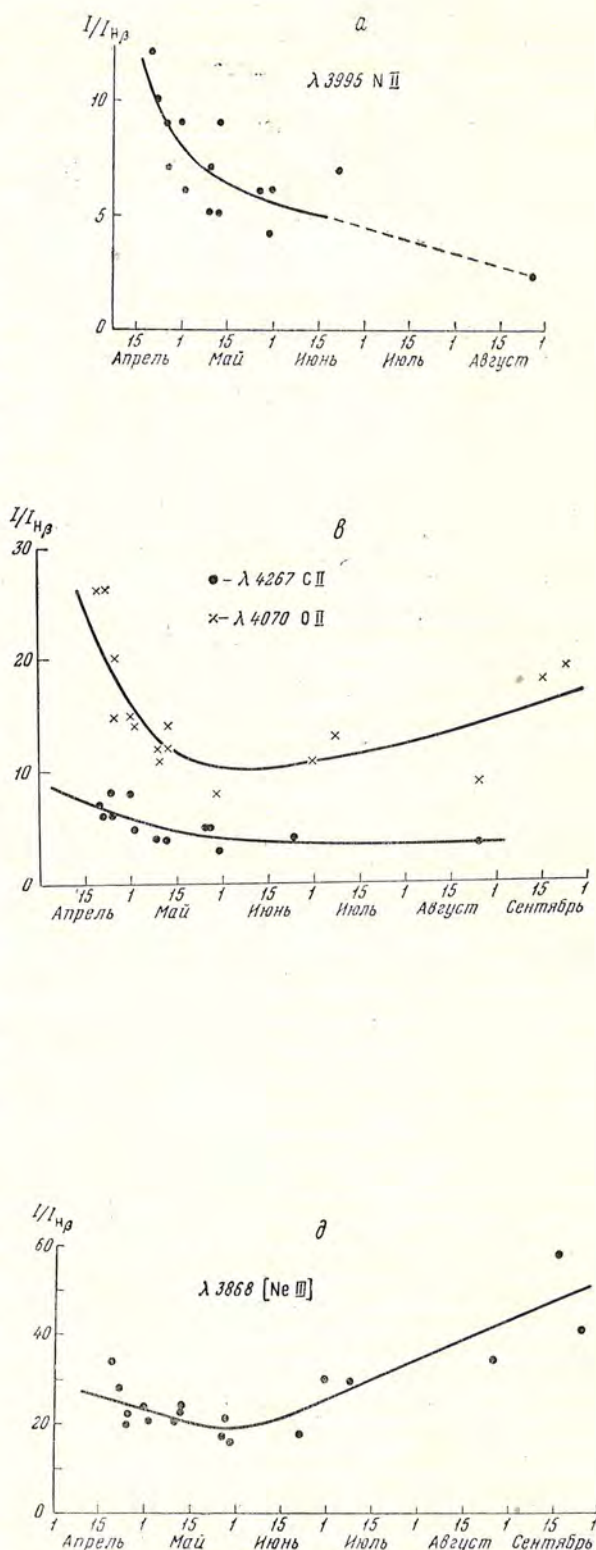
Из-за наличия большого числа эмиссионных линий и их большой ширины очень трудно определить положение непрерывного спектра на регистрограмме. Мы поступили следующим образом. На регистрограмме было выбрано несколько точек, расположенных в минимумах интенсивности, в «провалах», а также несколько точек, расположенных за бальмеровским пределом. К счастью, за бальмеровским пределом имеется довольно большой спектральный интервал ($\sim 200 \text{ \AA}$), свободный от блендирования. Найденные интенсивности были исправлены за все перечисленные эффекты, и



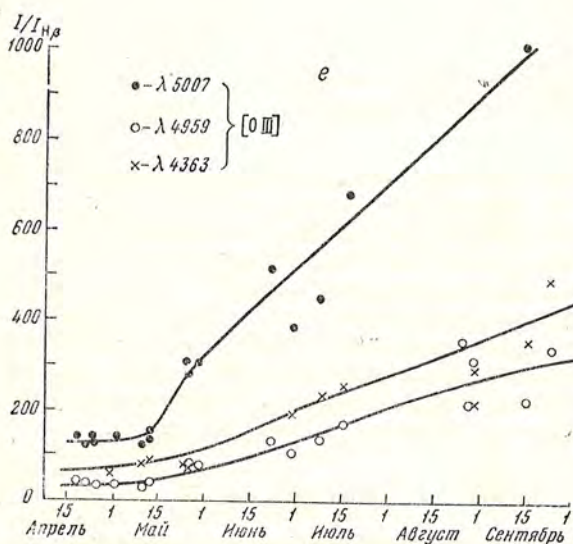
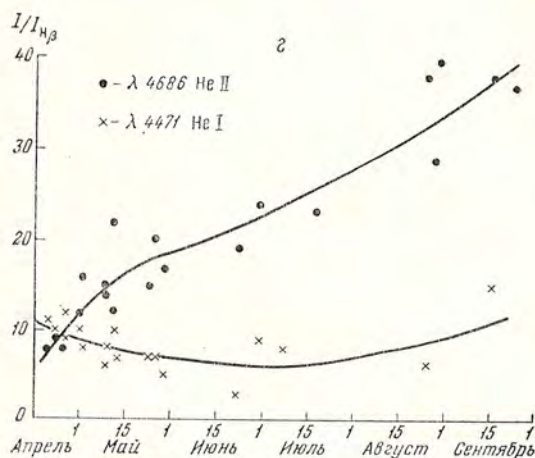
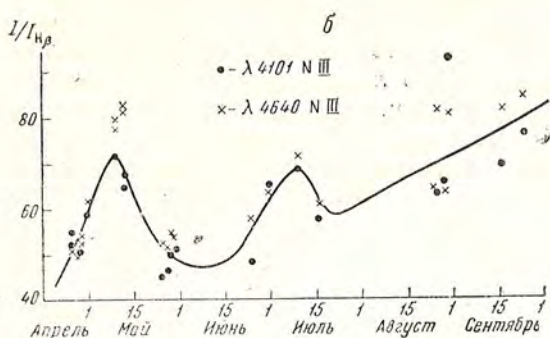
Фиг. 5. Распределение энергии в спектре Новой Геркулеса 1963 г. Дайа, 1963 г.

их логарифмы были нанесены против величины $1/\lambda$ (фиг. 5). Полученное распределение энергии сравнивалось с распределением энергии в спектре излучения ионизированного водорода. Как мы увидим ниже, электронная плотность в оболочке Новой во время наблюдений была довольно велика, и двухквантовым излучением можно полностью пренебречь. При сравнении наибольший вес придавался точкам, расположенным за бальмеровским пределом, и точкам до бальмеровского предела, имеющим наименьшую интенсивность, поскольку наличие эмиссионных линий может лишь увеличить наблюдаемую интенсивность. Лучшее согласие наблюдаемого и теоретического распределения было найдено для $T_e = 19000^\circ$. Эта величина характеризует электронную температуру района оболочки Новой, где возникает излучение водорода. В течение месяца, с конца апреля по конец мая, электронная температура немного уменьшилась. Но недостаток наблюдений не позволяет быть уверенным в результате этих изменений. Для дальнейших расчетов мы приняли $T_e = 19000^\circ \text{K}$ для всех дней наблюдений, кроме августа-сентября. Для последнего периода была взята $T_e = 15000^\circ \text{K}$.

Определенную описанным способом интенсивность непрерывного спектра мы вычли из интенсивностей линий. Далее обычным способом интенсивности линий были исправлены за изменение их ширины с длиной волны. Ре-



Фиг. 6. Изменение величины $I_\lambda / I_{H\beta}$ со



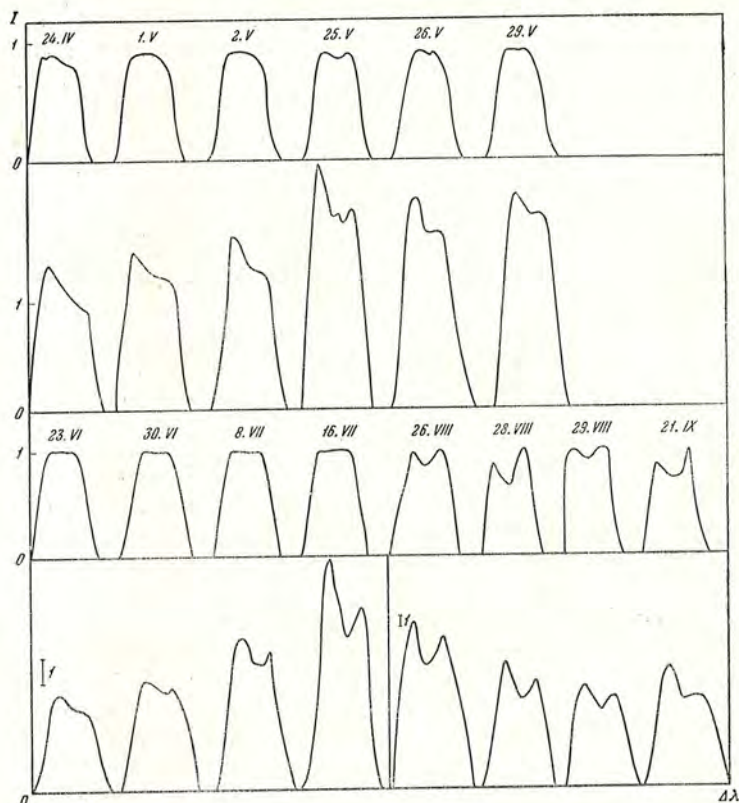
временем для различных линий

зультаты [определенных интенсивностей линий собраны в табл. 2. Интенсивность линии H_{β} принята за 100 для каждой даты наблюдения.

Из таблицы видно, что относительная интенсивность некоторых линий изменялась во время наблюдений. На фиг. 6, а — е представлено изменение линий N II , N III , C II , O II , He I , He II , $[\text{Ne III}]$ и $[\text{O III}]$. Мы видим, что характер изменения различен у линий различных элементов. Так, интенсивность линий однажды ионизированных легких элементов (C II , N II) и нейтрального гелия уменьшается во время наблюдений по сравнению с интенсивностью линии H_{β} . С другой стороны, интенсивность линии He II увеличилась. Линии N III показывают неправильные изменения интенсивности. Вероятно, изменение этих линий связано с изменением распределения энергии источника возбуждающей радиации. Наибольшие изменения показывают запрещенные линии $[\text{O III}]$. Это можно объяснить тем, что со временем оболочка, выброшенная Новой в момент вспышки, расширяется и электронная плотность уменьшается и этим создаются более благоприятные условия свечения запрещенных линий.

В спектре Новой имеются лишь три линии, контуры которых, по-видимому, совсем не искажены блендированием: $\lambda 5007$, $\lambda 4959$ и $\lambda 4861$. На фиг. 7 представлены контуры запрещенной линии дважды ионизированного кислорода $\lambda 5007$ и линии H_{β} . По оси ординат отло-

жена освобожденная за все искажающие эффекты интенсивность линий. Интенсивность линии H_β всюду принята за единицу. Слева расположена коротковолновая сторона. Из фиг. 7 видно, что форма контуров линий $\lambda 5007$ и $\lambda 4861$ существенно различается. Контур линии $\lambda 4861$ симметричен и в большинстве случаев имеет плоскую вершину. Лишь осенние спектрограммы (август-сентябрь) показывают контур линии $\lambda 4861$ с заметным центральным провалом. Контур линии $\lambda 5007$ имеет с первых же дней наблюдений заметную депрессию с длинноволновой стороны. С течением времени эта депрессия



Фиг. 7. Контуров линий H_β (верхний ряд) и $\lambda 5007$ [O III] (нижний ряд) в течение периода наблюдений

усиливается и смещается к центру. Осенние наблюдения дают контур с центральным провалом и примерно равными компонентами. Все сказанное свидетельствует о неоднородностях оболочки Новой. Вероятно, часть оболочки Новой, которая движется от нас, имеет несколько большую электронную плотность, чем часть,двигающаяся к нам.

Другой особенностью контуров, представленных на фиг. 7, является возрастание относительной интенсивности линии $\lambda 5007$ по сравнению с интенсивностью $\lambda 4861$. За время наших наблюдений отношение их интенсивностей изменилось больше чем на порядок. Ширина контуров дает скорость расширения оболочки порядка $1100-1300$ км/сек.

Анализ химического состава оболочки Новой

Эмиссионный спектр Новой позволяет определить относительное содержание водорода, гелия, азота и кислорода. Подробно методы определения изложены в [8]. Прежде всего необходимо установить, является ли

Таблица 3

Элемент	Дата																			Среднее		
	20.IV	22.IV	24.IV	1.V	2.V	9.V	12.V	24.V	25.V	26.V	29.V	23.VI	30.VI	8.VII	16.VII	26.VIII	28.VIII	29.VIII	16.IX		17.IX	21.IX
He III	0,014	0,012	0,014	0,016	0,021	0,020	0,016		0,020	0,027	0,022	0,025	0,034	0,036	0,034	0,051	0,039	0,054		0,052	0,049	0,03
He II	0,275	0,258	0,220	0,190	0,200	0,160	0,182		0,132	0,138	0,105	0,115	0,175	0,167		0,14				0,36		0,17
He	0,296	0,270	0,231	0,206	0,222	0,180	0,198		0,152	0,165	0,127	0,140	0,206	0,204		0,191				0,41		0,20
N IV ₁				0,028					0,034	0,032	0,022	0,024	0,023	0,031	0,033	0,028	0,023	0,024	0,034		0,026	0,028
N IV ₂	0,054	0,053	0,056	0,066		0,085	0,088	0,056	0,055	0,058	0,057	0,062	0,068	0,076	0,076	0,021	0,034	0,043	0,043	0,041	0,045	
N IV _{cp}			0,041	0,047		0,060	0,060	0,039	0,038	0,041	0,040	0,042	0,050	0,055	0,046	0,022	0,029	0,038		0,033	0,036	0,040
O IV	0,470	0,430	0,387		0,315	0,315	0,355															3,6·10 ⁻³
O III ₄₃₆₃				1,01·10 ⁻⁴	1,33	1,49	1,31						3,30	3,82			4,16	6,24	4,40		6,62	
O III _{4569, 5007}	1,06·10 ⁻⁴	0,935	0,935	0,960	1,02	0,90	1,04		2,22	2,09	2,18	3,72	2,86	3,36		2,34	1,42	1,93	2,38		3,53	
O III _{cp}	1,06·10 ⁻⁴	0,935	0,935	0,980	1,02	1,11	1,26	1,31	2,22	2,09	2,18	3,72	3,13	3,23								5·10 ⁻⁴
Ne III	0,65·10 ⁻⁵	0,56	0,44	0,79	0,66	0,63	0,55		0,61	0,77	0,55	0,84	1,51	1,84		2,7			4,3	3,5		3,5·10 ⁻⁵

оболочка оптически тонкой для излучения в линиях, т. е. можем ли мы считать, что интенсивность линии пропорциональна числу атомов на верхнем уровне. С этой целью мы рассмотрим линию H_{β} , поскольку эта линия может иметь наибольшее самопоглощение среди наблюдаемых линий в изучаемой области спектра. Метод проверки состоит в определении отношения излучения в интервале $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ при $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ к излучению в линии H_{β} . В случае, если оболочка Новой оптически тонкая для излучений в линии H_{β} , то это отношение должно быть равно $4,6 \cdot 10^{-3}$. Мы получили следующие значения

Дата 1963 г.	22.IV	24.IV	2.V	9.V	12.V	Среднее
$\frac{I_{\Delta\lambda=1}}{I_{H_{\beta}}} \cdot 10^3$	6,9	5,0	5,5	3,1	4,2	4,9

Таким образом, мы можем заключить, что оболочка Новой прозрачна для излучения в линии H_{β} , а тем более и для остальных линий. В этом случае будет обоснованным применение методов анализа спектра туманностей. Вероятно, большая прозрачность оболочки Новой объясняется наличием большого градиента скорости.

При определении относительного содержания элементов по разрешенным линиям нам не нужно знать условия в оболочке с большой степенью точности. Коэффициенты рекомбинации слабо зависят от электронной температуры, к тому же характер зависимости сходен у всех элементов. Ситуация меняется при использовании запрещенных линий. Поскольку эти линии возбуждаются электронным ударом, то их интенсивность очень сильно зависит как от электронной температуры, так и от электронной плотности. Поэтому необходимо довольно точно знать эти величины. При анализе запрещенных линий мы приняли для электронной температуры величину, определенную из распределения энергии в непрерывном спектре: $19\,000^\circ \text{K}$ для периода апрель — июль и $15\,000^\circ \text{K}$ для периода август-сентябрь. Используя эти температуры и относительные интенсивности запрещенных линий дважды ионизированного кислорода и ионизированного азота, мы получили величины электронной плотности, равные $5 \cdot 10^6$ и 10^6 см^{-3} для первого и второго периодов наблюдений соответственно. Как было показано [8], принятые величины электронной температуры несколько завышены. В районе свечения запрещенных линий электроны будут терять энергию на их возбуждение. Это приведет к понижению электронной температуры. Использование завышенного значения T_e приведет к тому, что, используя относительные интенсивности линий [O III], мы получим заниженное значение n_e [9]. Поэтому приведенные выше значения электронной плотности являются нижними границами.

Использование приведенных значений электронной плотности и температуры приведет к тому, что из анализа интенсивностей запрещенных линий мы получим заниженные значения относительного содержания элементов [8, 9]. При уменьшении электронной плотности понизится роль тушащих столкновений и результаты анализа станут менее чувствительными к величине электронной плотности. При $n_e < 10^6 \text{ см}^{-3}$ величина $I_{[\text{O III}]} / I_{H_{\beta}}$ уже не зависит от электронной плотности. Для линий [Ne III] это критическое значение равно $n_e = 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. В течение наших наблюдений оболочка Новой расширилась и, естественно, падала электронная плотность. Ее значение приближалось к критическому значению, и в результате возрастало находимое содержание ионов Ne III и O III. Таким образом, осенние наблюдения дают величины более близкие к истинным, чем весенние.

В табл. 3 приведены результаты определения относительного содержания гелия, неона, азота и кислорода отдельно для каждого дня наблюдений. Определения были сделаны по формулам и графикам, опубликованным

в [8,9]. Содержание водорода принято за единицу. Следует отметить, что для азота и кислорода приведены лишь нижние границы содержания, поскольку мы анализировали не все стадии ионизации.

Интересно сравнить относительное содержание элементов в оболочке N Her 1963 с содержанием элементов в других объектах. В табл. 4 при-

Таблица 4

Эле- мент	N Her 1963	NGC 7027	$\frac{N \text{ Her } 1963}{NGC 7027}$	Эле- мент	N Her 1963	NGC 7027	$\frac{N \text{ Her } 1963}{NGC 7027}$
H	1	1	1	O IV	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	5,6
He III	0,03	0,061	0,5	O V		$2,8 \cdot 10^{-4}$	
He II	0,17	0,117	1,46	O VI		$0,8 \cdot 10^{-4}$	
He	0,20	0,178	1,1	O	$> 4,1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	
N II	$> 1,3 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	13	Ne III	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$5,1 \cdot 10^{-5}$	0,7
N III	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	13	Ne IV		$1,5 \cdot 10^{-5}$	
N	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	13	Ne V		$6,6 \cdot 10^{-5}$	
O II		$0,01 \cdot 10^{-4}$		Ne		$1,3 \cdot 10^{-4}$	
O III	$> 5 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	3,1				

ведено содержание различных ионов в оболочке N Her 1963 (2-й столбец). Для ионов, концентрация которых определялась по запрещенным линиям, приведены данные осенних наблюдений, для остальных — средние данные. Для сравнения в 3-м столбце приведено относительное содержание элементов в планетарной туманности NGC 7027, определенное таким же способом. Из табл. 4 видно, что оболочка Новой имеет более низкую степень возбуждения, чем планетарная туманность. Далее, если считать, что содержание водорода в обоих объектах одинаково, то оболочка Новой имеет азота и кислорода примерно на порядок больше, чем NGC 7027.

Этот результат подтверждает сделанный ранее [10, 11] вывод о том, что оболочки новых имеют избыток легких элементов по сравнению с водородом.

В заключение авторы выражают благодарность В. Т. Дорошенко за возможность использовать полученную ей кривую блеска, Р. Е. Гершберга за помощь при наблюдениях на ЗТШ и Г. Н. Шарапову за помощь в обработке спектрограмм.

Май 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. B. McLaughlin. Sky a. Tel., 1963, 25, N 4.
2. C. Moore. Princeton Obs. Contr., 1945, N 20.
3. Л. Аллер. Астрофизика, т. 1. ИЛ.
4. Д. Я. Мартынов. Курс практической астрофизики. Физматгиз, 1960.
5. А. Д. Код. Звездные атмосферы. ИЛ, 1963.
6. Д. Мак-Лафлин. Звездные атмосферы. ИЛ, 1963.
7. А. С. Шаров. Астрон. ж., 1963, 40, 900.
8. А. А. Боярчук. Наст. том, стр. 186.
9. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 291.
10. Э. Р. Мустель, М. Е. Боярчук. Астрон. ж., 1959, 34, 762.
11. S. Pottash. Ann. d'Astrophys., 1959, 22, 412.

ЗАМЕЧАНИЯ О ХИМИЧЕСКОМ СОСТАВЕ Z AND

А. А. Боярчук

Найдено, что оболочка Z And имеет избыток содержания водорода примерно в 5 раз по сравнению с элементами группы кислорода. Относительное содержание He, N и O не отличается в пределах ошибок от содержания в NGC 7027. Показано, что оболочка имеет существенные неоднородности, что делает ненадежным определение содержания атомов по запрещенным линиям.

REMARKS ON THE CHEMICAL COMPOSITION OF Z AND, by A. A. Boyarchuk.— It is found that the Z And envelope has a hydrogen abundance excess by about a factor of 5 as compared to the elements of the oxygen group. The He, N and O relative abundances do not differ, within the limits of precision, from those in NGC 7027. It is shown that there are appreciable nonuniformities in the envelope and therefore determinations of the atom abundances from forbidden lines are unreliable.

Природа новоподобных, или симбиотических, звезд продолжает оставаться в настоящее время не ясной. В значительной мере такое положение обусловлено недостаточностью сведений об этих объектах. До сих пор неизвестен их возраст, пространственно-кинематические характеристики, химический состав, строение оболочки и т. д. В этой заметке будет рассмотрен вопрос о химическом составе оболочки Z And.

Как известно, в спектре Z And наблюдаются эмиссионные линии H, He I, He II, C II, C III, N III, O III, [O III], O IV, O V, [Ne III], [Ne VI], [S II], [S III] и других элементов [1]. В принципе это дает возможность определить относительную концентрацию атомов упомянутых элементов, если известны необходимые атомные константы и условия в оболочке Z And. Методы определения концентрации различных атомов несколько отличаются между собой. Поэтому удобнее рассмотрение вести отдельно для каждого элемента. В качестве наблюдаемых интенсивностей линий мы воспользуемся интенсивностями линий, определенными по спектрограммам Z And, полученных на 3-метровом телескопе Ликской обсерватории (дисперсия 16 Å/мм), и опубликованными в [1]. В табл. 1 приведены относительные интенсивности линий, которые потребуются для дальнейшего анализа.

В о д о р о д. В спектре Z And хорошо представлена бальмеровская серия эмиссионных линий водорода, которую можно проследить вплоть до H₃₂. Более высокие члены серии полностью сливаются, образуя начало бальмеровского континуума. Частичное переналожение линий начинается примерно с H₂₅. Основной причиной расширения эмиссионных линий является эффект Доплера, обусловленный движениями газа в оболочке Z And со скоростями порядка 80 км/сек. Кроме эмиссионных линий в спектре Z And наблюдается довольно интенсивное непрерывное излуче-

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$10^2 I/I_{H\beta}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$10^2 I/I_{H\beta}$	$\lambda, \text{Å}$	Элемент	$10^2 I/I_{H\beta}$
6310	[S III] 3	0,63	4103	N III 1	0,97	3790	O III 2	5,30
4861	H β	100,00	4097	N III 1	2,61	3754	O III 2	1,60
4686	He II	79,50	4076	[S II] 1	0,28	3736	O IV 6	0,86
4640	N III 2	3,58	4068	[S II] 1	0,39	3729	O IV 6	0,71
4634	N III 2	1,53	3967	[Ne III] 1	0,52	3725	O IV 6	0,97
4471	He I	3,25	3868	[Ne III] 1	2,16	3425	[Ne V] 1	67,16
4379	N III 17	0,09	3791	O III 2	0,54	3345	[Ne V] 1	14,92
4363	[O III] 2	3,10						

ние, вызванное главным образом свечением ионизированного водорода, особенно в коротковолновой области спектра.

Эмиссионные линии водорода blendируются с линиями ионизированного гелия. Однако интенсивность последних сравнительно невелика и этим blendированием при определении интенсивностей водородных линий можно полностью пренебречь.

Ранее [1] было показано, что линии водорода отягощены самопоглощением. Это приводит к тому, что интенсивности первых членов балмеровской серии оказываются заниженными по сравнению с интенсивностями линий, возникающими в оптически тонкой среде. На фиг. 1 дано сравнение балмеровского декремента, наблюдаемого в спектре Z And, с рассчитанными теоретически для случая В (среда непрозрачна только для излучения в лаймановском континууме и в линиях лаймановской серии) [2]. Оба декремента сдвинуты по оси ординат так, чтобы совпали наблюдаемые и теоретические интенсивности излучения, заключенного в интервале спектра $\Delta\lambda = 1 \text{ Å}$ при $\lambda 3640 \text{ Å}$, т. е. сразу же за балмеровским пределом. При определении наблюдаемой интенсивности непрерывного излучения водорода мы предполагали, что система Z And представляет собой газовую оболочку, окружающую красную звезду и горячий источник, и считали, что в рассматриваемой спектральной области излучение красной звезды составляет 0,15, а излучение оболочки — 0,85. Предполагается, что излучением горячего источника в рассматриваемой спектральной области можно пренебречь [1, 3]. Непрерывное излучение оболочки за балмеровским пределом возникает главным образом вследствие рекомбинаций ионов водорода и гелия, свободно-свободных переходов, а также двухквантовых переходов атома водорода с возбужденного уровня 2S на основной 1S. Общее количество энергии, излучаемой 1 см^3 в интервале $\Delta\lambda = 1 \text{ Å}$, будет равно

$$E_{\text{общ}} = [\alpha_{\text{H I}} N_e N_{\text{H II}} + \alpha_{\text{He II}} N_e N_{\text{He III}} + \alpha_{\text{He I}} N_e N_{\text{He II}} + \alpha_{2q} N_e N_{\text{H II}} (1 + 0,6 \cdot 10^{-4} N_e)^{-1}] \times \frac{hc}{\lambda^2}, \quad (1)$$

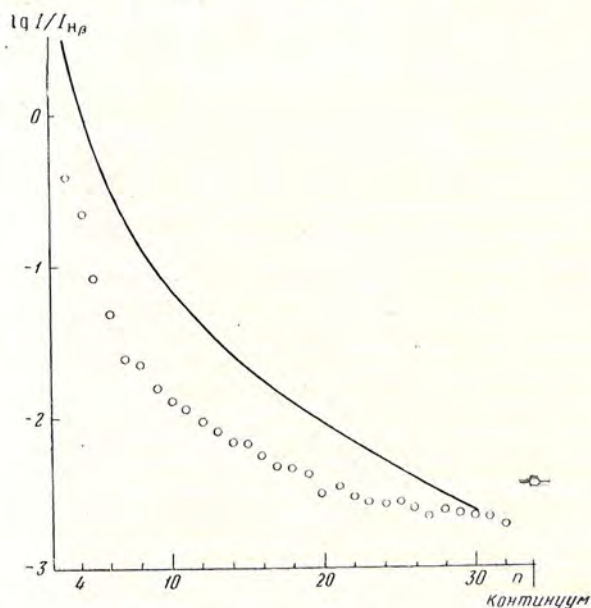
где α — коэффициент рекомбинации указанного иона, α_{2q} — соответствующий коэффициент двухквантовых переходов, N — число указанных частиц в 1 см^3 . Выражая концентрацию ионов через интенсивности линий, можно переписать (1) в следующем виде:

$$E_{\text{H}} = \alpha_{\text{H I}} N_e N_{\text{H II}} \frac{hc}{\lambda^2} = \frac{E_{\text{общ}}}{1 + \frac{\alpha_{2q}}{\alpha_{\text{H}}} (1 + 0,6 \cdot 10^{-4} N_e)^{-1} + \frac{\alpha_{\text{He II}}}{\alpha_{\text{H}}} \frac{\alpha_{42}}{\alpha_{43}} \frac{I_{4686}}{y I_{4861}} \frac{4686}{4861} + \frac{\alpha_{\text{He I}}}{\alpha_{\text{H I}}} \frac{\alpha_{42}}{\alpha_{4d2p}} \frac{I_{4471}}{y I_{4861}} \frac{4471}{4861}}, \quad (2)$$

где $\alpha_{42}, \alpha_{43}, \alpha_{4d, 2p}$ — эффективные коэффициенты рекомбинаций для линий $\lambda\lambda 4861, 4686, 4471$ соответственно [4]. Коэффициент y показывает, во сколько раз линия $\lambda 4861$ уменьшена из-за самопоглощения. Коэффициенты рекомбинаций очень слабо зависят от температуры и для $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$ будем иметь

$$E_H = \frac{E_{\text{общ}}}{1 + 0,282 (1 + 0,6 \cdot 10^{-4} N_e)^{-1} + 0,391 \frac{I_{4686}}{y I_{4861}} + 2,5 \frac{I_{4471}}{y I_{4861}}} \quad (3)$$

При изменении T_e от $10\,000$ до $20\,000^\circ \text{K}$ численные коэффициенты в (3) меняются меньше чем на 10% .



Фиг. 1. Сравнение бальмеровского декремента, наблюдаемого в спектре Z And (кружки), с рассчитанным теоретически для случая B

Кружок с чертой, расположенный в правой части рисунка, соответствует интенсивности непрерывного излучения, заключенного в спектральном интервале $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ при $\lambda = 3640 \text{ \AA}$

В [1] по относительным интенсивностям линий [O III] было найдено $N_e \approx 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Приведенное значение является нижней границей электронной плотности в оболочке Z And. Как будет показано ниже, можно принять $y = 5$. Используя данные табл. 1, получим $E_H = 0,93 E_{\text{общ}}$ или $E_H = 0,79 E_{\text{общ}}$. Если $y = 1$, то будем иметь $E_H = 0,73 E_{\text{общ}} = 0,61 E_{\text{общ}}$.

Определенная этим способом интенсивность непрерывного излучения водорода в спектральном интервале $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ при $\lambda = 3640 \text{ \AA}$ совмещена на фиг. 1 с теоретическим значением. Поскольку интенсивность непрерывного излучения в рассматриваемом спектральном интервале слабо зависит от условий в оболочке (движения, электронная температура и т. д.), то на основании фиг. 1 можно заключить, что наблюдаемая интенсивность линии H_β в 5 раз меньше, чем в случае, если эта же масса газа с такой же плотностью была бы оптически тонкой, т. е. введенная ранее величина y равна 5.

Таким образом, чтобы использовать методы анализа эмиссионных объектов, разработанные для случая среды, оптически тонкой для излучения в линиях бальмеровской серии, необходимо увеличить наблюдаемую интенсивность линии H_β на множитель y , т. е. в 5 раз. Конечно, величина y определена с некоторой ошибкой. Во-первых, если излучение горячего источника играет заметную роль в рассматриваемой спектральной области, то пренебрегая им, мы завысим величину y . Во-вторых, здесь скажутся ошибки определения интенсивностей водородных линий и континуума.

Рассмотрение интенсивностей всех линий дает основание надеяться, что ошибка в величине y не превышает множитель 2.

Г е л и й. В спектре Z And наблюдается довольно большое число линий ионизированного нейтрального гелия. Это дает возможность определить отношение концентраций атомов водорода и гелия. Рекомбинационный спектр гелия рассчитывался различными авторами [5, 6]. Здесь мы воспользуемся расчетами эффективных коэффициентов рекомбинаций, выполненных Ситоном [7]. Используя эти расчеты, легко получить следующую формулу, определяющую относительную концентрацию атомов водорода и гелия:

$$\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} = \frac{N_{\text{He III}} + N_{\text{He II}}}{N_{\text{H II}}} = \frac{0,13 I_{4686} + 2,7 I_{4471}}{y I_{H_\beta}}. \quad (4)$$

Используя данные табл. 1, получаем $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} = 0,197y^{-1} = 0,04$.

Коэффициенты при интенсивностях линий очень слабо меняются с изменением электронной температуры. При изменении T_e от 10^4 до $2 \cdot 10^4$ К коэффициент у первого члена уменьшается на 6%, а у второго возрастает на 15%. Атомами гелия в состоянии He I можно пренебречь по сравнению с ионами He II и He III, если $I_{4686}/I_{4471} \geq 3,1$ [7]. В нашем случае $I_{4686}/I_{4471} = 24,5$. Основная ошибка определения величины $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$ может возникнуть из-за возможных отклонений условий в туманностях от условий в оболочке Z And.

Выше было рассмотрено влияние большей оптической толщи на интенсивность линий водорода. Вследствие меньшей концентрации атомов He II более высоких уровней, на которых оканчиваются наблюдаемые линии, можно надеяться, что наблюдаемые линии He II будут оптически тонкими. Это подтверждается тем, что относительные интенсивности линий He II хорошо согласуются с теоретическими [1]. Поэтому можно считать, что первый член правой части формулы (4) дает правильную величину отношения $N_{\text{He III}}/N_{\text{H II}}$. Хуже обстоит дело с интенсивностями линий He I.

Ранее [1] было показано, что отношение $I_{\text{синг}}/I_{\text{трипл}}$ в три раза больше, чем дает теория [5] и чем наблюдается в планетарных туманностях. Если это расхождение вызвано ослаблением интенсивностей триплетных линий в силу каких-либо причин, то найденное по формуле (4) отношение $N_{\text{He II}}/N_{\text{H II}}$ необходимо увеличить в три раза. В этом случае отношение $\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} = \frac{0,37}{y} = 0,07$. Найденное содержание гелия в оболочке Z And в пять раз меньше, чем в атмосферах В-звезд плоской составляющей звездного населения Галактики. Этот результат, пока не выяснены причины расхождения наблюдаемого и теоретического отношения $I_{\text{синг}}/I_{\text{трипл}}$ для линий нейтрального гелия, следует рассматривать как предварительный.

А з о т. В спектре Z And наблюдаются лишь линии дважды ионизированного азота. Это означает, что мы можем определить только нижнюю границу концентрации атомов азота. Рекомбинационный спектр N III был рассчитан Никитиным [8]. На основании этих расчетов можно написать

следующие равенства для определения относительной концентрации ионов N IV:

$$\left. \begin{aligned} \frac{N_{NIV}}{N_{HII}} &= 0,037 \frac{I_{4097} + I_{4103}}{yI_{H\beta}}; \\ \frac{N_{NIV}}{N_{HII}} &= 0,053 \frac{I_{4640} + I_{4634} + I_{4641}}{yI_{H\beta}}; \\ \frac{N_{NIV}}{N_{HII}} &= 0,75 \frac{I_{4379}}{yI_{H\beta}}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Численные коэффициенты приведены для $T_e = 20\,000^\circ \text{K}$. Они очень слабо зависят от T_e .

Коэффициенты рекомбинации линий $\lambda 4097$ и $\lambda 4103$ имеют менее точные теоретические расчеты, чем остальные [8]. Кроме того, все рассматриваемые здесь линии N III, кроме $\lambda 4379$, могут возбуждаться резонансным излучением атомов O III. Пренебрегая этим эффектом, мы можем завысить концентрацию атомов N IV. Линия $\lambda 4379$ не подвержена эффекту флуоресценции, и сравнение результатов, полученных по разным линиям, служит критерием влияния флуоресцентного возбуждения. Подставляя данные табл. 1, мы получим

λ	4097+4103	4640+4634+4641	4379
$\frac{N_{NIV}}{N_{HII}}$	$1,32 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$

Таким образом, величина отношения N_{NIV}/N_{HII} , полученная по линии $\lambda 4379$, оказалась наибольшей. Линия $\lambda 4379$ очень слаба и ее интенсивность может содержать ошибку порядка множителя 3. Но в любом случае можно заключить, что флуоресцентное возбуждение линий N III в оболочке Z And не играет существенной роли по сравнению с рекомбинациями атомов N IV. Придавая больший вес результатам, полученным по линиям $\lambda 4640$ и $\lambda 4634$, получим

$$\frac{N_{NIV}}{N_{HII}} = 3,5 \cdot 10^{-3} y^{-1} = 0,7 \cdot 10^{-3}.$$

Как уже отмечалось, найденная выше величина является нижней границей концентрации атомов азота. Отсутствие в спектре Z And линий N II и малая эффективность флуоресцентного возбуждения линий N III дают основание предполагать, что доля атомов азота в состоянии N III сравнительно невелика. С другой стороны, N IV имеет потенциал ионизации 77,09 эв. По аналогии с атомами кислорода (см. ниже) можно заключить, что доля атомов азота в состоянии N V также невелика. Таким образом, можно надеяться, что величина N_{NIV}/N_{HII} не сильно отклоняется от величины N_N/N_H .

Кислород. В спектре Z And кислород представлен линиями [O III], O III и O IV. Это дает возможность определить непосредственно концентрацию атомов O III, O IV и O V. Рассмотрим сперва запрещенные линии [O III]. Будем считать, что оболочка Z And характеризуется $N_e = 10^7$ и $T_e = 25\,000^\circ$. Используя интенсивность линии $\lambda 4363$, приведенную в табл. 1, получим из фиг. 14 [9]

$$\frac{N_{OIII}}{N_{HII}} = 2,5 \cdot 10^{-5} y^{-1} = 0,5 \cdot 10^{-6}.$$

Рекомбинационный спектр О III был рассчитан Беджесом и Ситоном [10]. На основании этих расчетов можно написать следующее выражение:

$$\frac{N_{OVI}}{N_{HII}} = 1,43 \cdot 10^{-2} \frac{I_2}{yI_{H\beta}}. \quad (6)$$

Здесь I_2 означает суммарную интенсивность всех линий второго мультиплета. Этот мультиплет выбран для анализа, потому что он меньше других подвержен влиянию флуоресцентного возбуждения резонансной линией He II. В случае Z And 70% интенсивности этого мультиплета возникает вследствие рекомбинаций атомов О IV [1]. Учитывая это обстоятельство, на основании данных табл. 1 находим

$$\frac{N_{OVI}}{N_{HII}} = 7,5 \cdot 10^{-4} y^{-1} = 1,5 \cdot 10^{-4}.$$

Для определения концентрации атомов О V можно написать равенство [10]

$$\frac{N_{OV}}{N_{HII}} = 0,7 \cdot 10^{-2} \frac{I_6}{yI_{H\beta}}. \quad (7)$$

Здесь I_6 означает суммарную интенсивность всех линий шестого мультиплета О IV. На основании данных табл. 1 получаем

$$\frac{N_{OV}}{N_{HII}} = 1,8 \cdot 10^{-4} y^{-1} = 0,4 \cdot 10^{-4}.$$

Из полученных результатов видно, что в оболочке Z And атомы кислорода в основном находятся в состоянии О IV. Полное содержание атомов кислорода равно

$$\frac{N_O}{N_H} = 9,4 \cdot 10^{-4} y^{-1} = 1,9 \cdot 10^{-4}.$$

He o n. В спектре Z And наблюдаются линии [Ne III] и [Ne V]. Используя данные табл. 1, мы получим на основании фиг. 22 [9]

$$\frac{N_{NeV}}{N_{HII}} = 1,2 \cdot 10^{-5} y^{-1} = 0,24 \cdot 10^{-5}.$$

Фиг. 21 в [9] оказалась ошибочной. Соответствующие расчеты были проделаны заново, и результаты представлены на фиг. 2. На этой фигуре даны кривые равных значений функции $\Theta(N_e, T_e)$, определяющей относительную интенсивность запрещенных линий:

$$\frac{I_{3868+3967}}{I_{H\beta}} = \frac{N_{NeIII}}{N_H} \cdot \Theta(N_e, T_e). \quad (8)$$

На основании этого рисунка находим

$$\frac{N_{NeIII}}{N_{HII}} = 4 \cdot 10^{-7} y^{-1} = 0,8 \cdot 10^{-7}.$$

Полное содержание атомов неона будет равно

$$\frac{N_{Ne}}{N_H} = 1,2 \cdot 10^{-5} y^{-1} = 0,37 \cdot 10^{-5}.$$

Эта величина является нижней границей, поскольку здесь не учтены атомы, находящиеся в других состояниях ионизации.

Таблица 2

Элемент	Звезды В	Z And	NGC 7027	Nz And/ ^N NGC 7027
H	1	5	1	5
He III		0,107	0,061	1,75
He II		0,088	0,117	0,75
He	0,16	0,197	0,178	1,11
N II			$1,0 \cdot 10^{-5}$	
N III		$3,5 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1,0
N	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1,0
O II			$0,01 \cdot 10^{-4}$	
O III		$0,25 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,15 *
O IV		$7,5 \cdot 10^{-4}$	$6,4 \cdot 10^{-4}$	1,17
O V		$1,8 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{-4}$	0,65
O VI			$0,8 \cdot 10^{-4}$	
O	$5,9 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	0,79
Ne III		$4 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$ *
Ne IV			$1,5 \cdot 10^{-5}$	
Ne V		$1,2 \cdot 10^{-5}$	$6,6 \cdot 10^{-5}$	0,18 *
Ne	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	0,09
S II		$3,4 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$6,7 \cdot 10^{-3}$ *
S III		$6,3 \cdot 10^{-8}$	10^6	$6,3 \cdot 10^{-2}$ *
S	$3 \cdot 10^{-5}$	$9,7 \cdot 10^{-8}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

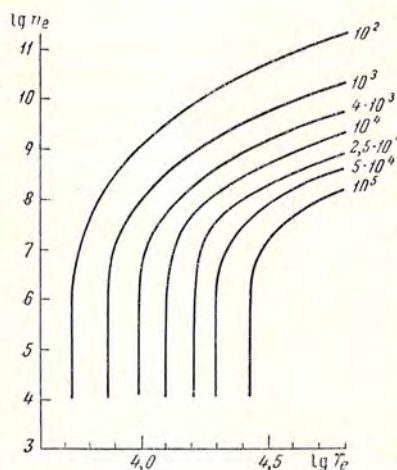
С е р а. Она представлена только запрещенными линиями [S II] и [S III]. Используя фиг. 17, 18 [9], получим

$$\frac{N_{S II}}{N_{H II}} = 3,4 \cdot 10^{-8} y^{-1} = 0,7 \cdot 10^{-8};$$

$$\frac{N_{S III}}{N_{H II}} = 6,3 \cdot 10^{-8} y^{-1} = 1,3 \cdot 10^{-8}.$$

Полное содержание атомов серы будет равно

$$\frac{N_S}{N_H} = 9,7 \cdot 10^{-8} y^{-1} = 2 \cdot 10^{-8}.$$



Фиг. 2. Кривые равных значений функции $\Theta(N_e, T_e)$ для линий $\lambda\lambda 3869 + 3967 \text{ \AA}$ ионов Ne III

Поскольку мы не рассматривали более высокие состояния ионизации, то приведенная величина будет нижней границей.

Обсуждение результатов. В табл. 2 собраны результаты определения концентрации различных ионов. Для сравнения приведены концентрации тех же ионов в планетарной туманности NGC 7027, определенные по приведенным выше формулам на основании интенсивностей линий, опубликованных в [11] и исправленных за межзвездное поглощение [10, 12]. В таблице также приведено содержание элементов в атмосферах В-звезд. Химические составы атмосфер звезд В и NGC 7027 близки между собой. Наблюдаются лишь небольшие отклонения в отдельных случаях, например у азота. Эти отклонения могут быть

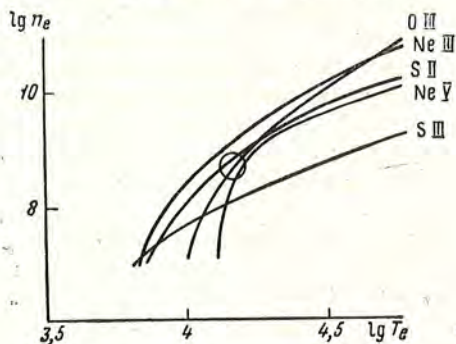
обусловлены различием методики изучения эмиссионного и абсорбционного спектров и пока неясно, стоит ли им придавать физическое значение. Мы будем сравнивать результаты определения содержания элементов в оболочке Z And с содержанием элементов в NGC 7027, поскольку анализ в обоих случаях выполнен одним методом. В последнем столбце табл. 2 дано отношение концентрации ионов в этих двух объектах. При рассмотрении таблицы видно, что концентрация ионов в оболочке Z And, полученная на основании интенсивностей запрещенных линий *, существенно меньше, чем в NGC 7027, в то время как концентрации ионов, полученные на основании разрешенных линий, довольно близки друг к другу.

Можно предложить следующие объяснения этому факту. Предположим, что оболочка Z And имеет некоторую неоднородность в распределении электронной плотности и температуры. Это приводит к тому, что различные линии будут возникать в разных местах оболочки. Так, разрешенные линии будут в основном возникать в местах с большей электронной плотностью, а запрещенные линии — в местах с меньшей электронной плотностью. Поскольку запрещенные линии возбуждаются электронным ударом, то в области их свечения электронная температура будет ниже, чем в других областях. Таким образом, возникшие первоначально в силу каких-то причин неоднородности электронной плотности сразу же повлекут за собой возникновение температурных неоднородностей.

При определении электронной плотности в оболочке Z And по интенсивностям линий [O III] была использована электронная температура, найденная по величине бальмеровского скачка. Очевидно, в области свечения [O III] температура будет ниже и использование завышенного значения температуры приведет к заметному занижению величины электронной плотности и, следовательно, к занижению концентрации ионов, определяемой по интенсивности запрещенных линий.

Если мы предположим, что относительное содержание ионов в оболочке Z And такое же, как и у NGC 7027, то мы сможем определить величины $\Theta(N_e, T_e)$ [см. формулу (8)] для каждой группы запрещенных линий, используя их интенсивности. На фиг. 3 представлены кривые равных значений величины $\Theta(N_e, T_e)$ для линий различных ионов. Кружком отмечено наиболее вероятное значение электронной температуры ($T_e = 15\,000^\circ$) и плотности ($N_e = 5 \cdot 10^8$) в той части оболочки Z And, где возникают запрещенные линии. Значение электронной температуры, найденное в этой части оболочки Z And, почти на $10\,000^\circ$ ниже, чем значение электронной температуры, определенное по величине бальмеровского скачка, и близко к температуре планетарных туманностей.

Следует отметить еще одну особенность различий в отношении наблюдаемых концентраций различных ионов в оболочке Z And и планетарной туманности NGC 7027: величина отношения меняется в довольно больших пределах. Так, для иона Ne V эта величина равна 0,18, в то время как для S II она равна $6,7 \cdot 10^{-3}$. Такое различие вызвано разной чувстви-



Фиг. 3. Соотношение между электронной температурой и электронной плотностью в оболочке Z And

* Это отношение отмечено звездочкой в табл. 2.

ностью линий к тушащим ударам. Из рассмотрения фиг. 17 и 22 [9] видно, что для S II влияние тушащих ударов на интенсивность линий сказывается уже при $N_e = 10^3 \text{ см}^{-3}$, в то время как для Ne V это критическое значение плотности равно 10^8 см^{-3} .

Следует отметить, что если мы имеем объект с весьма неоднородной электронной плотностью, но ее величина нигде не превышает критического значения, то эти неоднородности не повлияют непосредственно на интенсивность запрещенных линий. Они могут влиять косвенно, через изменение электронной температуры. Но если электронная плотность станет больше критического значения, то она уже начнет оказывать большее влияние на интенсивность запрещенных линий. Из этого следует, что при анализе спектров объектов, имеющих большую электронную плотность, более надежные данные получаются при использовании интенсивностей разрешенных линий.

Оболочка Z And не является единственным объектом, где существует сильная неоднородность условий. Оболочки новых имеют подобный характер неоднородностей в первое время после вспышки [13]. Даже спустя несколько лет после выброса их неоднородность не исчезает. Фотографии туманностей, образовавшихся на месте вспыхнувшей Новой, снятые в излучении разрешенных и запрещенных линий, имеют весьма различный вид.

Вернемся к табл. 2. Мы видим, что в оболочке Z And относительное содержание гелия, азота и кислорода не отличается заметно от относительного содержания этих элементов в планетарной туманности NGC 7027. Оболочка Z And имеет избыток водорода примерно в 5 раз. Это значение является предварительным вследствие отмечавшейся выше неопределенности той доли излучения в непрерывном спектре, которую вносит ионизированный водород. Здесь необходимы дальнейшие исследования.

В заключение выражаю благодарность Р. Е. Гершбергу и В. И. Проннику за полезное обсуждение этой работы.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. А. Б о я р ч у к (в печати).
2. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 90.
3. Т. С. Б е л я к и н а, А. А. Б о я р ч у к, Р. Е. Г е р ш б е р г. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 25.
4. M. J. Seaton. Rep. Progr. Phys., 1960, 23, 313.
5. J. S. Mathis. Astrophys. J., 1957, 125, 318, 493.
6. S. Pottasch. Astrophys. J., 1962, 135, 385.
7. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 120, 326.
8. А. А. Н и к и т и н. Вестн. ЛГУ, 1963, № 1, 124.
9. А. А. Б о я р ч у к, Р. Е. Г е р ш б е р г, В. И. П р о н и к. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 291.
10. A. Burgess, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 121, 76.
11. L. H. Ailler, J. S. Bowen, O. C. Wilson. Astrophys. J., 1963, 138, 1013.
12. C. R. O'Dell. Astrophys. J., 1963, 138, 1018.
13. Т. М. Б а р т а ш, А. А. Б о я р ч у к. Насп. том, стр. 173.
14. A. R. Wyse. Publ. Lick. Obs., 1939, 14, 3.

О БАЛЬМЕРОВСКОМ ДЕКРЕМЕНТЕ В СПЕКТРАХ
НЕКОТОРЫХ Ве-ЗВЕЗД

А. А. Боярчук, И. И. Проник

Из рассмотрения колориметрических и спектроскопических наблюдений Ве-звезд найдено, что излучение практически всех Ве-звезд несколько краснее обычных звезд тех же спектральных подклассов, что вызвано наличием оболочки. Степень этого покраснения у разных звезд различна. Определен бальмеровский декремент в спектрах X Per и χ Oph. Он оказался более пологим, чем у туманностей. Это, вероятно, вызвано большей оптической толщиной оболочек Ве-звезд для излучения в бальмеровских линиях.

ON THE BALMER DECREMENT IN THE SPECTRA OF SOME Be STARS, by A. A. Boyarchuk and I. I. Pronik.— From an examination of the colorimetric and spectroscopic observations of Be stars it is found that practically all the Be stars are somewhat redder than the usual stars of the same spectral subclasses, this being due to the presence of an envelope. The degree of reddening is different for different stars. The Balmer decrement of X Per and χ Oph is determined. It is less steep than that of nebulae. Apparently this is due to the large optical thickness of the envelopes of Be stars for the Balmer lines radiation.

Наиболее характерной чертой спектров Ве-звезд является наличие эмиссионных компонент у водородных линий. Изучению этих линий наблюдатели уделяют большое внимание. К сожалению, в большинстве случаев они ограничивают свое внимание лишь первыми членами бальмеровской серии. Между тем изучение высоких членов серии имеет большое значение для понимания природы оболочек Ве-звезд. Одной из важных характеристик оболочек является бальмеровский декремент. Поскольку Ве-звезды обладают различными оболочками, то бальмеровские декременты могут также различаться. Однако до настоящего времени лишь для нескольких звезд опубликованы бальмеровские декременты, охватывающие большое число линий [1].

Отмеченное обстоятельство сильно затрудняет сопоставление вида бальмеровского декремента с различными свойствами оболочки. Для этого необходимы дальнейшие наблюдения бальмеровских декрементов, охватывающих большее число линий.

Здесь описываются результаты определения бальмеровского декремента в спектрах двух звезд Ве: χ Oph (HD 148184, MWC 241, B1e) и X Per (HD 24534, MWC 78, BO: pe).

Исследование относительных интенсивностей спектральных линий требует знания распределения энергии в непрерывном спектре звезд. В связи с этим мы сперва рассмотрим вопрос о непрерывном спектре звезд Ве.

1. О непрерывном спектре Ве-звезд

Среди многочисленных особенностей, которые отличают звезды Ве от звезд В, отмечается особенность их непрерывного спектра. К сожалению, по этому вопросу нет единогласия. В одних работах показано, что непрерывный спектр звезд Ве не отличается от непрерывного спектра звезд В того же спектрального класса [2]. В других найдено, что спектрофотометрические градиенты Ве-звезд соответствуют более холодным атмосферам, что следует из их спектральных характеристик [3]. Исследование непрерывного спектра звезд типа Р Суг [4] показало, что большинство исследованных звезд с спектрофотометрической температурой, нормальной для своего спектрального класса, и только некоторые звезды имеют большие аномалии градиента. Сравнительно недавно, исследуя одну из наиболее известных звезд Ве (χ Oph), И. Д. Купо [5] нашла сильную аномалию ее непрерывного спектра по сравнению с обычными звездами, которую она объяснила влиянием синхротронного излучения.

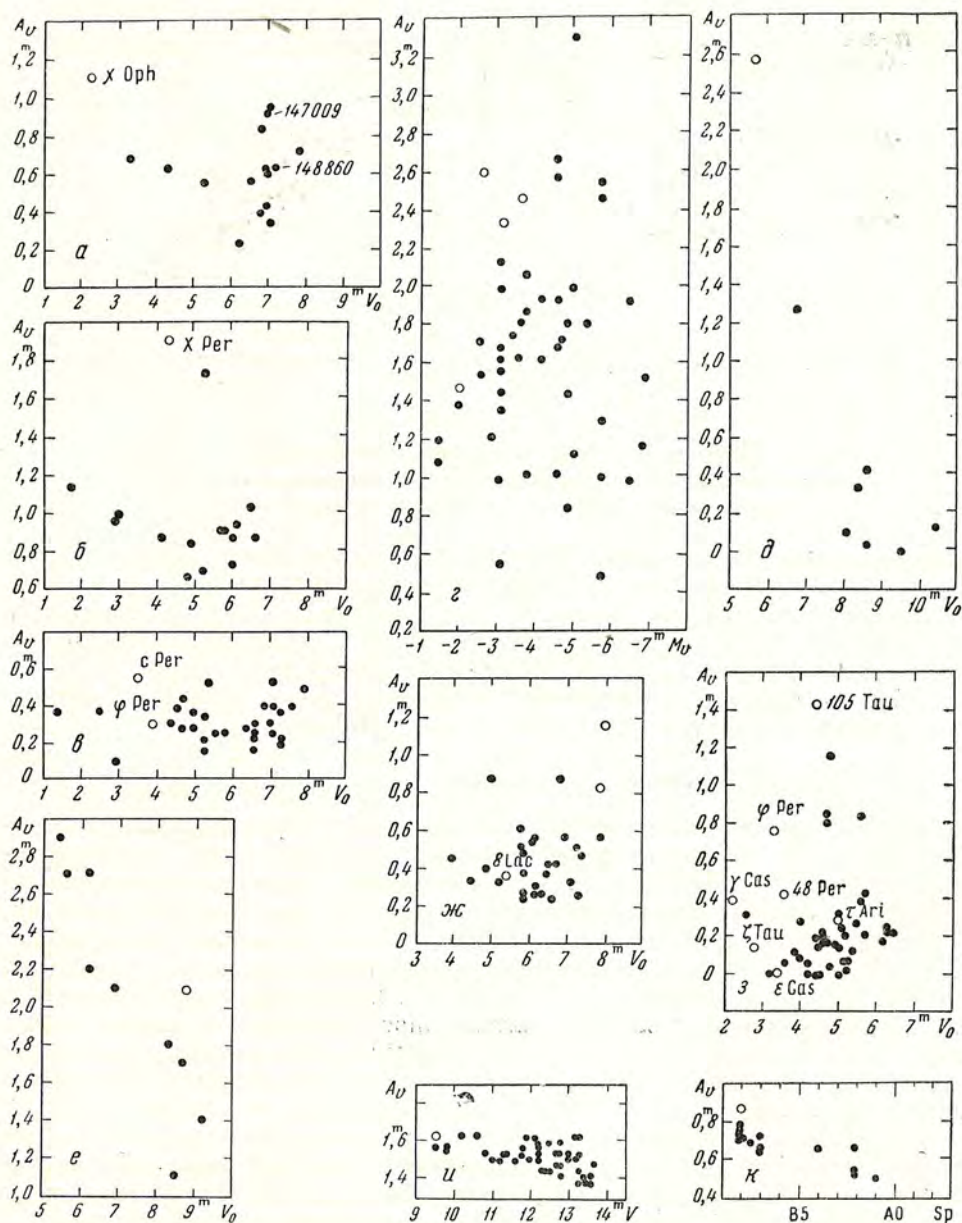
Таким образом, вопрос о непрерывном спектре Ве-звезд до конца еще не решен. Поэтому, прежде чем приступить к изучению атмосфер звезд Ве, необходимо более детально рассмотреть вопрос об их непрерывном спектре. Основное внимание при этом мы будем обращать на различие в распределении энергии у В- и Ве-звезд одного и того же спектрального класса. Такое рассмотрение возможно сделать как на основании непосредственных наблюдений спектрофотометрических градиентов, так и на основе рассмотрения колориметрических наблюдений звезд.

а) Наблюдение звезд Ве в системе U , B , V

Если считать, что звезды Ве имеют нормальные показатели цвета — такие же, как и звезды В соответствующего спектрального подкласса, то аномалию в их непрерывном спектре можно заметить при вычислении величины межзвездного поглощения звезд, принадлежащих скоплениям. Такой материал для 10 скоплений представлен на фиг. 1. Из фигуры следует, что наряду со звездами Ве, покраснение которых не отличается от среднего покраснения остальных звезд скоплений, к которым они принадлежат, существует значительная доля звезд Ве, покраснение которых превышает среднее. Величина «добавочного» покраснения может достигать $0^m,7$ в системе $(B - V)$. Трудно поверить, что этот эффект, который наблюдается у большего числа Ве-звезд, обусловлен только их межзвездным покраснением. Наиболее вероятно предположить, что это — следствие влияния оболочки. Из фиг. 1 также следует, что не имеет смысла говорить об аномалиях непрерывного спектра всех звезд Ве. Необходимо рассматривать каждую звезду Ве в отдельности либо найти способы выделять звезды с одинаковыми аномалиями непрерывного спектра по другим спектральным характеристикам, и тогда рассматривать эти группы звезд Ве каждую в отдельности.

В связи с изучением непрерывного спектра Ве-звезд большой интерес представляют также и диаграммы $(U - B)$, $(B - V)$ для скоплений. На таких диаграммах звезды Ве часто отклоняются от линий, на которых располагаются остальные звезды скоплений. Ярким примером может служить скопление NGC 6530 [14].

Мендоза [15] исследовал такие диаграммы, построенные для отдельных спектральных подклассов по большому числу звезд Ве. На основе своих наблюдений Мендоза пришел к выводу, что характеристики непрерывного спектра звезд Ве меняются в гораздо более широком диапазоне, чем у звезд В. На фиг. 2, а мы воспроизвели диаграмму из его работы для звезд В2е. Для сравнения на фиг. 2, б помещена диаграмма $(U - B)$, $(B - V)$ для обычных звезд В2, построенная по данным каталога Хилт-

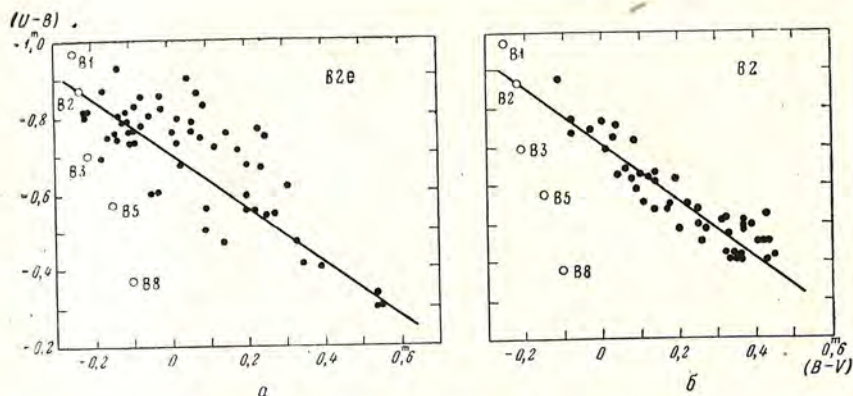


Фиг. 1. Аномалии в покраснении звезд Ве — членов ассоциаций и скоплений, согласно данным [6—13]

A_V — поглощение света в системе V; V — наблюдаемая визуальная звездная величина; M_V — абсолютная визуальная звездная величина. Светлые кружки — звезды Ве, черные кружки — прочие члены скоплений

а — ассоциация Sco II; б — ассоциация Per II; в — ассоциация Per I; г — ассоциация Gem I; д — NGC 2301; е — NGC 663; ж — ассоциация Lac; з — ассоциация Cas — Tau; и — NGC 457; к — M 36

нера [16]. Из фиг. 2 видно, что для звезд Ве разброс точек около линии нарастающего покраснения сильнее, чем для звезд В. Кроме того, Ве-звезды имеют тенденцию располагаться несколько «выше» этой линии. Подобные результаты Мендоза получил и для других спектральных подклассов звезд Ве. Он считает, что в звездах Ве имеется избыток излучения в ультрафиолете по сравнению с обычными звездами В. Тенденцию



Фиг. 2. Двухцветная диаграмма для звезд В2
Прямыми указаны линии нарастающего покраснения, светлыми кружками
показано положение нормальной главной последовательности

располагаться «выше» линии нарастающего покраснения можно объяснить также и следствием избыточного покраснения звезд.

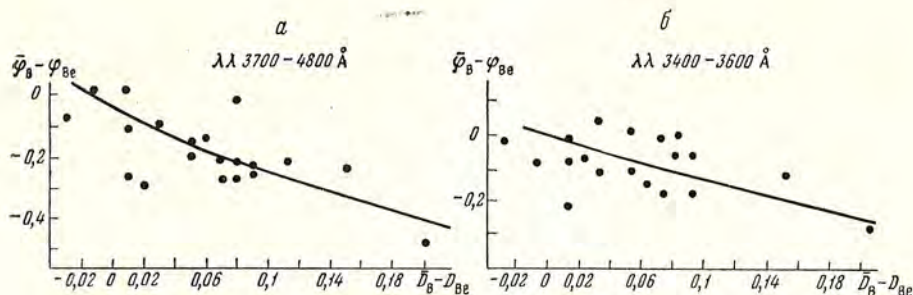
Таким образом, исследование Ве-звезд в системе U, B, V показывает, что они могут иметь избыточное «покраснение» и, кроме того, избыточное излучение в ультрафиолете по сравнению с обычными звездами В. Естественно считать, что оба явления возникают из-за влияния оболочки, которая в разных случаях сказывается по-разному.

б) Спектрофотометрические градиенты Ве-звезд

Распределение энергии в спектре звезды часто характеризуют спектрофотометрическими градиентами. Эти градиенты для звезд Ве определялись многими авторами, и, как было показано выше, результаты получались не совсем одинаковые вследствие того, что они, по-видимому, осреднялись по случайным группам звезд. Во всех работах обычно рассматривают среднюю величину спектрофотометрического градиента всех Ве-звезд данного спектрального подкласса. Между тем хорошо известно, что Ве-звезды имеют различную интенсивность эмиссии, а следовательно, и различную мощность оболочки, и поэтому можно ожидать, что будет различным влияние оболочки на величину спектрофотометрического градиента звезды.

На основании данных Д. Барбье и Д. Шалонжа [17] мы сделали попытку установить, как зависит отклонение от средней спектрофотометрической температуры В-звезд температур Ве-звезд того же подкласса от величины эмиссии. Здесь мы исходили из предположения, что эмиссия уменьшает величину обычного абсорбционного бальмеровского скачка. Отклонение величины скачка $D_{\text{Ве}}$ у Ве-звезд от средней величины скачка В-звезд данного подкласса $\bar{D}_{\text{В}}$ может служить мерой эмиссии.

На фиг. 3 представлена зависимость разности спектрофотометрических градиентов $\bar{\varphi}_{\text{В}} - \varphi_{\text{Ве}}$ от $\bar{D}_{\text{В}} - D_{\text{Ве}}$. Из фиг. видно, что существует определенная зависимость между величиной эмиссии ($\bar{D}_{\text{В}} - D_{\text{Ве}}$) и уменьшением наблюдаемой температуры звезды. Особое внимание стоит обратить на тот факт, что малым величинам $\bar{D}_{\text{В}} - D_{\text{Ве}}$ соответствуют малые величины $\bar{\varphi}_{\text{В}} - \varphi_{\text{Ве}}$, причем эти величины могут иметь любой знак. По-видимому, эти отклонения нужно рассматривать как случайные и считать, что спектрофотометрические градиенты В- и Ве-звезд со слабой эмиссией одинаковы, так как в этом случае влияние оболочки на спектрофотометрическую температуру звезды очень мало. Наличие оболочки у Ве-звезд



Фиг. 3. Связь аномалий спектрофотометрических градиентов Ве-звезд с аномалиями бальмеровских скачков

приводит к тому, что система звезда + оболочка имеет спектрофотометрическую температуру ниже температуры звезды. Возможно, что некоторые наблюдатели приходили к выводам о равенстве температур В- и Ве-звезд потому, что исследовали звезды с оболочками малой мощности. Кроме того, некоторые Ве-звезды имеют переменную оболочку [18]. Это может привести к тому, что наблюдения одной и той же Ве-звезды дадут различный результат в разные моменты наблюдений.

Таким образом, из рассмотрения колориметрических и спектроскопических наблюдений звезд Ве можно заключить, что каждая звезда Ве имеет свои индивидуальные особенности распределения энергии в непрерывном спектре, которые обусловлены различной мощностью оболочек. Поэтому следует рассматривать каждую звезду отдельно.

2. Спектрофотометрия χ Orh

а) Непрерывный спектр

Звезда χ Orh имеет склонение $\delta = -18^{\circ}54'$, и поэтому изучение ее непрерывного спектра встречает большие трудности при учете влияния атмосферного поглощения. Трудности возникают главным образом из-за сравнительно сильного изменения поглощения со временем и с зенитным расстоянием на малых высотах. Эти обстоятельства накладывают определенные ограничения на продолжительность экспозиции и выбор стандартных звезд. В качестве звезд сравнения были выбраны две звезды класса В9: HD 147009 и HD 148438, расположенные ближе 1° от звезды χ Orh и входящие вместе с ней в ассоциацию Скорпион II (см. фиг. 1, а). Наблюдения непрерывного спектра были выполнены на бесщелевом спектрографе СП-79 телескопа ЗТШ (дисперсия $180 \text{ \AA/мм}$). Экспозиции составляли несколько секунд для каждого снимка, и все наблюдения были сделаны в течение получаса. Поэтому мы можем надеяться, что изменение прозрачности атмосферы не скажется заметно на результатах.

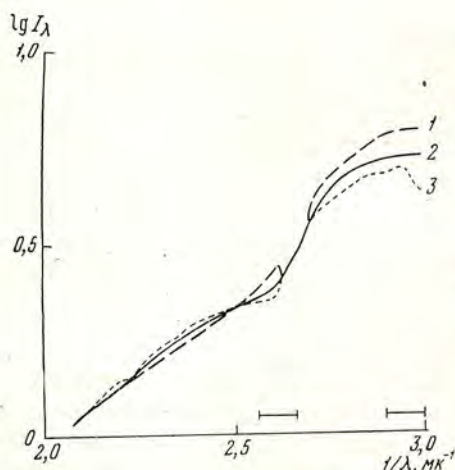
В табл. 1 приведены данные о наблюдениях на спектрографе СП-79. Спектрограммы были измерены на регистрирующем микрофотометре МФ-4 и обработаны методом, описанным в [19].

При обработке необходимо учесть влияние межзвездного поглощения. Для этого нам необходимо знать различие в величинах поглощения для звезды χ Orh и звезд сравнения. Это различие можно определить из фиг. 1, а. Как было показано выше, наблюдаемые покраснения звезд Ве нельзя полностью отнести за счет межзвездного

покраснения. Поэтому для χ Orh мы приняли $A_v = 0^m,6$, которое равно величине межзвездного

Таблица 1

Звезда	Число спектрограмм	sec z
χ Orh	5	2,41
HD 147009	2	2,69
HD 148438	2	2,41



Фиг. 4. Распределение энергии в непрерывном спектре звезды χ Ori

1 — по определению относительно спектра звезды HD 147009; 2 — среднее из двух определений; 3 — по определению относительно спектра звезды HD 148438

Горизонтальные черточки над осью $1/\lambda$ отмечают область наибольшей неопределенности в определении непрерывного спектра звезды χ Ori

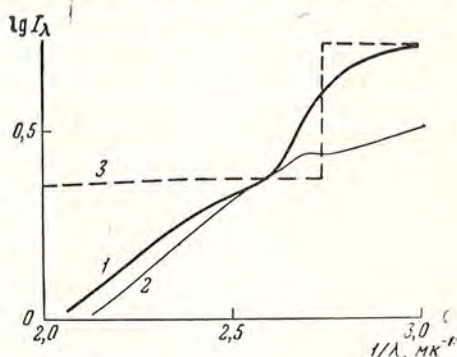
в непрерывном спектре χ Ori с использованием различных звезд сравнения удовлетворительно согласуются между собой. Наибольшее расхождение наблюдается у бальмеровского предела (15%), что, вероятно, вызвано в основном неопределенностью теоретического распределения энергии для звезд сравнения в этой области [19] и близ $1/\lambda = 3$ (20%), что, возможно, вызвано трудностями учета атмосферного поглощения в этой области спектра.

На фиг. 5 представлено сравнение распределения энергии в непрерывном спектре χ Ori и среднего распределения для двух звезд: ν Ori (B0 V) и ϵ Ori (B0 Ia). Распределение энергии в спектрах ν Ori и ϵ Ori было взято из [20] и исправлено за влияние межзвездного поглощения согласно данным [21]. Спектральный класс χ Ori близок к спектральному классу ν Ori и ϵ Ori. Однако, как видно из фиг. 5, распределение энергии в их спектрах заметно отличается. Это различие, по-видимому, вызвано наличием газовой оболочки, окружающей χ Ori. Штриховой линией проведено распределение энергии свечения ионизированного водорода для электронной температуры $T_e = 15\,000^\circ$ и электронной плотности $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ [22]. Легко видеть, что излучение оболочки, состоящей из ионизированного водорода, вызовет покраснение света звезды в области спектра до бальмеровского предела и создаст эмиссионный скачок.

Различие в распределении энергии в спектре χ Ori и в спектрах ϵ Ori и ν Ori соответствует изменению цвета $B-V$ на $0^m,16$. С другой стороны,

поглощения для ближайших к ней членов ассоциации. Такое же поглощение было принято для HD 148438, которая вместе с HD 148860 является ближайшей к χ Ori звездой. Звезда HD 147009 имеет поглощение $0^m,9$. Различие в поглощении на $0^m,3$ между рассматриваемыми звездами, по-видимому, вызвано тем, что HD 147009 окружена небольшой туманностью, которая хорошо заметна на картах Паломарского атласа неба.

Учет влияния межзвездного поглощения на распределение энергии в непрерывном спектре звезд был произведен обычным путем. В качестве теоретического распределения энергии в непрерывном спектре звезд было принято среднее распределение энергии для звезд B9 [19]. Результаты представлены на фиг. 4. Из этой фигуры видно, что результаты определения распределения энергии в



Фиг. 5. Сравнение распределения энергии в непрерывном спектре χ Ori (1), среднего распределения в двух звездах B0, ν Ori и ϵ Ori (2) и в спектре ионизированного водорода с $T_e = 15\,000^\circ$ (3)

из фиг. 1, а мы имеем для χ Орh избыточное поглощение $\Delta A_v = 0^m,5$, что соответствует изменению цвета на $0^m,17$. Это согласие свидетельствует о надежности полученного распределения энергии в спектре χ Орh. Об этом также говорит согласие величин бальмеровского эмиссионного скачка, полученных из фиг. 5 ($D = 0,23$) и по спектрограммам с дисперсией $13 \text{ \AA/мм}$ ($D = 0,17$).

Как было отмечено выше, полученное распределение энергии в спектре χ Орh можно представить как распределение энергии в спектре суммарного излучения нормальной звезды В и ионизированного водорода. Мы не обнаружили изломов в наблюдаемом распределении энергии в спектре χ Орh, отмеченных в [5], и наши результаты не подтверждают присутствия синхротронного излучения в спектре этой звезды.

Важно отметить, что излучение оболочки всегда одновременно увеличивает цвет $B-V$ и уменьшает $U-B$. Это легко видеть из фиг. 5. Такое изменение цветов звезд приведет к тому, что на диаграмме $(U-B)$, $(B-V)$ звезды Ве будут в среднем смещены вверх и вправо по отношению к положению звезд В, что мы и видели на фиг. 2, а.

б) Линейчатый спектр оболочки

В течение трех сезонов были произведены наблюдения на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории с целью изучения линейчатого спектра χ Орh. Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 2.

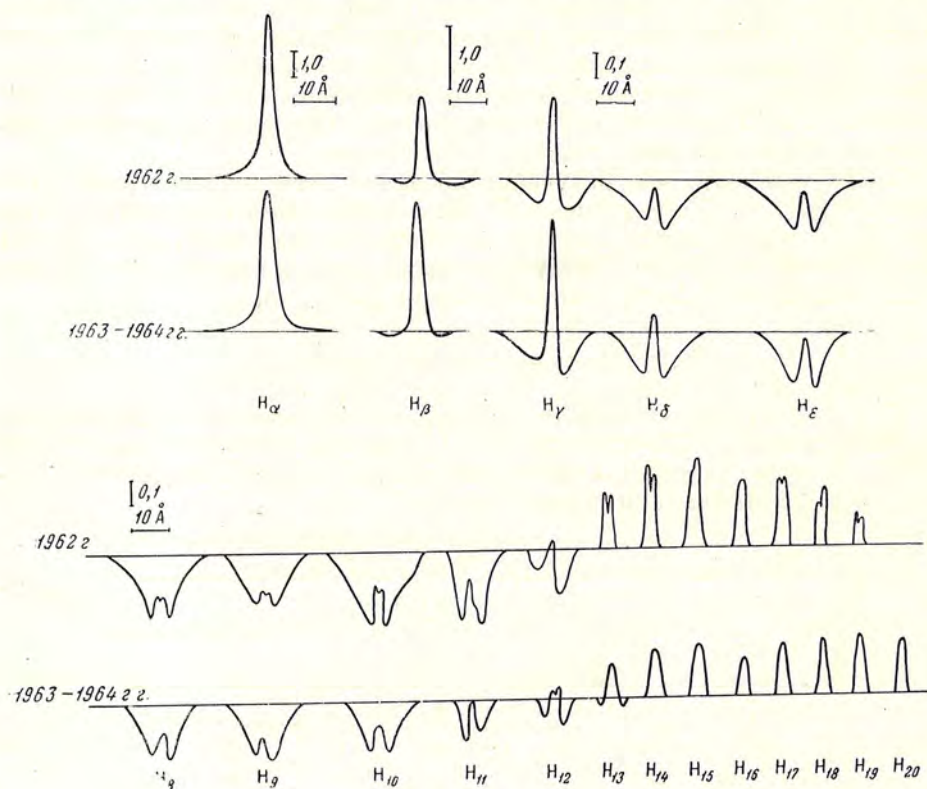
Таблица 2

Сезон	Дисперсия, $\text{\AA/мм}$	Число спектрограмм	Сорт пластинок
Май-июнь 1962 г.	33	10	103 aO — 103 aF
	13	1	103 aO
Июль-август 1963 г.	33	9	103 aO — 103 aF
Апрель 1964 г.	13	3	0aO

Все спектрограммы были измерены на регистрирующем микрофотометре типа Молля и обработаны обычным методом. Эмиссионные компоненты в спектре χ Орh наблюдаются только у водородных линий, и их можно уверенно проследить до H_{26} . Эти линии представлены на фиг. 6 отдельно для 1962 и для 1963—1964 гг. (На этой фигуре и на всех последующих длинноволновый конец спектра справа.) Из фиг. 6 видно, что интенсивность эмиссионных компонент несколько усилилась в 1963—1964 гг. по сравнению с 1962 г. Различия в интенсивностях эмиссии в спектрах, полученные в разные ночи одного сезона, были меньше, чем различия, представленные на фиг. 6. Можно сделать вывод, что во время наших наблюдений оболочка χ Орh не претерпевала существенных изменений.

На основании контуров линий были определены эквивалентные ширины эмиссионных линий водорода. Используя их, мы вычислили бальмеровский декремент. При этом распределение энергии принято такое, как приведено на фиг. 4. Вычисленный декремент приведен на фиг. 9, а (крестики). Определение бальмеровского декремента в случае Ве-звезд встречает большие трудности, связанные главным образом с учетом излучения фотосферы звезды. Предположим, что излучение фотосферы звезды является обычной для данного спектрального класса и что излучением

оболочки является только то излучение, которое исходит из областей, находящихся выше фотосферы. Если оболочка оптически толстая для излучения в линиях, то мы внесем некоторую ошибку, приняв это предположение. Эта ошибка будет небольшой для линий H_α и H_β , поскольку их интенсивность велика по сравнению с интенсивностью излучения в фотосфере в этих же длинах волн, а также для высоких членов серии H_{12} —



Фиг. 6. Контуры водородных линий χ Ор

Вертикальные линии показывают масштаб по оси ординат в единицах непрерывного спектра

H_{17} , так как эти линии будут уже, по-видимому, оптически тонкими. Поэтому при дальнейшем обсуждении мы будем уделять основное внимание точкам, соответствующим этим линиям.

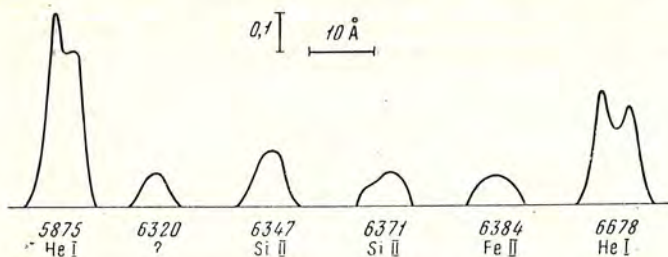
3. Спектрофотометрия X Per

Наблюдения этой звезды производились на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории в течение двух сезонов. Данные о наблюдениях приведены в табл. 3.

Таблица 3

Сезон	Дисперсия, Å/мм	Число спектрограмм	Сорт пластинок
Сентябрь-октябрь 1962 г.	33	4	103 aO — 103 aF
Октябрь 1963 г. — февраль 1964 г.	33	14	0aO — 0aF

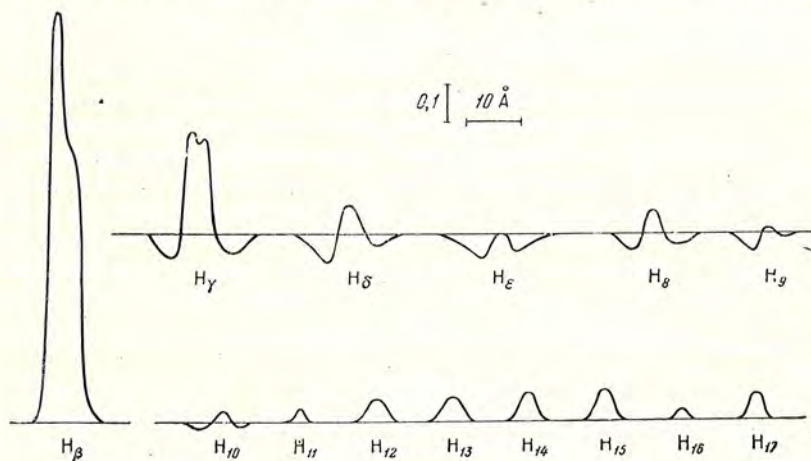
Результаты обработки показали, что за весь период наблюдений интенсивность и характер линий существенно не изменились. Поэтому все полученные контуры были усреднены отдельно для каждой линии. На фиг. 7 представлены контуры линий, наблюдаемые в красной области спектра. Это линии гелия и однажды ионизированных металлов. Линию с длиной волны $\lambda \approx 6320 \text{ \AA}$ нам не удалось отождествить. Тот факт, что



Фиг. 7. Эмиссионные линии He I и металлов в красной области спектра звезды X Per

линии гелия наблюдаются в эмиссии, весьма примечателен, поскольку относительно небольшое число звезд Ве обладает такой особенностью. В более высоких членах гелиевых серий эмиссия явно не наблюдается. Ее присутствие выражается в уменьшении наблюдаемых эквивалентных ширин линий поглощения. Это хорошо показано в табл. 4, где приведены эквивалентные ширины линий в спектре X Per и в спектрах σ Cas [23] и τ Sco [24]. Из контуров линий, представленных на фиг. 7, было найдено, что их полуширина равна $\sim 250 \text{ км/сек}$, что очень близко к величине, определенной по линиям поглощения и равной $\sim 240 \text{ км/сек}$. Это означает, что эмиссионные линии возникают в слое газа, расположенном близ поверхности звезды.

На фиг. 8 представлены контуры водородных линий в спектре X Per. На основании этих контуров были определены эквивалентные ширины



Фиг. 8. Контуров водородных линий звезды X Per

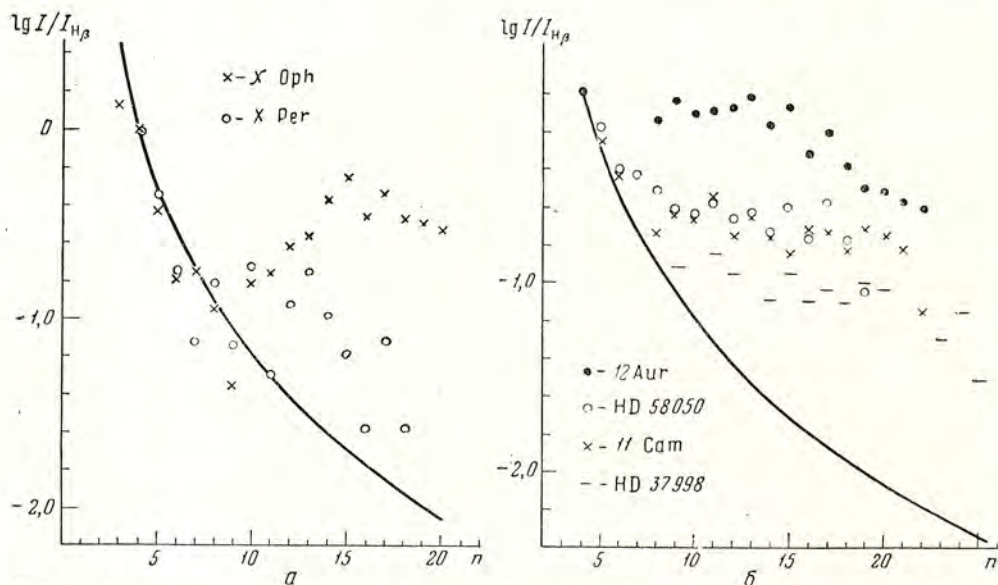
Вертикальной линией показан масштаб по оси ординат в единицах непрерывного спектра

эмиссионных компонент водородных линий таким же методом, как и в случае χ Ori. Все рассуждения относительно точности их определения, приведенные для χ Ori, остаются в силе и для X Per.

Для определения бальмеровского декремента необходимо знать распределение энергии в непрерывном спектре X Per. К сожалению, нам не

удалось в этом случае провести непосредственное определение распределения энергии. Как было отмечено выше, наличие оболочки у X Per делает излучение этой звезды более красным, и здесь нельзя уже использовать среднее распределение энергии в спектрах звезд того же спектрального класса.

Поэтому мы предположили, что распределение энергии в спектре X Per совпадает с распределением энергии в спектре звезды, имеющей показатель цвета $B-V$, равный показателю цвета $B-V$ для X Per, исправленному за межзвездное покраснение (см. фиг. 1,б). В случае χ Oph мы



Фиг. 9. Сравнение теоретического бальмеровского декремента с наблюдаемыми декрементами звезд

видели, что распределение энергии в спектре суммарного излучения звезды и оболочки не отличается заметно по характеру от распределения энергии в спектрах обычных звезд, а лишь соответствует более низкотемпературному излучению. Это дает нам основание надеяться, что в случае X Per мы не внесем существенных ошибок в бальмеровский декремент, если примем указанное распределение энергии. В результате мы приняли для X Per распределение энергии, соответствующее классу A0, за исключением области бальмеровского скачка, где мы считали, что распределение соответствует классу B0. Полученный бальмеровский декремент представлен на фиг. 9,а.

Мы обнаружили эмиссионный скачок на всех спектрограммах, имеющих хорошую плотность негатива в этой области спектра. Его средняя величина равна $-0,07$.

Закключение

На фиг. 9 сплошной линией представлен бальмеровский декремент, вычисленный для случая B и $T_e = 10\,000^\circ$ [25]. Мы видим, что высокие члены бальмеровской серии в спектрах и χ Oph и X Per имеют интенсивность, большую чем теоретическая. Подобное же явление наблюдается и в случае бальмеровских декрементов, опубликованных Бёрбиджами [1] (фиг. 9,б). Это отклонение, вероятно, объясняется тем, что реальные оболочки Ве-звезд не прозрачны для излучения в линиях бальмеровской серии. Интересно отметить, что интенсивность линии H_α в спектре

Таблица 4

λ , Å	X Per B0e IV	σ Cas B 1 III	τ Sco B0 V	λ , Å	X Per B0e IV	σ Cas B 1 III	τ Sco B0 V
5875	3,18 эм.		0,79	4922	0,0	1,19	0,76
4471	0,0	0,97	1,18	4388	0,38	0,57	0,69
4026	0,46	0,78	1,10	4144	0,41	0,38	0,48
6678	1,86 эм.		0,74	4009	0,22	0,37	0,32

χ Орн несколько ниже, чем для случая B [25]. Это, вероятно, является следствием наличия градиента скорости в оболочке χ Орн [26].

Как видно из фиг. 9, бальмеровские декременты оболочек звезд Ве различны для разных звезд. Нам не удалось обнаружить заметную корреляцию между отношением $I_{H\alpha}/I_{H\beta}$ и отклонением положения данной звезды на двухцветной диаграмме от линии нарастающего покраснения.

В заключение мы выражаем глубокую благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь при обработке спектрограмм и при изготовлении рисунков.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. R. Burbidge, E. M. Burbidge. *Astrophys. J.*, 1953, 118, 252.
2. О. Д. Докучаева. Дисс. М., 1954.
3. Цой Дяй О. *Астр. ж.*, 1956, 33, 506.
4. В. П. Архипова. Дисс. М., 1963.
5. И. Д. Купо. *Астр. ж.*, 1961, 38, 496.
6. R. H. Hardie, D. L. Crawford. *Astrophys. J.*, 1961, 133, 843.
7. D. L. Harris III. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 371.
8. R. H. Hardie, C. K. Seyfert, J. S. Gullidge. *Astrophys. J.*, 1960, 132, 361.
9. S. W. Svolopoulos. *Astrophys. J.*, 1962, 136, 788.
10. D. L. Harris III. *Astrophys. J.*, 1955, 121, 555.
11. D. L. Crawford. *Astrophys. J.*, 1963, 137, 523.
12. P. Pesch. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 764.
13. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 1953, 117, 348.
14. M. F. Walker. *Astrophys. J.*, 1957, 125, 636.
15. E. E. Mendoza. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 207.
16. W. Hiltner. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, N 24.
17. D. Barbier, D. Chalonge. *Ann. d'Astrophys.*, 1941, 4, 30.
18. Э. С. Бродская. *Наст. том*, стр. 238.
19. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1963, 30, 25.
20. *Звездные атмосферы*. Под ред. Д. Л. Гринстейна. ИЛ, 1963.
21. S. Sharpless. *Astrophys. J.*, 1952, 116, 251.
22. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1963, 29, 291.
23. Т. М. Барташ. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1964, 31, 37.
24. J. Jugaku. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1959, 11, 161.
25. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, 119, 90.
26. В. В. Соболев. *Астр. ж.*, 1959, 36, 753.

О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗД. II

Р. Е. Гершберг

Продолжен анализ фотометрических и колориметрических характеристик эруптивных звезд в рамках небулярной модели [1], в которой излучение этих объектов рассматривается как суммарное излучение системы звезда + горячий газ малой оптической толщи. Вычислены «газовые» и «звездные» параметры, необходимые для определения по соотношениям (1) цветов и блеска систем, состоящих из звезд разных спектральных классов и газовых образований с различными физическими условиями. Приводится сопоставление наблюдаемого и теоретических треков вспышки звезды H II 1306 на двухцветной диаграмме и диаграмме цвет — величина вспышек звезды EV Lac. Даны отношения приращений цветов и блеска при колебаниях блеска малой амплитуды, обусловленных появлением дополнительного источника излучения.

PHOTOMETRIC AND COLORIMETRIC CHARACTERISTICS OF ERUPTIVE STARS. II, by *R. E. Gershberg*.— The present paper is a continuation of the analysis of photometric and colorimetric characteristics of eruptive stars within the framework of the nebular model [1], in which the radiation of these objects is assumed to be the summed radiation of the system star + hot gas of small optical thickness. The «gaseous» and «stellar» parameters are computed, these being necessary for the determination from (1) of the colours and brightness of systems consisting of different type stars and gaseous bodies at different physical conditions. A comparison is made of the observed and theoretical tracks of the flare of H II 1306 in the two-colour diagram and that of EV Lac in the colour-magnitude diagram. The ratios of increasing the colours and brightness at brightness variations of small amplitude, due to the appearance of an additional radiation source, are given.

В статье [1] было показано, что известные колориметрические особенности вспыхивающих звезд могут быть удовлетворительным образом объяснены совместным свечением источников с различными спектральными свойствами, а именно свечением звезды позднего спектрального класса и оптически тонкого ионизированного газа. Согласно [1] цвета составной системы звезда + горячий газ $(U - B)_{\Sigma}$ и $(B - V)_{\Sigma}$ и приращение блеска составной системы в фотографических лучах за счет вклада газовой компоненты Δm_B можно выразить следующим образом:

$$(U - B)_{\Sigma} = (U - B)_* - 2,5 \lg \frac{10^{-0,4[(U-B)_{\text{газ}} - (U-B)_*]} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}} \right)}{1 + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}} \right)};$$

$$\left. \begin{aligned} (B-V)_{\Sigma} &= (B-V)_{*} + 2,5 \lg \frac{10^{-0,4[(B-V)_{*} - (B-V)_{\text{газ}}]} + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right)}{1 + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right)}; \\ \Delta m_B &= -2,5 \lg \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{\Delta\lambda}{\kappa} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right)} \right], \end{aligned} \right\} (1)$$

где $(U-B)_{*}$, $(B-V)_{*}$, $(U-B)_{\text{газ}}$ и $(B-V)_{\text{газ}}$ — цвета компонент составной системы; $\Delta\lambda = \int_B I_{\lambda}^{*} \psi_{\lambda}^B d\lambda / I_{\text{H}\delta}^{*} \psi_{\text{H}\delta}^B$ — величина, равная интер-

валу длин волн, в котором уложилось бы все излучение звезды в полосе B , если бы интенсивность излучения звезды всюду была равна интенсивности в длине волны $\text{H}\delta$, т. е. эта величина — своего рода «эквивалентная ширина полосы B »; ψ_{λ}^B — кривая реакции фотометрической системы B ; $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$ — эквивалентная ширина линии $\text{H}\delta$ в газовой компоненте; $W_{\text{H}\delta}^{\Sigma}$ — эквивалентная ширина линии $\text{H}\delta$, отнесенная к суммарному непрерывному спектру системы звезда + горячий газ; $\kappa = \int_B I_{\lambda}^{\text{газ}} \psi_{\lambda}^B d\lambda / I_{\text{H}\delta} \psi_{\text{H}\delta}^B =$ = (общая интенсивность излучения газовой компоненты в полосе B) / (интенсивность излучения эмиссионной линии $\text{H}\delta$ в полосе B). Величины $(U-B)_{*}$, $(B-V)_{*}$ и $\Delta\lambda$ зависят только от распределения энергии

Таблица 1

$\lambda, \text{Å}$	ψ_{λ}^U	ψ_{λ}^B	ψ_{λ}^V	$\lambda, \text{Å}$	ψ_{λ}^B	ψ_{λ}^V
3000	0,025			5200	0,695	2,512
3100	0,250			5300	0,430	2,850
3200	0,680			5400	0,210	2,820
3300	1,137			5500	0,055	2,625
3400	1,650			5600		2,370
3500	2,006			5700		2,050
3600	2,250	0,006		5800		1,720
3700	2,337	0,080		5900		1,413
3800	1,925	0,337		6000		1,068
3900	0,650	1,425		6100		0,795
4000	0,197	2,253		6200		0,567
4100	0,070	2,806		6300		0,387
4200		2,950		6400		0,250
4300		3,000		6500		0,160
4400		2,937		6600		0,110
4500		2,780		6700		0,081
4600		2,520		6800		0,061
4700		2,230		6900		0,045
4800		1,881	0,020	7000		0,028
4900		1,550	0,175	7100		0,017
5000		1,275	0,900	7200		0,007
5100		0,975	1,880			

в спектре звезды; величины $(U - B)_{\text{газ}}$, $(B - V)_{\text{газ}}$, κ и $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$ зависят от физических условий в газовой компоненте составной системы. Величина $W_{\text{H}\delta}^{\Sigma}$ определяется отношением интенсивностей газовой и звездной компонент в суммарном излучении системы и заключена в пределах от 0 до $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}} : W_{\text{H}\delta}^{\Sigma} \rightarrow 0$, когда интенсивность газовой компоненты пренебрежимо мала, и $W_{\text{H}\delta}^{\Sigma} \rightarrow W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$, когда излучение газовой компоненты намного превышает излучение звезды.

В статье [1] приведены численные значения указанных выше величин для двух звезд и для двух электронных температур газовой компоненты. Целесообразно иметь значения этих параметров для широкого диапазона спектрофотометрических температур звезд и различных физических условий в газовых компонентах. В принципе детальные спектрофотометрические наблюдения дадут возможность определить все эти параметры непосредственно из наблюдений. Но тогда вся эта схема исследования колориметрических характеристик окажется уже ненужной, поскольку смысл ее применения состоит в том, чтобы по наблюдаемым цветовым свойствам составной системы получить хотя бы грубые оценки физических условий в компонентах системы, когда исследование этих условий спектроскопическими методами еще недоступно. Таким образом, параметры газовой и звездной компонент, входящие в соотношения (1), следует рассчитать теоретически. Ниже приводятся результаты таких расчетов.

В табл. 1 приведены кривые реакции фотометрической системы U, B, V . Эти данные получены Мельбурном и Кодом и опубликованы в [2]. Согласно [2], цвета источников излучения с произвольным распределением энергии по спектру I_{λ} следует вычислять по формулам

$$\left. \begin{aligned} U - B &= 2^m,30 \lg \frac{\int_U I_{\lambda} \psi_{\lambda}^B d\lambda}{\int_U I_{\lambda} \psi_{\lambda}^U d\lambda} - 1^m,31; \\ B - V &= 2^m,56 \lg \frac{\int_B I_{\lambda} \psi_{\lambda}^V d\lambda}{\int_B I_{\lambda} \psi_{\lambda}^B d\lambda} + 0^m,81. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Параметры газовой компоненты

Вычисления «газовых» параметров, входящих в (1), выполнены для следующих 10 вариантов: для пяти электронных температур — $T_e = 5000, 10\,000, 15\,000, 20\,000$ и $30\,000^\circ\text{K}$ —и для двух диапазонов электронных плотностей: $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$, когда запрещенные линии и двухквантовое непрерывное излучение пренебрежимо слабы по сравнению с рекомбинационным свечением, и $n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$, когда удары второго рода не дезактивируют атомы и ионы, находящиеся в метастабильных состояниях. Распределение энергии в непрерывном спектре и величины $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$ взяты из [3]*. Относительные интенсивности эмиссионных линий взяты такими, какими они наблюдаются в центральной части туманности Ориона [4], причем для вариантов $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ учитывались только рекомби-

* В расчетах [3] были учтены бальмеровский, пашеновский и бреккетовский рекомбинационные континуумы. Учет рекомбинационных континуумов высших порядков дает поправку в рассчитанные интенсивности небулярного континуума до 10—15%. (Продолжение списка см. на следующей странице).

национные линии, а для вариантов $n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$ — и рекомбинационные, и запрещенные линии.

В табл. 2 приведены результаты вычисления «газовых» параметров $(U-B)_{\text{газ}}$, $(B-V)_{\text{газ}}$, $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$ и κ . В трех следующих строках табл. 2 приведены величины $\mu_{U,B,V}$ — доли излучения эмиссионных линий в общей интенсивности излучения газовой компоненты. Располагая этими величинами и кривыми реакций $\psi_{\lambda}^{U,B,V}$, нетрудно вычислить цвета газового образования, у которого относительные интенсивности эмиссионных линий заметно отличаются от относительных интенсивностей линий в туманности Ориона.

Таблица 2

n_e	$n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$					$n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$				
	5	10	15	20	30	5	10	15	20	30
$T_e (10^3 \text{ }^\circ\text{K})$										
$(U-B)_{\text{газ}}$	-1,09	-0,94	-0,80	-0,78	-0,51	-0,86	-0,79	-0,75	-0,73	-0,62
$(B-V)_{\text{газ}}$	-0,56	-0,38	-0,31	-0,25	-0,19	-0,01	+0,03	+0,04	+0,04	+0,04
$W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}} (\text{\AA})$	5500	1000	550	370	220	460	330	260	190	140
κ	6,9	7,8	8,7	9,5	11	18	19	20	21	23
μ_U	0,21	0,23	0,23	0,20	0,23	0,49	0,49	0,49	0,48	0,49
μ_B	0,956	0,85	0,76	0,70	0,59	0,88	0,84	0,80	0,77	0,70
μ_V	0,74	0,56	0,47	0,41	0,33	0,87	0,80	0,76	0,72	0,65
$(U-B)_{\text{конт}}$	-4,0	-2,5	-2,0	-1,7	-1,1	-2,4	-1,9	-1,7	-1,5	-1,1
$(B-V)_{\text{конт}}$	+1,4	+0,8	+0,6	+0,5	+0,4	+0,2	+0,3	+0,3	+0,2	+0,2

Использованное в расчетах табл. 2 предположение о постоянстве относительных интенсивностей эмиссионных линий равносильно предположению о том, что интенсивности всех эмиссионных линий одинаковым образом зависят от электронной температуры. В действительности это не так. Относительные интенсивности балмеровских линий, например, подчиняются соотношению

$$\frac{I_{j2}}{I_{\text{H}\delta}} \propto \frac{b_j(T_e)}{b_6(T_e)} e^{\frac{\chi_j - \chi_6}{kT_e}}, \quad (3)$$

где $b_j(T_e)$ — коэффициенты Мензела, а χ_j — потенциалы ионизации с соответствующих уровней. Как показывают оценки, учет этого эффекта —

В следующей табличке приведены поправочные множители в трех областях системы U, B, V .

n_e	$n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$					$n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$				
	5	10	15	20	30	5	10	15	20	30
$T_e (10^3 \text{ }^\circ\text{K})$										
U	1,00	1,01	1,03	1,04	1,06	1,00	1,01	1,02	1,03	1,04
B	1,04	1,12	1,15	1,15	1,13	1,01	1,04	1,07	1,08	1,08
V	1,04	1,12	1,15	1,15	1,13	1,02	1,07	1,10	1,10	1,10

Эта поправка за рекомбинационные континуумы высших порядков наряду с некоторым уточнением кривых реакций $\psi_{\lambda}^{U,B,V}$, использованных в [1], объясняет небольшое расхождение приводимых ниже «газовых» параметров с соответствующими величинами в [1].

эффекта различной зависимости интенсивности рекомбинационных линий от электронной температуры — дает поправку в цвете менее $0^m,08$. Однако эта поправка не повысила бы реальной точности расчетов. Дело в том, что основное отличие рассматриваемых газовых образований от газовой туманности состоит не в величине электронной температуры, а в механизме возбуждения. Газовые туманности возбуждаются жестким ультрафиолетовым излучением горячей звезды, и степень ионизации вещества в них практически постоянна. При вспышках же UV Cет-звезд возникающие газовые образования светятся, по-видимому, за счет запасенной внутренней энергии, и, возможно, нетепловых источников нагрева, причем все эти процессы чрезвычайно скоротечны и в них могут быть существенны эффекты нестационарности. Поскольку нет еще четкого представления о механизме возбуждения этих газовых образований и аналогия с диффузной туманностью используется лишь как грубое приближение, то нет смысла вводить малые поправки, которые не затрагивают основного недостатка используемой схемы.

Что же касается интенсивностей запрещенных линий, то они гораздо чувствительнее к электронной температуре, чем интенсивности рекомбинационных линий. Но в тех случаях, когда в спектрах эруптивных звезд появляются запрещенные линии (Т Тау, Новые), относительные интенсивности этих линий в большей степени зависят от электронной плотности и от степени ионизации вещества, чем от электронной температуры.

В принципе можно было бы рассчитать «газовые параметры» для различных комбинаций этих трех независимых характеристик среды — электронной температуры, электронной плотности и степени ионизации. Однако эта громоздкая вычислительная работа оказалась бы практически бесполезной: чтобы из полученного таким образом обширного набора этих параметров выбрать те, которые соответствуют физическим условиям в рассматриваемом объекте, необходимо иметь хотя бы самые предварительные спектральные данные, позволяющие определить эти физические условия. Но те же самые спектральные данные позволяют найти «газовые параметры» непосредственным пересчетом величин, приведенных в табл. 2, с помощью $\mu_{U,B,V}$ и $\psi_{\lambda}^{U,B,V}$. Эти же соображения надо иметь в виду при колориметрических исследованиях эруптивных объектов, у которых оптическая толщина в бальмеровских линиях велика; по наблюдаемым относительным интенсивностям линий проще при помощи табл. 2 оценить ожидаемые «газовые параметры» непосредственно, чем по тому же наблюдаемому декременту оценить $\tau_{H_{\alpha}}$ и выбирать затем «газовые параметры» из рассчитанного впрок набора величин для различных $\tau_{H_{\alpha}}$.

Чтобы иметь представление о характере изменения цветов газового образования по мере роста оптической толщи в линиях бальмеровской серии, вычислены цвета небулярного континуума. Эти величины приведены в двух последних строках табл. 2. С ростом оптической толщи в линиях вклад небулярного континуума в общее излучение газового образования становится все более существенным, и положение этого образования на двухцветной диаграмме должно смещаться в сторону более отрицательных цветов $U-B$ и более положительных цветов $B-V$.

Параметры звездной компоненты

Звезды типа UV Cет вне вспышки сравнительно доступны для колориметрических и спектрофотометрических исследований. Поэтому «звездные параметры», входящие в соотношения (1), особенно цвета $(U-B)_*$ и $(B-V)_*$, можно брать, как правило, непосредственно из наблюдений. Тем не менее целесообразно иметь набор этих параметров, вычисленных для источников излучения с распределением энергии в спектре по зако-

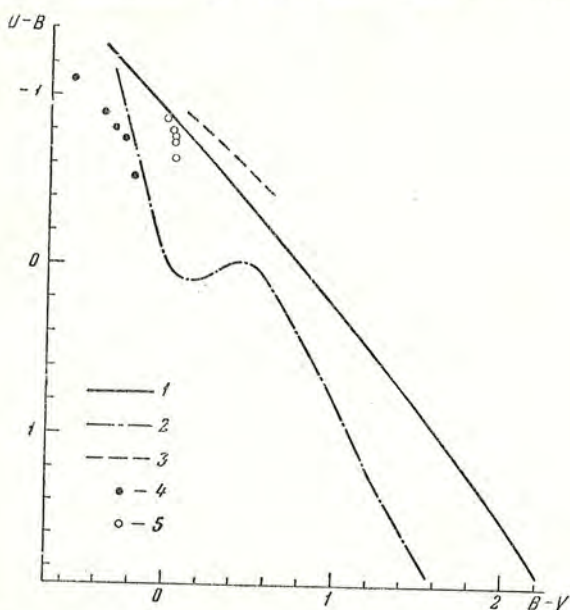
Таблица 3

$T, ^\circ\text{K}$	$U-B$	$B-V$	$\Delta\lambda, \text{\AA}$	$T, ^\circ\text{K}$	$U-B$	$B-V$	$\Delta\lambda, \text{\AA}$
	m	m			m	m	
2 400	+1,76	+2,16	2740	7 000	0,43	0,41	1050
2 600	1,49	1,97	2390	8 000	0,57	0,29	1010
2 800	1,26	1,80	2130	10 000	0,75	0,13	960
3 000	1,07	1,66	1940	12 000	0,87	+0,02	920
3 200	0,90	1,53	1800	15 000	0,98	-0,08	900
3 400	0,75	1,41	1680	20 000	1,09	0,18	870
3 600	0,62	1,30	1580	25 000	1,14	0,23	860
3 800	0,51	1,21	1500	30 000	1,18	0,26	850
4 000	0,40	1,13	1440	40 000	1,22	0,30	840
4 200	0,31	1,05	1390	50 000	1,25	0,32	840
4 500	0,18	0,94	1320	60 000	1,26	0,34	840
5 000	+0,01	0,79	1230	80 000	1,28	0,36	830
5 500	-0,13	0,67	1170	100 000	-1,29	-0,37	830
6 000	0,25	0,57	1120				

ну Планка. В табл. 3 приведены результаты вычисления «звездных параметров». По сравнению с расчетами [2] табл. 3 построена для большего числа температур и в ней даны значения $\Delta\lambda$. Величина $\Delta\lambda$ однозначно определяется спектрофотометрической температурой звезды в полосе B ; если же эта температура неизвестна, то грубо $\Delta\lambda$ можно оценить с помощью табл. 3 по измеренным цветам звезды.

Двухцветная диаграмма и диаграмма цвет — величина

На фиг. 1 приведены положения различных источников излучения на двухцветной диаграмме. Сплошная линия — положение источников излучения, светящихся как абсолютно черное тело; штрихпунктирная линия — положения звезд главной последовательности; черные кружки — положения оптически тонких газовых образований большой плотности ($n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$) и светлые кружки — положения разреженных газовых образований ($n_e \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$); штриховая линия — положения источников синхротронного излучения, у которых спектральный индекс излучения заключен в пределах от 0 до 2; цвета источников синхротронного излучения взяты из [2].

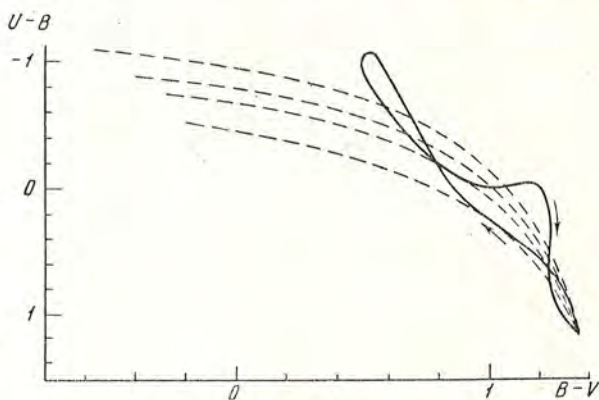


Фиг. 1. Двухцветная диаграмма источников излучения различного спектрального состава

1 — абсолютно черное тело; 2 — звезды главной последовательности; 3 — источники синхротронного излучения; 4 — оптически тонкие газовые образования высокой плотности ($n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$); 5 — разреженные газовые образования ($n_e \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$)

Рассмотрение фиг. 1 приводит к заключению, что чисто колориметрическое исследование вспышек звезд типа UV Cet не может дать однозначного ответа на вопрос о природе дополнительного излучения, поскольку во время вспышки эти объекты будут перемещаться по двухцветной диаграмме вверх и влево от своего нормального положения как при появлении оптически тонкого газового образования, так и при возникновении сильного синхротронного излучения или горячего пятна на поверхности звезды. Если гипотеза горячего пятна не годится из-за скоротечности всего процесса вспышки и из-за появления таких явно неравновесных особенностей, как сильные эмиссионные линии, то для синхротронной модели такого решительного контраргумента нет. Поэтому лишь совместный анализ колориметрических и фотометрических наблюдений, позволяющий найти цвета собственно вспышки, может помочь выяснению механизма свечения вспышки. Заметим, что, как следует из фиг. 1, рекомбинационное свечение оптически тонкого газа можно отличить от синхротронного излучения релятивистских электронов по цвету $B-V$, но не по цвету $U-B^*$. Решающим наблюдением для определения природы свечения вспышки по-прежнему остается измерение $W_{H\beta}^{\Sigma}$ и сопоставление с помощью соотношения (1) этой величины с наблюдаемыми цветами.

На фиг. 2 приведен трек вспышки звезды Н II 1306 (в Плеядах) на двухцветной диаграмме, полученный Джонсоном и Митчеллом [5], и теоретические треки для $T_e = 5000, 10\,000, 20\,000$ и $30\,000^\circ\text{K}$. Отличие этих теоретических треков от приведенных на фиг. 4 в [1] состоит в том, что здесь добавлены кривые, соответствующие электронной температуре 5000 и $30\,000^\circ\text{K}$, и сделаны указанные выше небольшие уточнения «газовых параметров». Фиг. 2 позволяет констатировать качественное согласие наблюдаемого и теоретических треков вспышки звезды Н II 1306.

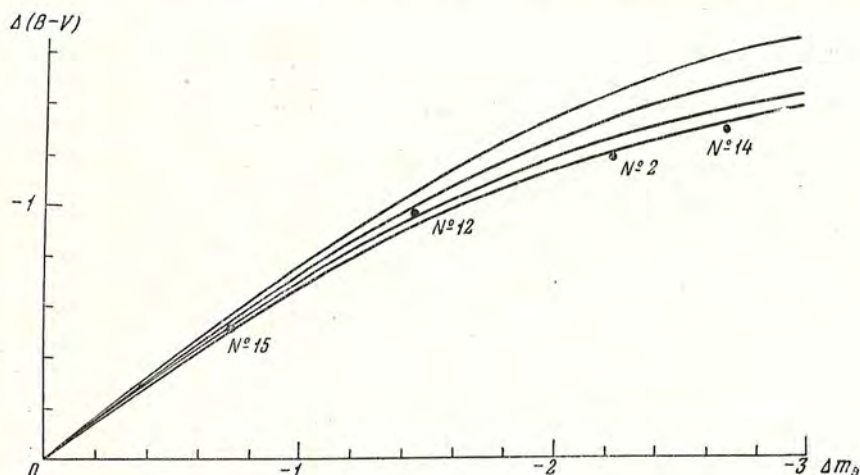


Фиг. 2. Наблюдаемый трек вспышки звезды Н II 1306 на двухцветной диаграмме и теоретические треки для $T_e = 5000^\circ\text{K}$ (верхняя кривая), $10\,000$, $20\,000$ и $30\,000^\circ\text{K}$ (нижние кривые)

Два участка, где наблюдаемый трек выходит за пределы семейства теоретических кривых, соответствуют тем большим интервалам времени, на которых участки двух (из трех) кривых блеска, используемых для построения двухцветной диаграммы, получены интерполяцией.

* Отмеченная неоднозначность интерпретации колориметрических наблюдений имеет место и во внегалактических исследованиях: так называемые «голубые галактики» могут быть либо объектами с сильным синхротронным излучением, либо системами, аномально богатыми эмиссионными туманностями.

На фиг. 3 приведены теоретические зависимости цвет — величина для вспышек звезды EV Lac и наблюдаемые положения звезды на этой диаграмме в моменты максимума блеска. При вычислениях теоретических кривых принято $(B-V)_* = +1^m, 38$ и $\Delta\lambda = 1650 \text{ \AA}$. Как и на фиг. 2,



Фиг. 3. Наблюдаемые и теоретические зависимости цвет — величина для четырех вспышек звезды EV Lac

верхняя теоретическая кривая соответствует $T_e = 5000^\circ \text{K}$ и последующие кривые — $10\,000$, $20\,000$ и $30\,000^\circ \text{K}$. Наблюдаемые положения звезды в максимуме блеска получены по данным Чугайнова [6] для вспышек 18.VIII 1960 г. (№ 2), 31.VII 1962 г. (№ 12), 27.VIII 1962 г. (№ 14) и 18.VIII 1963 г. (№ 15). Фиг. 3 обнаруживает вполне удовлетворительное согласие теории с наблюдениями и позволяет считать, что электронная температура газа в момент максимума в общем довольно высока — около $30\,000^\circ \text{K}$ и выше; лишь при вспышке 31.VII 1962 г. (№ 12) электронная температура газа была $\sim 20\,000^\circ \text{K}$. Этот вывод подтверждается и непосредственным сравнением измеренных цветов вспышки с данными табл. 2.

Колебания блеска малой амплитуды

Для исследования быстрых колебаний блеска малой амплитуды, которые происходят в нестационарных звездах разных типов, выражения, стоящие в правых частях (1), можно разложить в ряд по степеням малой величины $\left[\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^\Sigma} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right) \right]^{-1}$ и, ограничившись малыми величинами первого порядка, получить следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} (U - B)_\Sigma &= (U - B)_* - 1,086 \cdot \frac{10^{-0,4[(U-B)_{\text{газ}} - (U-B)_*]} - 1}{\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^\Sigma} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right)}; \\ (B - V)_\Sigma &= (B - V)_* + 1,086 \cdot \frac{10^{-0,4[(B-V)_* - (B-V)_{\text{газ}}]} - 1}{\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^\Sigma} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right)}; \\ \Delta m_B &= -1,086 \left[\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{\text{H}\delta}^\Sigma} - \frac{1}{W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}} \right) \right]^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Физический смысл величины $\left[\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}} \right) \right]^{-1}$ прост: согласно определению (см. уравнение (37) в [1]), она равна отношению интенсивности излучения газа в полосе B к интенсивности излучения звезды в том же спектральном интервале:

$$\left[\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}} \right) \right]^{-1} = \frac{\int_B I_{\lambda}^{\text{газ}} \psi_{\lambda}^B d\lambda}{\int_B I_{\lambda}^* \psi_{\lambda}^B d\lambda}. \quad (5)$$

Это обстоятельство позволяет установить применимость разложения (4) к наблюдаемым флуктуациям блеска непосредственно по фотометрическим данным, не прибегая к тем или иным теоретическим соображениям для оценки величины $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \left(\frac{1}{W_{H\delta}^{\Sigma}} - \frac{1}{W_{H\delta}^{\text{газ}}} \right)$. Из соотношений (4) можно получить следующие простые отношения малых приращений цветов и блеска:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta(U-B)}{\Delta(B-V)} &= \frac{10^{-0,4[(U-B)_{\text{газ}} - (U-B)_*]} - 1}{1 - 10^{-0,4[(B-V)_* - (B-V)_{\text{газ}}]}}; \\ \frac{\Delta(B-V)}{\Delta m_B} &= 1 - 10^{-0,4[(B-V)_* - (B-V)_{\text{газ}}]}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Важно отметить, что отношения (6) справедливы для любого источника дополнительного излучения, а не только для оптически тонкого газа. При вычислении приращений блеска и цветов, обусловленных возникновением дополнительного излучения с другими спектральными свойствами, следует лишь заменить в отношениях (6) цвета $(U-B)_{\text{газ}}$ и $(B-V)_{\text{газ}}$ на соответствующие цвета этого источника.

Выражаю глубокую благодарность А. А. Боярчуку за полезные дискуссии в ходе выполнения этой работы, Г. Н. Шараповой за помощь в вычислениях и изготовлении иллюстраций и Н. В. Годовникову за вычисление таблицы 3 на ЭВМ «Минск 1».

Апрель 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 133.
2. T. A. Matthews, A. R. Sandage. *Astrophys. J.*, 1963, 138, 30.
3. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 291.
4. L. H. Aller, W. Liller. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 45.
5. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 31.
6. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, стр. 215.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД. III

П. Ф. Чугайнов

Приводятся результаты наблюдений вспыхивающих звезд EV Lac и AD Leo, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории в 1960—1963 гг. В некоторых случаях замечено явление «предвспышки», заключающееся в том, что за несколько минут до начала вспышки происходило небольшое повышение блеска. Для четырех вспышек получены кривые изменения показателя цвета $B - V$ излучения самой вспышки. В максимуме излучение вспышки имеет показатель цвета $B - V \approx -0,2 \div -0,3$. Затем происходит быстрое покраснение излучения до значений $B - V \approx +0,2$. Определенная по 15 вспышкам EV Lac полная энергия в интервале длин волн $3300 \div 6000 \text{ \AA}$ заключена в пределах $10^{32} \div 5 \cdot 10^{33} \text{ эрг}$.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF FLARE STARS. III, by P. F. Chugainov.— Results are given of observations of the flare stars EV Lac and AD Leo made at the Crimean Astrophysical Observatory during 1960—1963. In some cases a «pre-flare» phenomenon was observed: several minutes before flare commencement a slight brightness increase was noted. The $(B-V)$ variation curves of the flare were obtained for 4 flares. At maximum brightness of the flare $(B-V) \approx -0,2 \div -0,3$. Then a rapid reddening is observed to $B-V \approx +0,2$. The total energy in the $3300-6000 \text{ \AA}$ wavelength region is found from 15 flares of EV Lac and is within the limits $10^{32} \div 5 \cdot 10^{33} \text{ ergs}$.

Настоящая работа является продолжением проводимого с 1960 г. исследования вспышек звезд типа UV Cet [1, 2].

С 1962 г. наблюдения стали проводиться на 64-см менисковом телескопе, ранее использовавшемся для фотографирования туманностей. Чтобы приспособить этот телескоп для фотоэлектрических наблюдений, была сделана оптическая система, увеличивающая его эквивалентное фокусное расстояние и выводящая фокальную плоскость за главное зеркало. Система была рассчитана и изготовлена Г. М. Поповым [3].

Часть наблюдений была получена на 20-, 50- и 122-см телескопах. На 20-см телескопе использовался фотоумножитель ЕМІ 9502 В, а на остальных трех телескопах—фотоумножители ЕМІ 6256 В. Фильтры перечислены в табл. 1.

В табл. 2 приведены даты и моменты максимумов наблюдавшихся вспышек AD Leo и EV Lac. Общее время наблюдений составило для EV Lac за 1962—1963 гг. 259 час. и для AD Leo за 1960—1962 гг. 85 час.

Результаты наблюдений вспыхивающих звезд UV Cet и YZ CMi в 1963—1964 гг., проводившихся совместно с радионаблюдениями в обсерватории Джодрелл Бэнк, опубликованы отдельно [4].

Таблица 1

Телескоп	Фильтр		
	желтый	синий	ультрафиолетовый
20-см	GG-11 2 мм	CC-5 2 мм	—
64-см	ЖС-18 5 мм	ЖС-4 2 мм + BG-12 1 мм	—
122-см	—	—	УГ-2 2 мм
50-см	—	—	УФС-2 2 мм

Таблица 2

Звезда	Номер вспышки	Дата	Момент максимума вспышки У.Т.	Телескоп
AD Leo	1	5—6.IV 1960	21 ^h 24 ^m	50-см
	2	24—25.IV 1962	20 45	20-см
	3	1—2.V 1962	19 23	122-см
EV Lac	11	6—7.VII 1962	22 26	64-см
	12	31.VII—1.VIII 1962	21 17	20-см
	13	10—11.VIII 1962	20 31	64-см
	14	27—28.VIII 1962	21 42	64-см
	15	18—19.VIII 1963	23 18	64-см

1. Световые кривые вспышек

Световые кривые вспышек AD Leo и EV Lac приведены на фиг. 1, 7, 8, 9. Как и ранее, дается величина избыточного потока, возникающего при вспышке, выраженного в единицах потока от звезды, находящейся в нормальном состоянии, т. е. величина $i = P_{\text{всп}}/P_{\text{норм}} - 1$, где $P_{\text{всп}}$, $P_{\text{норм}}$ — действующие потоки от звезды при вспышке и в нормальном состоянии.

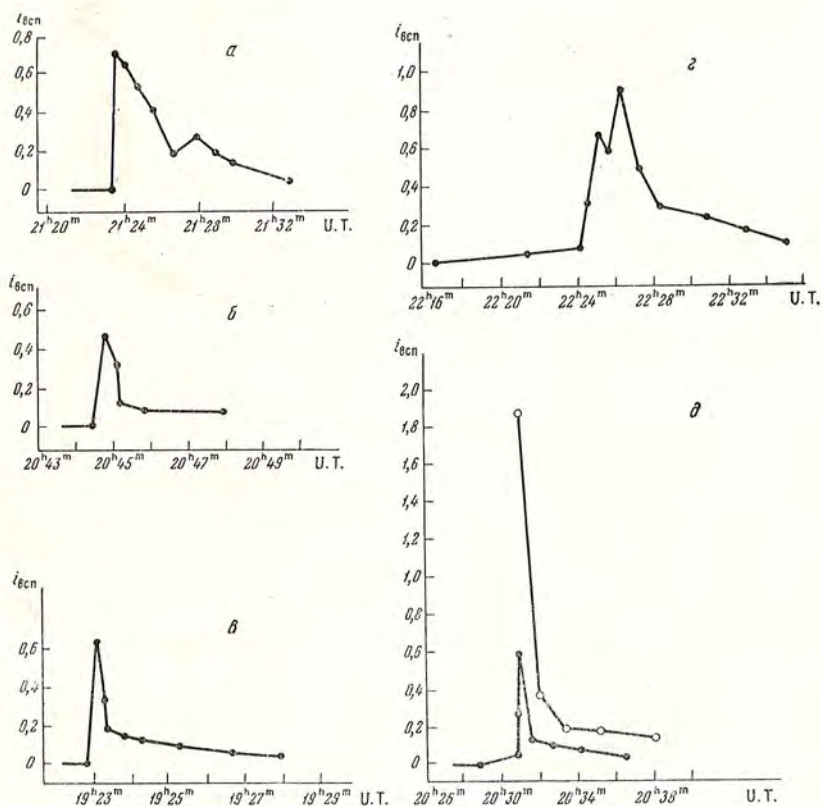
Отметим, что у AD Leo вспышки № 1, 3 наблюдались в ультрафиолетовых лучах, а вспышка № 2 — в синих.

У вспышек EV Lac № 14, 15 заметно выражено явление «предвспышки», заключающееся в том, что перед началом вспышки в течение нескольких минут происходило небольшое повышение блеска. Аналогичное явление наблюдалось ранее В. Осканяном у UV Cet [5]. На фиг. 2 воспроизведены записи самописца для вспышки № 14 и ранее опубликованных вспышек № 1, 2, показывающие подобные «предвспышки».

2. Цветовые кривые вспышек

При наблюдениях EV Lac в 1962—1963 гг. основное внимание было уделено колориметрии вспышек. Удалось получить кривые изменения цвета $B - V$ для вспышек № 12, 14, 15. Кроме того, при рассмотрении полученного материала были использованы колориметрические наблюдения вспышки № 2 [1]. Вспышка № 13, хотя и была записана с двумя фильтрами, оказалась непригодной для получения кривой изменения цвета из-за недостаточного количества точек.

Для приведения колориметрических измерений к стандартной системе B, V в разные даты 1962—1963 гг. наблюдались фотометрические стандарты в скоплениях Плеяды, Ясли и IC 4665.



Фиг. 1. Световые кривые вспышек

- а — вспышка AD Leo № 1 (с ультрафиолетовым фильтром);
 б — вспышка AD Leo № 2 (с синим фильтром);
 в — вспышка AD Leo № 3 (с ультрафиолетовым фильтром);
 г — вспышка EV Lac № 11 (с синим фильтром);
 д — вспышка EV Lac № 13 (светлые кружки — синий фильтр, черные — желтый)

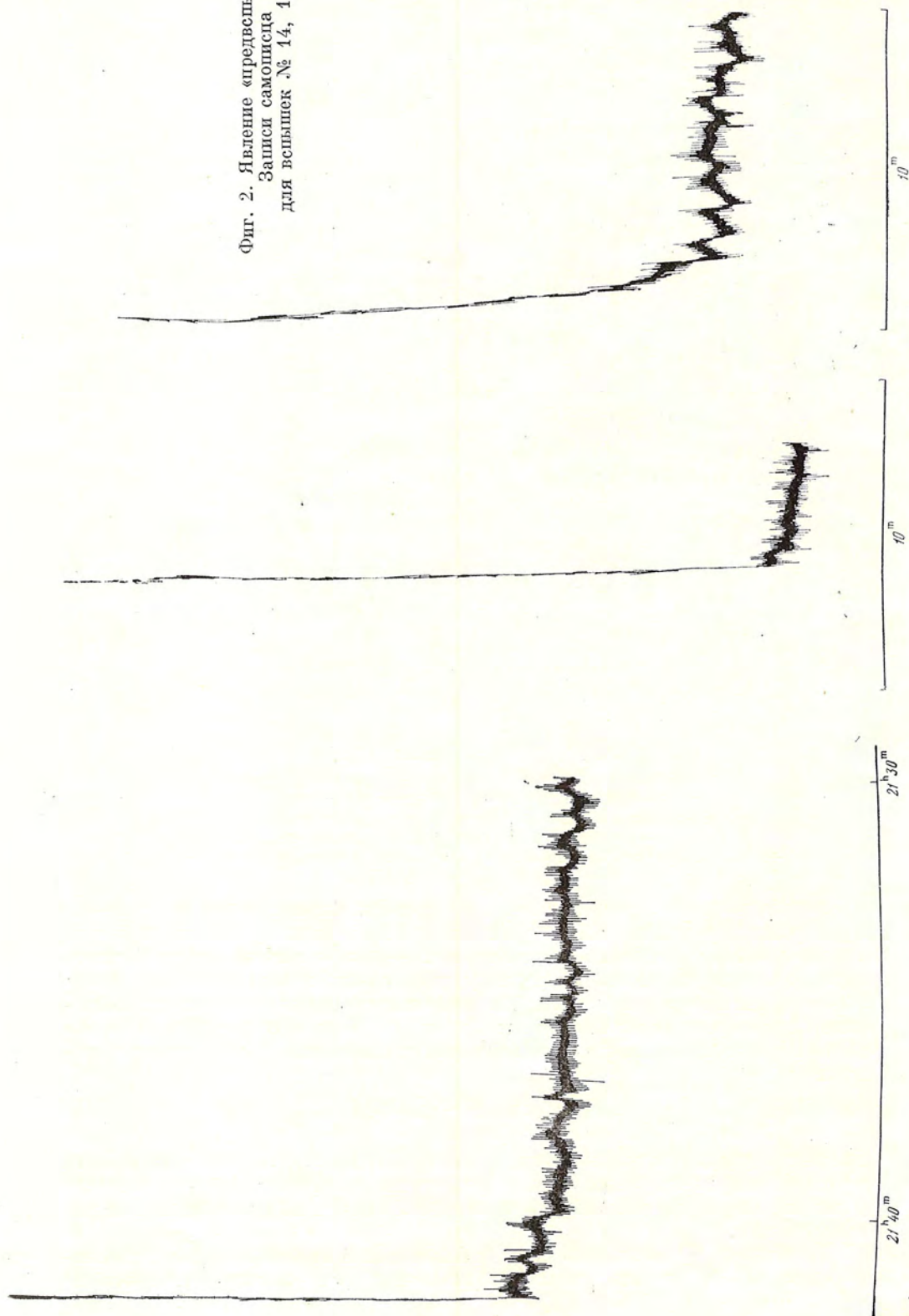
В скоплении выбиралось 15—20 звезд, различающихся по цвету $B-V$, и определялись разности величин Δm_c , $\Delta m_{ж}$ в синих и желтых лучах по отношению к одной из них с цветом $B-V \approx 0$, которая записывалась после каждой из звезд. Поскольку расстояния между звездами скопления обычно порядка 1° , воздушные массы соседних по времени наблюдений двух звезд различаются незначительно. При этом условии внеатмосферная разность величин (и аналогично показателей цвета) дается выражением

$$\Delta m_0 = \Delta m_{\text{набл}} - \gamma_m \Delta C_0 F(z). \quad (1)$$

Величина γ определялась многими авторами (табл. 3). Нами также были произведены наблюдения для определения γ . Определялись разности величин $\Delta m_{ж}$ и цветов $\Delta C_{жк}$ двух звезд в Плеядах на различных воздушных массах.

Уравнение (1) решалось способом наименьших квадратов относительно Δm_0 и γ_v и аналогичное уравнение для цветов относительно

Фиг. 2. Явление «предвспышки».
Записи самописца
для вспышек № 14, 1, 2



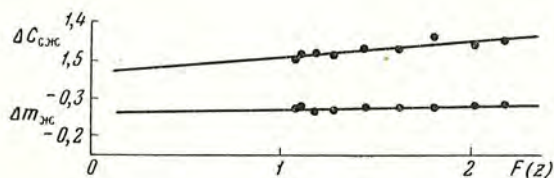
ΔC_0 и γ_{B-V} . Результаты решения даны в табл. 3 и графически показаны на фиг. 3. Для остальных ночей наблюдений было принято $\gamma_V = 0,00$,

Таблица 3

γ_V	γ_{B-V}	Автор	Ссылка
-0,016	-0,029	В. Б. Никонов и др.	[6]
0,000	-0,026	Г. Арп	[7]
+0,015	-0,029	Н. М. Шаховской *	Не опубликовано
-0,005	-0,026	П. Ф. Чугайнов	Наст. работа

* Эти данные были любезно предоставлены в наше распоряжение Н. М. Шаховским.

$\gamma_{B-V} = -0,03$. С этими значениями γ наблюдаемые разности $\Delta m_{ж}$, $\Delta C_{сж}$ звезд скопления пересчитывались во внеатмосферные $\Delta m_{ж}^0$, $\Delta C_{сж}^0$. На



Фиг. 3. Определение γ_{B-V} , γ_V

фиг. 4 показано сравнение разностей $\Delta m_{ж}^0$, $\Delta C_{сж}^0$, полученных в разные сезоны на 64-см телескопе, с разностями ΔV , $\Delta(B-V)$. Связь дается линейными соотношениями

$$\begin{aligned} \Delta V &= 1,00 \Delta m_{ж}^0; \\ \Delta(B-V) &= 1,10 \Delta C_{сж}^0. \end{aligned} \quad (2)$$

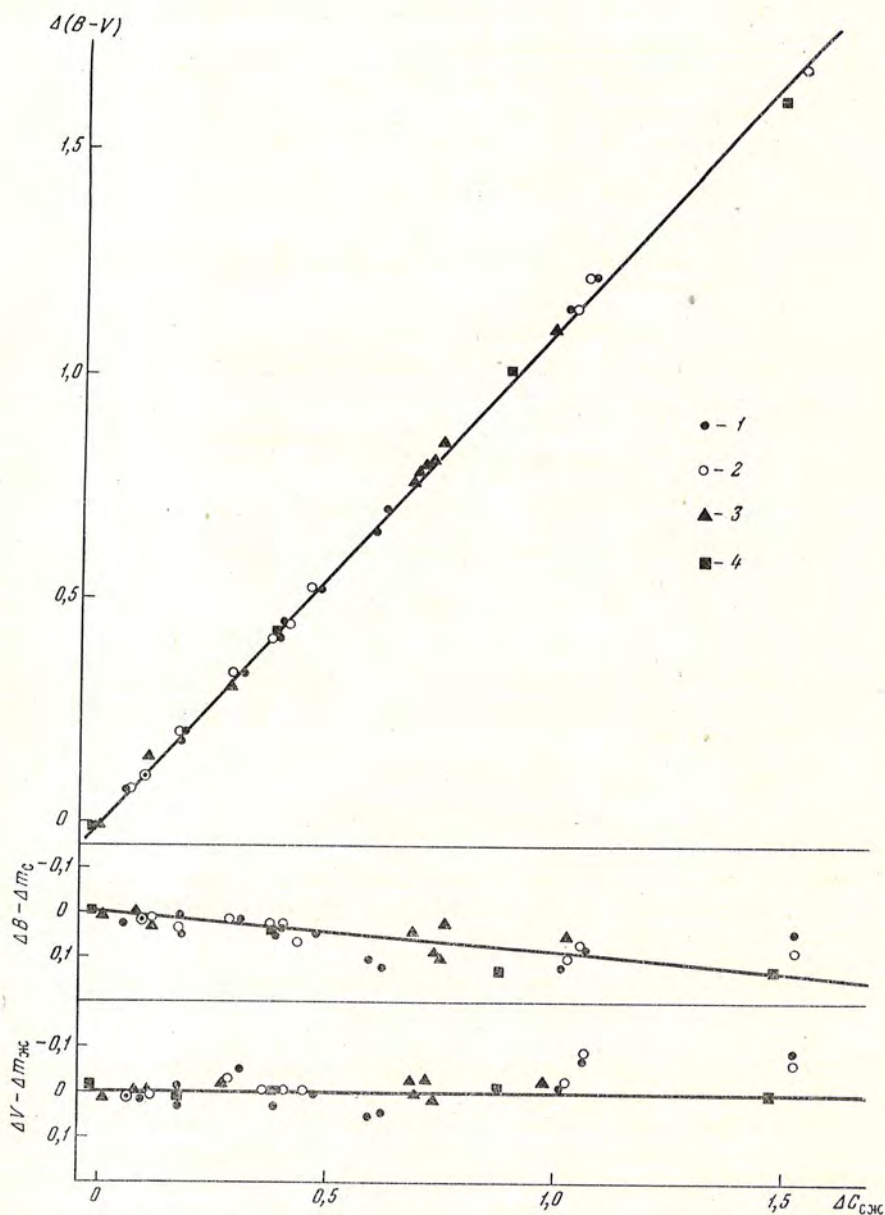
Систематических различий между сезонами не заметно.

На фиг. 5 аналогичное сравнение проведено для 20-см телескопа. Соотношения следующие:

$$\begin{aligned} \Delta V &= 1,00 \Delta m_{ж}^0; \\ \Delta(B-V) &= 1,08 \Delta C_{сж}^0. \end{aligned} \quad (3)$$

Цветовые кривые вспышек получались путем сравнения световых кривых в синих и желтых лучах. Поскольку одновременная регистрация в обоих фильтрах была невозможна, то по полученным отсчетам с синим и желтым фильтрами проводились плавные кривые величин i_c , $i_{ж}$ и по этим кривым для равноотстоящих моментов времени находилась величина $-2,5 \lg i_c/i_{ж}$. При этом предварительно в отсчеты с синим фильтром вносилась поправка, учитывающая влияние изменения фактора атмосферной экстинкции, зависящего от цвета звезды, на ее блеск. Поскольку цвет звезды во время вспышки отличается от нормального, то наблюдаемая разность величин в синих лучах по отношению к нормальному блеску отличается от внеатмосферной на величину $\gamma_B \Delta C_{сж} F(z)$, где $\Delta C_{сж}$ — разность показателей цвета звезды при вспышке и в нормальном состоянии. γ_B может быть получено по принятым значениям γ_V , γ_{B-V} , а именно $\gamma_B = \gamma_{B-V} + \gamma_V = -0,03$. Поправка к отсчетам с синим фильтром

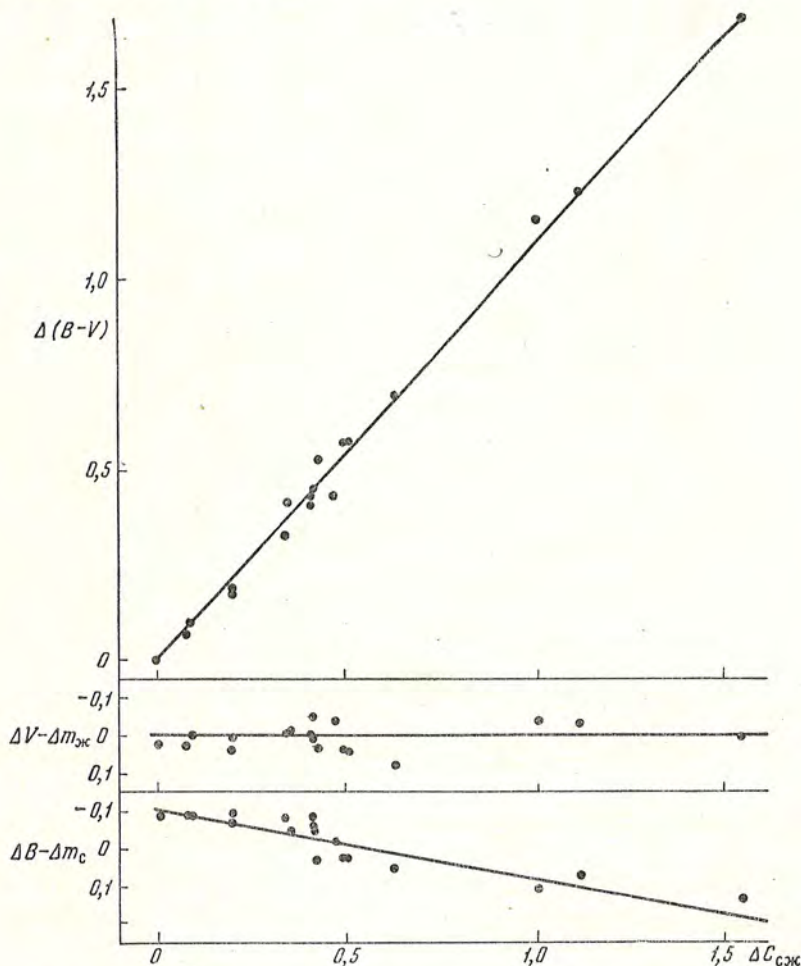
вводилась в виде множителя, который равен величине $\gamma_B \Delta C_{\text{сж}} F(z)$, пересчитанной из шкалы звездных величин в шкалу интенсивностей. Отсчеты с желтым фильтром не исправлялись, так как было принято $\gamma_V = 0,00$.



Фиг. 4. Сопоставление цветовой системы 64-см телескопа и системы B, V
 1 — Плеяды, 1962 г.; 2 — Плеяды, 1963 г.; 3 — Ясли, 1963 г.; 4 — IC 4665, 1963 г.
 Δm и ΔC — внеатмосферные

Таким образом, величина $-2,5 \lg i_c/i_{\text{н}}$ с учетом поправки к отсчетам с синим фильтром представляет собой внеатмосферную разность показателей цвета излучения вспышки и звезды в нормальном состоянии. Умножением на приведенные коэффициенты $\gamma_{\text{ат}}$ она редуцировалась к сис-

теме $B - V$. После прибавления к ней показателя цвета $B - V$ звезды, находящейся в нормальном состоянии, получался $B - V$ излучения вспышки в последовательные моменты времени. Согласно Дж. Мамфорду [8], для EV Lac в нормальном состоянии $B - V = +1^m.38$. Нами при вычислениях было принято это значение.



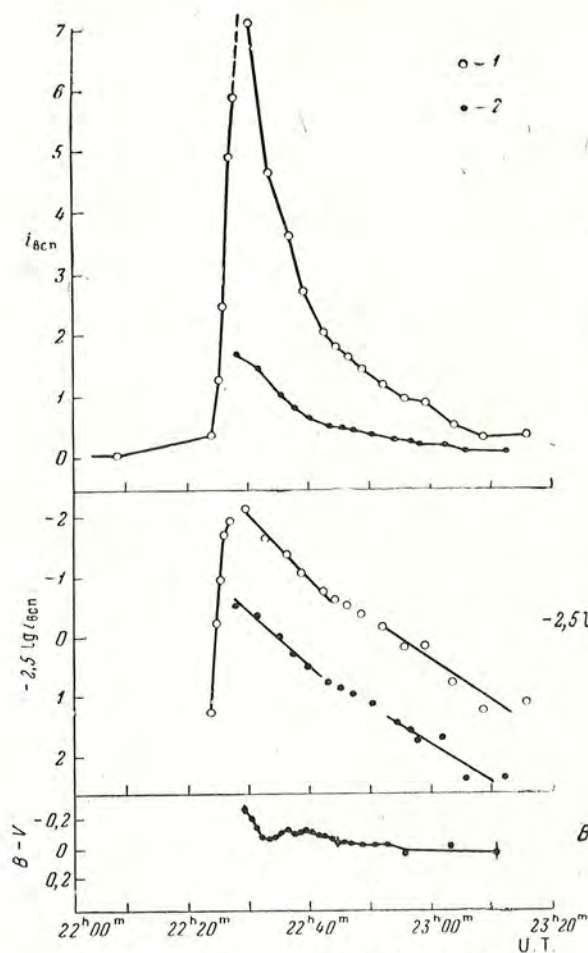
Фиг. 5. Сопоставление цветовой системы 20-см телескопа и системы B, V

Δm и ΔC — внеатмосферные

Кривые изменения $B - V$ вспышек EV Lac № 2, 12, 14, 15 приведены на фиг. 6—9 вместе со световыми кривыми, которые даны как в линейной шкале интенсивностей, так и в шкале звездных величин.

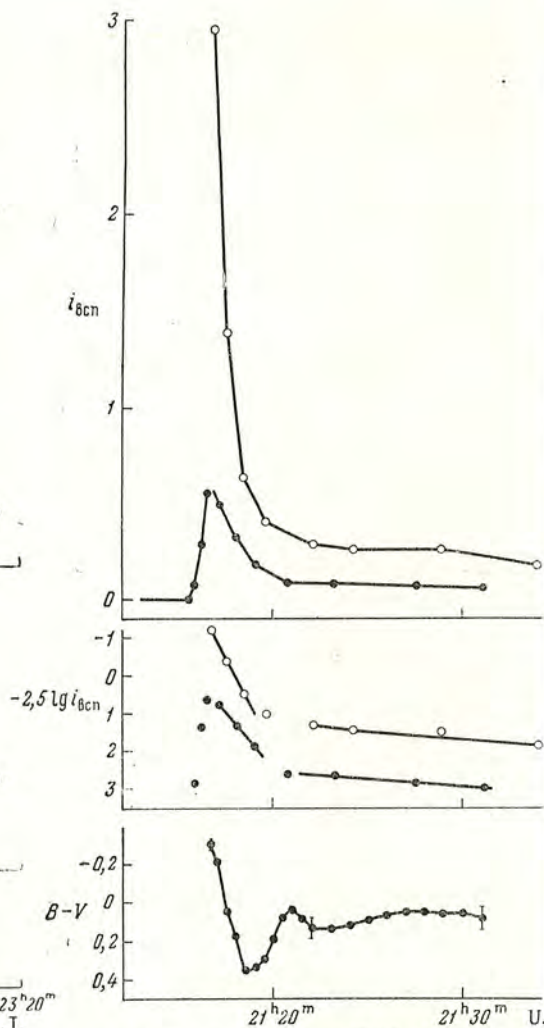
Обнаруживаются общие особенности изменения цвета излучения вспышек. В максимуме $B - V \approx -0^m.2 \div -0^m.3$. Происходящее после максимума быстрое изменение цвета сменяется затем медленным. Минимальное значение $B - V \approx 0^m.0 \div +0^m.2$. У вспышки № 12 оно достигает $+0^m.36$.

Интересно, что излом цветовой кривой совпадает по времени с изломом световой кривой, т. е. с фазой замедления затухания вспышки, обсуждавшейся нами ранее [2].



Фиг. 6. Вспышка EV Lac № 2

1 — синий фильтр, 2 — желтый. Черточками показана точность определения $B - V$



Фиг. 7. Вспышка EV Lac № 12

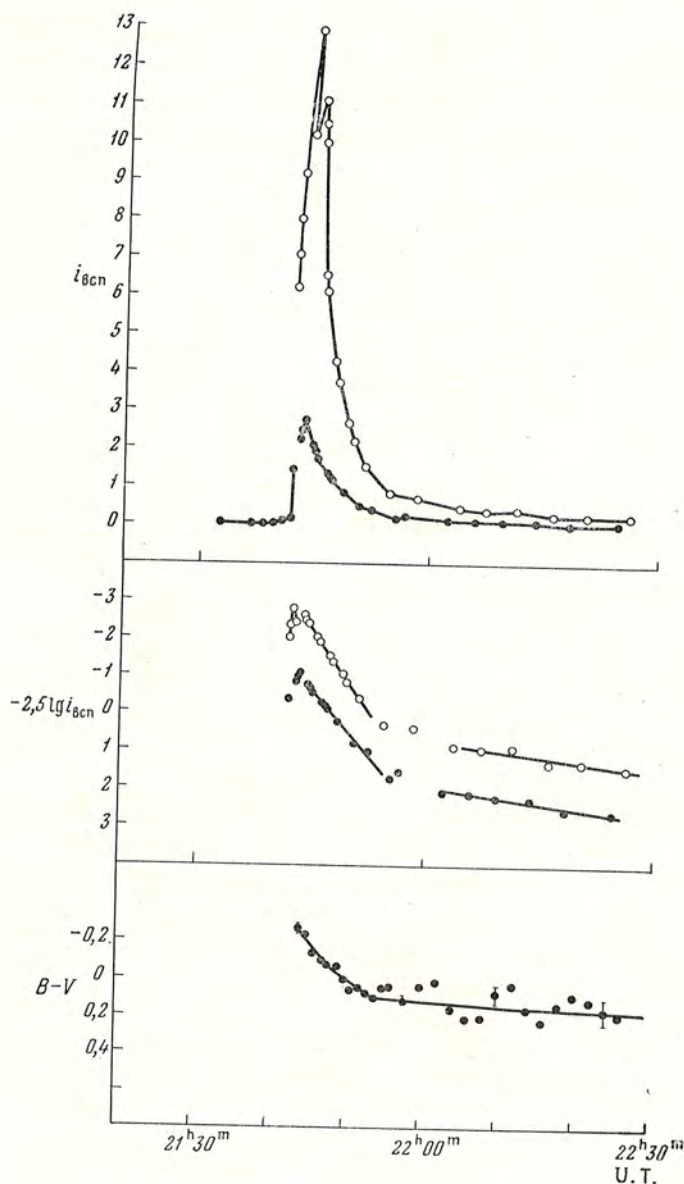
Обозначения те же, что на фиг. 6

3. О полной энергии вспышек EV Lac

Представляет интерес оценить полную энергию, излучаемую вспышками EV Lac в области, охватываемой фильтрами U , B , V . Для этого необходимо пересчитать наблюдаемые световые потоки с учетом расстояния до звезды в полную мощность, выраженную в эрг/сек , и проинтегрировать световые кривые по времени.

Параллакс EV Lac равен $0''.199$ [5]. Мы считали, что вспышка излучает с одинаковой интенсивностью в телесный угол 4π .

Переход от звездных величин в системе U , B , V к системе CGS дан Т. Мэтьюзом и А. Сендеджем [9]. Ими вычислены монохроматические потоки от звезды нулевой величины в длинах волн, соответствующих $\lambda_{\text{эфф}}$ фильтров U , B , V , выраженные в единицах $10^{-28} \text{ вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{гц}^{-1}$. Они были пересчитаны нами в единицы $\text{эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{\AA}^{-1}$. При вычислении полной энергии вспышек определялись монохроматические потоки вспышки для длин волн $\lambda_{\text{эфф}}$, затем они умножались на полосы длин волн, охватываемые

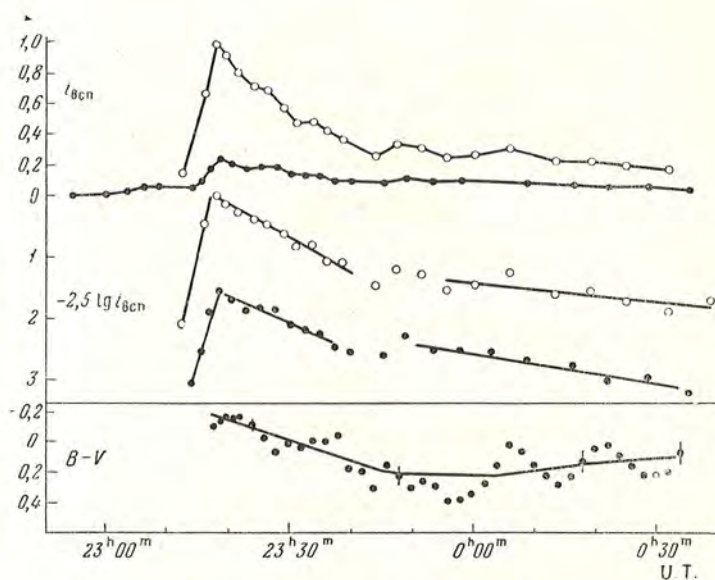


Фиг. 8. Вспышка EV Lac № 14

Обозначения те же, что и на фиг. 6

соответствующим фильтром, интегрировались по времени и суммировались. Были приняты следующие спектральные интервалы $\Delta\lambda$: 3300—3900, 3900—5000, 5000—6000 Å для фильтров U , B , V соответственно.

Для EV Lac, находящейся в нормальном состоянии, как упоминалось, были приняты значения, полученные Дж. Мамфордом: $V = 10^m,09$, $B-V = +1^m,38$. Цвет $U-B$ никем не определялся. Учитывая, что наши расчеты приближенные и их целью является определение порядка величины полной энергии, было принято такое же значение, как для вспыхивающей звезды в Плеядах H II 1306 [10], $U-B = +1^m,18$, у которой $B-V = +1^m,35$, т. е. отличается всего на $0^m,03$ от цвета $B-V$ EV Lac.



Фиг. 9. Вспышка EV Lac № 15
Обозначения те же, что и на фиг. 6

В итоге полная энергия вспышек в эргах определялась следующей суммой:

$$6,54 \cdot 10^{28} \int i_U dt + 5,47 \cdot 10^{29} \int i_B dt + 1,04 \cdot 10^{30} \int i_V dt.$$

Световые кривые вспышек № 2, 12, 14, 15 в лучах B и V были проинтегрированы графическим способом. Остальные вспышки наблюдались только в синих лучах, и для них можно было определить $\int i_c dt$, где i_c дано в нашей цветовой системе. Чтобы редуцировать эту величину к системе B , она была подсчитана также для вспышек № 2, 12, 14, 15, и были найдены коэффициенты перехода от $\int i_c dt$ к $\int i_B dt$: 1,10 — для 20-см и 1,13 — для 64-см телескопов.

Поток от вспышек EV Lac в полосе U не измерялся. Чтобы учесть его, было принято, что доля, вносимая им в полную энергию вспышки, такая же, как в вспышке H II 1306. Для этой вспышки по световым кривым,

приведенным в [10], было найдено отношение $\frac{\int i_U dt}{\int i_B dt} = 6,1$. Цвет

$B-V$ излучения вспышки H II 1306 изменялся в пределах $0^m,0 \div +0^m,6$, т. е. был более красным, чем у вспышек EV Lac. Возможно поэтому, что и доля, вносимая в полную энергию потоком в полосе U во вспышках EV Lac, несколько другая. Однако для порядкового расчета это, по-видимому, не существенно.

Для учета доли, вносимой в полную энергию потоком в полосе V , для тех вспышек EV Lac, которые наблюдались только в синих лучах, по вспышкам № 2, 12, 14, 15 было подсчитано среднее отношение $\frac{\int i_V dt}{\int i_B dt} = 0,26$. Учитывая, что отношение потоков от EV Lac в нормальном состоянии в фильтрах U и V к потоку в фильтре B равно 0,219 и 2,09 и отношение охватываемых этими фильтрами полос к полосе B 0,545 и 0,909, получаем среднюю долю в полной энергии, приходящуюся на полосы U , B , V : 32,6; 44,9 и 22,5% соответственно.

Таблица 4

Номер вспыш- ки	Мощность в максимуме в полосе B , эрг/сек	Полная энергия в полосе B , эрг	Полная энер- гия в полосах U, B, V , эрг	Номер вспыш- ки	Мощность в максимуме в полосе B , эрг/сек	Полная энергия в полосе B , эрг	Полная энер- гия в полосах U, B, V , эрг
1	$4,4 \cdot 10^{30}$	$1,8 \cdot 10^{33}$	$3,9 \cdot 10^{33}$	9	$3,9 \cdot 10^{29}$	$1,5 \cdot 10^{32}$	$3,3 \cdot 10^{32}$
2	$3,9 \cdot 10^{30}$	$3,6 \cdot 10^{33}$	$7,9 \cdot 10^{33}$	10	$6,8 \cdot 10^{29}$	$9,0 \cdot 10^{31}$	$2,0 \cdot 10^{32}$
3	$8,0 \cdot 10^{29}$	$4,8 \cdot 10^{31}$	$1,1 \cdot 10^{32}$	11	$5,6 \cdot 10^{29}$	$1,1 \cdot 10^{32}$	$2,6 \cdot 10^{32}$
4	$1,3 \cdot 10^{30}$	$7,9 \cdot 10^{31}$	$1,8 \cdot 10^{32}$	12	$1,6 \cdot 10^{30}$	$2,8 \cdot 10^{32}$	$6,1 \cdot 10^{32}$
5	$5,4 \cdot 10^{29}$	$2,2 \cdot 10^{32}$	$4,8 \cdot 10^{32}$	13	$1,8 \cdot 10^{30}$	$6,5 \cdot 10^{31}$	$1,4 \cdot 10^{32}$
6	$4,8 \cdot 10^{29}$	$5,7 \cdot 10^{31}$	$1,3 \cdot 10^{32}$	14	$7,0 \cdot 10^{30}$	$2,4 \cdot 10^{33}$	$5,3 \cdot 10^{33}$
7	$5,7 \cdot 10^{29}$	$6,5 \cdot 10^{31}$	$1,4 \cdot 10^{32}$	15	$5,4 \cdot 10^{29}$	$1,0 \cdot 10^{33}$	$2,3 \cdot 10^{33}$
8	$6,7 \cdot 10^{29}$	$7,6 \cdot 10^{31}$	$1,7 \cdot 10^{32}$				

Полная энергия вспышек EV Lac № 1—15 приведена в 4-м столбце табл. 4. Как видно из таблицы, она заключена в пределах 10^{32} — $5 \cdot 10^{33}$ эрг . Для сравнения напомним, что энергия, излучаемая солнечной вспышкой балла 3^+ , в оптической области равна 10^{31} эрг [11, 12]. В табл. 4 приведены также две величины, относящиеся только к полосе B : полная энергия и мощность в максимуме вспышки.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 171.
2. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 150.
3. Г. М. Попов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 318.
4. A. C. Lovell, P. F. Chugainov. Nature, 1964, 203, 1213.
5. М. Пти. Переменные звезды, 1959, 12, 13.
6. С. В. Некрасова, В. Б. Никонов, Н. С. Полосухина, Е. Рыб-ка. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 228.
7. H. C. Agr. Astrophys. J., 1959, 129, 507.
8. G. S. Mumford. Astron. J., 1956, 61, 213.
9. T. A. Matthews, A. R. Sandage. Astrophys. J., 1963, 138, 30.
10. H. L. Johnson, R. I. Mitchell. Astrophys. J., 1958, 128, 31.
11. M. A. Ellison. Quart. J. Roy. Astron. Soc., 1963, 4, 62.
12. E. N. Parker. Astrophys. J. Suppl., 1963, 8, 177.

ТРЕХЦВЕТНЫЕ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ
СИМБИОТИЧЕСКИХ ЗВЕЗД AG Peg, Z And и AG Dra

Т. С. Белякина

С октября 1962 по декабрь 1963 г. проводились трехцветные фотоэлектрические наблюдения симбиотических звезд AG Peg, Z And и AG Dra.

У AG Peg отмечены колебания блеска с амплитудой $0^m,4$ в желтых лучах. Для Z And наблюдалась восходящая ветвь одного из вторичных максимумов вспышки, начавшейся в 1959 г. Блеск AG Dra не испытывал каких-либо заметных колебаний. По-видимому, она находилась в минимуме блеска.

У AG Peg и Z And отмечены кратковременные изменения блеска с амплитудой $0^m,07-0^m,10$ с периодом несколько дней.

Сделана попытка обнаружить колебания блеска с периодом от получаса до двух часов для всех названных выше звезд.

THREE COLOUR ELECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE SYMBIOTIC STARS AG Peg, Z And and AG Dra, by T. S. Belyakina.— Three colour electrophotometric observations of the symbiotic stars AG Peg, Z And and AG Dra have been made during October 1962 — December 1963.

Brightness variations in V with an amplitude of $0^m,4$ were observed for AG Peg. The ascending branch of one of the secondary flare maxima of the flare, which commenced in 1959, was observed for Z And. No noticeable brightness variations were noted for AG Dra, apparently the star was at minimum. Brightness variations of short duration with an amplitude of $0^m,07-0^m,10$ and a period of several days were observed for AG Peg and Z And.

For the above stars an attempt was made to detect brightness variations with a period from 30 minutes to 2 hours.

Цель работы — изучение изменений блеска симбиотических звезд AG Peg, Z And и AG Dra посредством трехцветных фотоэлектрических наблюдений.

Результаты фотометрических наблюдений этих звезд [1—3] показывают, что по характеру изменения блеска AG Dra и Z And, по-видимому, сходны между собой. Время от времени их блеск возрастает на несколько величин, а затем в течение довольно большого интервала времени возвращается к прежнему значению. Падение блеска сопровождается колебаниями с постепенно уменьшающейся амплитудой. У AG Dra с 1942 по 1960 г. наблюдалась одна такая вспышка, а у Z And с 1901 по 1946 г. — три вспышки. В 1959 г. Вебер [4] сообщил о начале очередной вспышки Z And. Судя по последующим сообщениям [5, 6] и результатам настоящей работы, эта вспышка продолжалась и во время проведения наших наблюдений.

В изменениях блеска AG Peg нельзя отметить никаких закономерностей. Известно лишь, что с 1820 по 1870 г. блеск звезды увеличился на три величины, а затем в течение последующих 70 лет (1870—1940) яркость

звезды упала на две величины. В 1962 г. блеск звезды существенно не изменялся [7].

Опубликованные фотографические и визуальные кривые блеска позволяют судить об изменениях блеска рассматриваемых звезд лишь в самых общих чертах. Фотоэлектрических наблюдений этих звезд в опубликованной литературе не встречалось, если не считать единственного определения величины V и цветов $B-V$ и $U-B$ для AG Dra, сделанных в марте 1952 г. [8]. Фотоэлектрические же наблюдения позволили бы получить более точные данные об изменениях блеска, что весьма существенно для понимания процессов, происходящих в этих интересных нестационарных объектах. Такие наблюдения, выполненные в трех спектральных областях, и составили задачу настоящей работы.

Наблюдения AG Peg, Z And и AG Dra проводились с октября 1962 по декабрь 1963 г.

Аппаратура, применявшаяся в данной работе, кратко описана П. Ф. Чугайновым [9]. Фильтры для желтой и синей областей спектра были теми же, что и в [9]. А для ультрафиолетовой области был использован фильтр УФС-2 ($d = 1$ мм), который в совокупности с менисковым телескопом [10] и фотомножителем ЕМІ давал систему, по эффективной длине волны близкую к системе U . Однако по сравнению с последней наша ультрафиолетовая фотометрическая система несколько уже. Вследствие этого наши сине-фиолетовые цвета, приведенные к системе цветов ($U-B$), будут несколько занижены. Эффект будет особенно значителен для симбиотических звезд, так как интенсивность непрерывного и линейчатого эмиссионных спектров в ультрафиолетовой области у этих звезд велика.

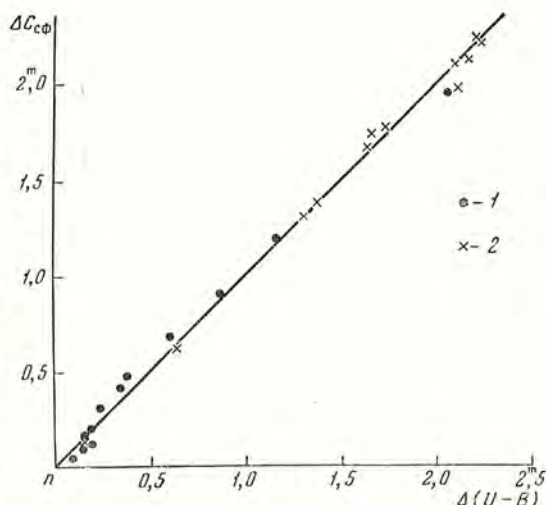
И все же было желательно получить переходные формулы для перевода нашей системы в систему U, B, V . Однако из-за неустойчивости экстинкции, наблюдавшейся летом 1963 г., нам не удалось сделать общую привязку. Поэтому пришлось ограничиться получением следующих соотношений:

$$\Delta V = \Delta m, \Delta(B - V) = 1,10\Delta C_{\text{сф}}, \Delta(U - B) = \Delta C_{\text{сф}}.$$

Определение первых двух равенств описано в [9]; третье получено по наблюдениям Плеяд, выполненных П. Ф. Чугайновым в октябре 1962 г., и наблюдениям рассеянного скопления IG 4665 в августе-сентябре 1963 г. Цвета ($U-B$) для звезд Плеяд и IG 4665 взяты из [11, 12]. Графически соотношение изображено на фиг. 1. Анализируя его, можно отметить, что наша система сине-фиолетовых цветов, по-видимому, с течением времени практически не менялась.

По звездам скопления NGC 7686, для которых в [13] опубликованы V , $(B-V)$ и $(U-B)$, удалось определить яркость и цвета в системе U, B, V для звезды сравнения Z And. Это позволило привести наблюдения Z And к системе U, B, V .

При наблюдениях симбиотических звезд встречаются некоторые трудности в выборе звезд сравнения. Дело в том, что по сине-желтым цветам



Фиг. 1. Сравнение $\Delta C_{\text{сф}}$ и $\Delta(U - B)$
1 — наблюдения Плеяд; 2 — наблюдения IG 4665

симбиотические звезды соответствуют нормальным звездам типов F—K, а по сине-фиолетовым — звездам типа В. Поэтому наиболее правильным было бы взять разные звезды сравнения для цветовых систем — одну типа F—K, другую типа В. Однако использование двух звезд сравнения увеличило бы интервал времени, разделяющий два соседних наблюдения переменной. Поэтому было решено ограничиться одной звездой сравнения. При выборе ее мы руководствовались следующими соображениями.

Известно, что для какого-либо момента разность внеатмосферных цветов переменной и звезды сравнения выражается так:

$$C_0^* - C_0 = C^* - C - \gamma (C_0^* - C_0) F(z),$$

где C_0^* и C_0 — внеатмосферные значения цветов переменной и звезды сравнения соответственно, C^* и C — наблюдаемые цвета, γ характеризует зависимость экстинкции от цвета и $F(z)$ — воздушная масса. Подобное равенство можно написать и для звездных величин. Влияние члена с γ в случае величин и сине-фиолетовых цветов невелико из-за малости γ [14]. Поэтому достаточно было подобрать звезды сравнения с близкими сине-желтыми цветами. Подобрать их удалось так, что величина $\gamma (C_0^* - C_0) F(z)$ не превышала $0^m, 01$ (для значения $\gamma = -0^m, 03$ [9]). Это дало основание при обработке пренебречь влиянием γ .

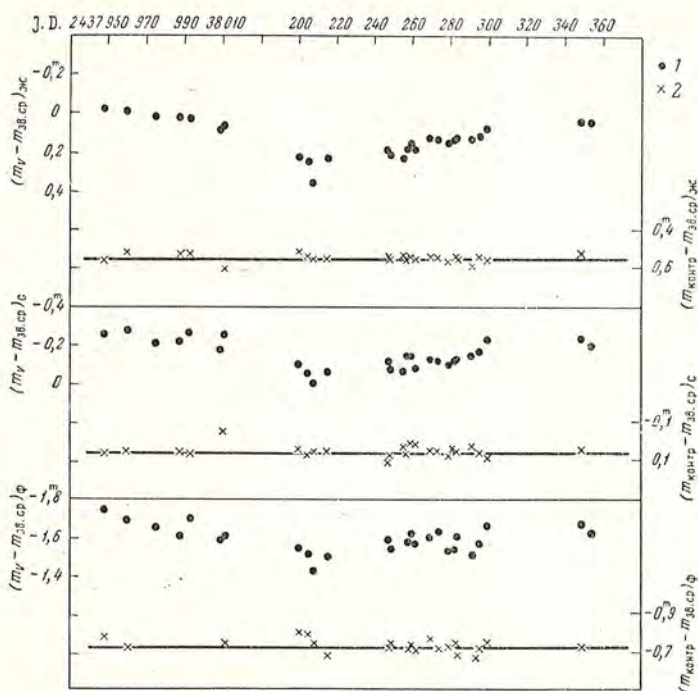
Для контроля постоянства блеска звезды сравнения в окрестностях каждой из наблюдаемых переменных были выбраны одна-две контрольные звезды, по возможности близкие по яркости к звездам сравнения. Контрольные звезды наблюдались обычно один раз за ночь и лишь иногда два-три раза. Это позволило впоследствии оценить точность наших наблюдений. Результаты этой оценки приводятся ниже

	$\varepsilon_{\Delta m_{\text{ж}}}$	$\varepsilon_{\Delta m_{\text{с}}}$	$\varepsilon_{\Delta m_{\text{ф}}}$
AG Peg	$\pm 0^m, 010$	$\pm 0^m, 018$	$\pm 0^m, 025$
AG Dra	$\pm 0^m, 010$	$\pm 0^m, 025$	$\pm 0^m, 040$

где $\varepsilon_{\Delta m}$ получено следующим образом. Для каждой ночи, когда было три или более наблюдений, определялась средняя квадратичная ошибка среднего арифметического, вычисленного по всем наблюдениям контрольной звезды в эту ночь. $\varepsilon_{\Delta m}$ было получено как среднее арифметическое из подобных определений по всем ночам для каждого фильтра отдельно. Для определения ошибок были взяты контрольные звезды, блеск которых слабее блеска переменных.

Таким образом, приведенные выше ошибки можно считать нижним пределом погрешностей наших наблюдений. Для Z And провести такую оценку не удалось, так как ее контрольная звезда наблюдалась всего четыре раза за все время наблюдений. Однако благодаря большому склонению ($\delta = +48^\circ 38'$) и достаточной яркости ошибки наблюдений ее не превосходят ошибок, полученных для AG Peg. Большая погрешность $\varepsilon_{\Delta m_{\text{ф}}}$ для AG Dra получилась из-за очень малой интенсивности излучения этой звезды в ультрафиолетовой области спектра во время наблюдений.

Результаты наблюдений приведены в таблицах в конце статьи. Все таблицы подобны. В 1-м столбце дан порядковый номер, во 2-м — юлианский день, в 3-м — средний блеск переменной по отношению к звезде сравнения в желтом фильтре, в 4-м — число наблюдений, вошедших в среднее, в 5-м и 6-м то же для синего фильтра, в 7-м и 8-м — для ультрафиолетового. Для Z And в добавочных трех столбцах приводятся значения блеска и цветов, приведенных к системе U, B, V.



Фиг. 2. Кривая блеска AG Peg

1 — наблюдения переменной по отношению к звезде сравнения;
2 — наблюдения контрольной звезды по отношению к звезде сравнения

Ниже проводится анализ наблюдений отдельно для каждой из исследуемых звезд.

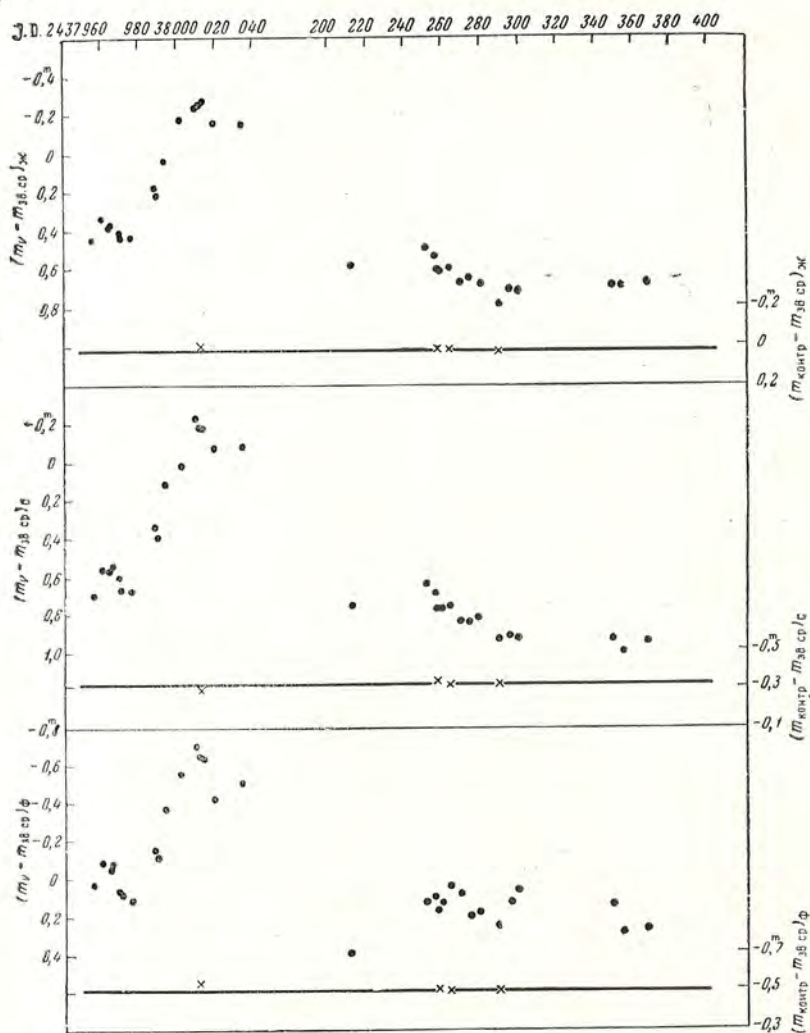
AG Peg. Звездой сравнения служила звезда j (BD + 11°4681, $m_{vis} = 8^m.04$), контрольной звездой — k (BD + 12°4704, $m_{vis} = 8^m.52$) [1].

На фиг. 2 изображены полученные нами кривые блеска в трех фильтрах. Для сравнения здесь же под каждой кривой блеска переменной нанесены наблюдения контрольной звезды в том же фильтре (подобным же образом построены фиг. 3 для Z And и фиг. 7 для AG Dra).

Изменения блеска AG Peg в различных фильтрах достаточно сходны друг с другом. Все они показывают падение блеска в начале периода наблюдений, минимум — в момент J.D. 2438208, а затем увеличение блеска. Количественно это можно охарактеризовать так. С начала наблюдений до момента J.D. 2438208 блеск звезды в желтом фильтре упал на $0^m.38$, в синем — на $0^m.28$, в ультрафиолетовом — на $0^m.33$, а затем блеск возрос в желтом фильтре на $0^m.30$, в синем — на $0^m.24$, в ультрафиолетовом — на $0^m.25$. Из рассмотрения фиг. 2 следует, что общее изменение блеска для всех фильтров сопровождалось кратковременными всплесками, амплитуда которых в желтом фильтре минимальна, а в ультрафиолетовом — максимальна ($0^m.07$ — $0^m.10$).

Из этого можно заключить, что значительные изменения блеска происходят в течение большого интервала времени (несколько месяцев) и проявляются больше всего в желтом фильтре. Небольшие колебания, происходящие в течение нескольких дней, сильнее проявляются в ультрафиолетовой области спектра.

Z And наблюдалась со звездой сравнения BD + 48°4090 ($m_{pg} = 9^m.52$); контрольная звезда — BD + 48°4101 ($m_{pg} = 9^m.20$) [2].

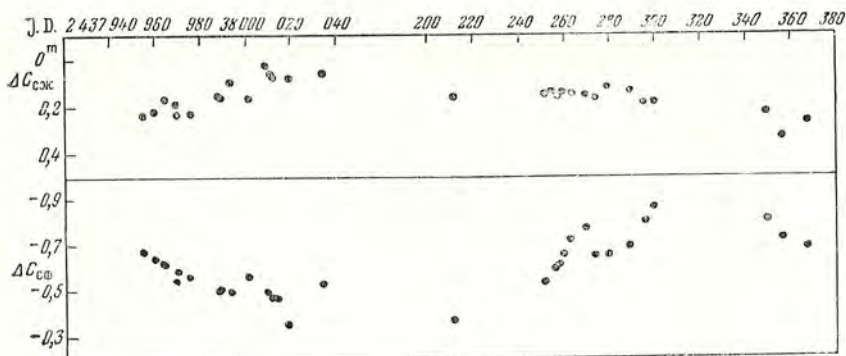


Фиг. 3. Кривая блеска Z And

Обозначения те же, что на фиг. 2

На фиг. 3 представлены полученные кривые блеска для трех фильтров. Главной особенностью этих кривых является уверенно наблюдаемая восходящая ветвь вспышки, максимум которой приходится на момент J.D. 2438010. Амплитуды вспышки в разных лучах несколько различаются. Для желтого фильтра амплитуда равна $0^m,7$, для синего — $0^m,9$, для ультрафиолетового — $0^m,8$. На всех кривых хорошо заметна слабая предвспышка с амплитудой в желтых лучах $0^m,15$, в синих — $0^m,30$, в ультрафиолетовых — $0^m,20$. К сожалению, нисходящая ветвь вспышки не наблюдалась, так как спад блеска совпал с периодом невидимости звезды.

В следующий период видимости в момент J. D. 2438211 звезда была слабее, чем за все предыдущее время наших наблюдений. В последующий же период во всех фильтрах наблюдается небольшое поярчение, а затем падение блеска. В ультрафиолетовых лучах общее падение блеска несколько меньше, чем в синих и желтых. Все это с большой убедительностью показывают кривые, характеризующие изменение сине-желтого и сине-фиолетового цветов со временем (фиг. 4).

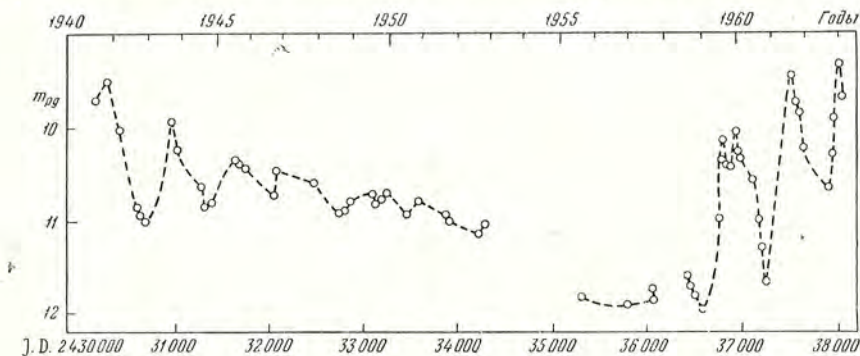


Фиг. 4. Изменения цвета Z And со временем

На всех кривых блеска Z And наблюдаются кратковременные всплески. Амплитуда их в ультрафиолете значительно больше, чем в желтой и синей областях спектра. Подобное явление наблюдалось и у AG Peg.

При сравнении всех трех кривых блеска Z And создается впечатление, что большая вспышка сильнее проявляется в синем фильтре, а малые колебания — в ультрафиолетовом. Интересно отметить, что и при вспышках звезд типа UV Cet наибольшие изменения испытывает излучение в синей области спектра [9].

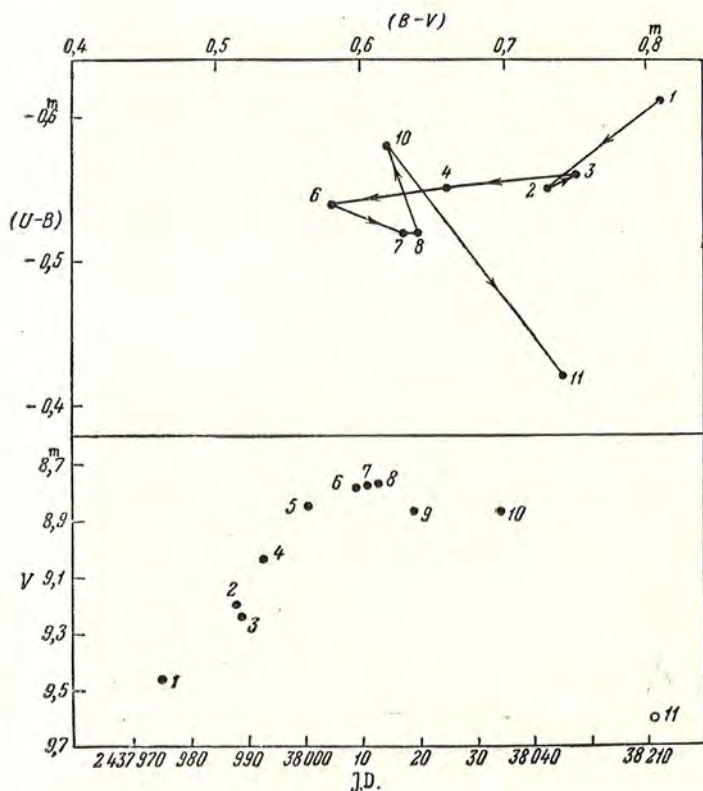
На фиг. 5 воспроизведена кривая блеска, заимствованная из [6], которая позволяет отметить, что нами наблюдался один из вторичных максимумов вспышки этой звезды, начавшейся в середине 1959 г.



Фиг. 5. Фотографическая кривая блеска Z And, полученная Г. Е. Ерлексовой [6]

Как указывалось раньше, мы имели возможность привести наблюдения Z And к системе U, B, V . На фиг. 6 изображен трек этой звезды во время вспышки на двухцветной диаграмме ($B-V$) — ($U-B$). Под графиком, изображающим трек, построена кривая блеска в системе V , охватывающая восходящую ветвь вспышки. Каждая точка этой кривой занумерована. Это позволяет сопоставить положение данной точки на двухцветной диаграмме с положением ее на кривой блеска. Точки 5 и 9 на двухцветной диаграмме отсутствуют, так как они отягощены большими ошибками.

Интересно отметить, что по мере увеличения блеска звезда приближается к главной последовательности. Точно такой же эффект обнаружен для SS Cyg К. К. Чуваевым [15].



Фиг. 6. Трек Z And на двухцветной диаграмме во время вспышки

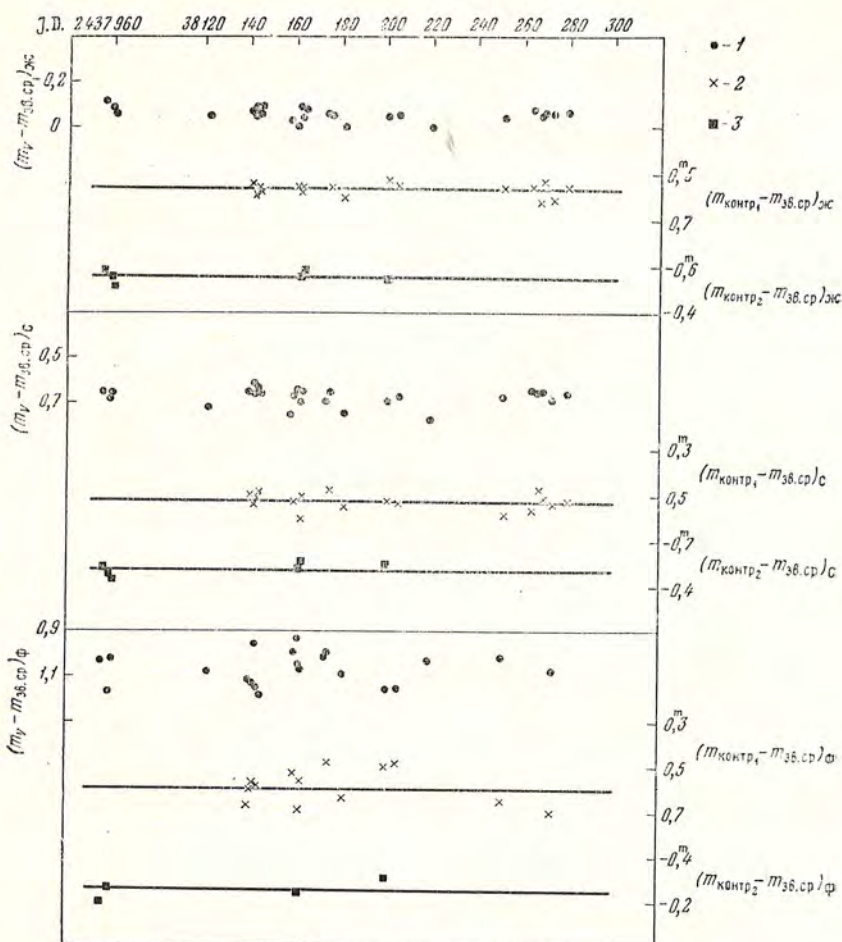
AG Dra. Звезда сравнения и контрольные звезды выбраны из списка, опубликованного в [16]. Звездой сравнения служила звезда c ($m_{pg}=10^m.18$), первой контрольной — d ($m_{pg}=10^m.65$), второй контрольной — b ($m_{pg}=9^m.68$). На фиг. 7 представлены полученные нами кривые блеска. Главная особенность их — отсутствие значительных колебаний блеска за весь период наблюдений.

Для выявления небольших колебаний мы сравнили величины разброса точек для переменной и первой контрольной звезд. Получилось, что для синего и ультрафиолетового фильтров величина разброса для обеих звезд одинакова. Для желтого фильтра величина разброса переменной несколько больше. Если учесть, что в этом фильтре переменная на $0^m.5$ ярче контрольной, то можно предположить возможность существования колебаний блеска с амплитудой, не превышающей $0^m.02$.

Исходя из малой яркости звезды, слабости ультрафиолетового излучения и отсутствия значительных колебаний блеска, можно заключить, что во время наших наблюдений AG Dra находилась в минимуме.

Следует указать, что в течение всего периода наблюдений нам не удалось отметить колебание блеска с амплитудой $0^m.15-0^m.20$, на существование которых указывалось в [3, 17].

Малые колебания. В ночи с хорошей видимой прозрачностью каждая из переменных AG Peg, Z And и AG Dra наблюдалась в течение нескольких часов подряд. Эти наблюдения графически представлены на фиг. 8—10. Строились они следующим образом. Наблюдения переменной и звезды сравнения в одном фильтре, приведенные в шкалу величин, без учета экстинкции нанесены на график в зависимости от времени. Обе эти кривые совмещены так, что ось времени у них общая,



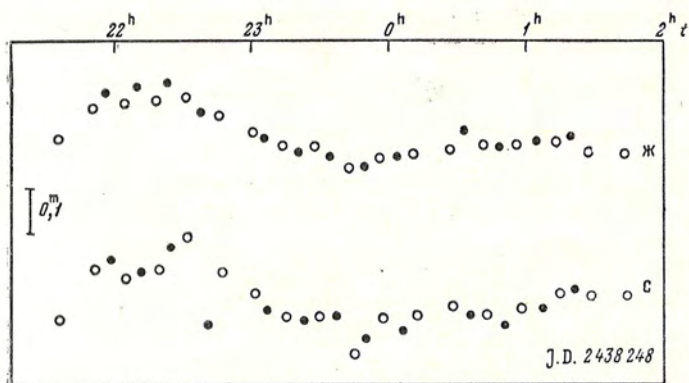
Фиг. 7. Кривая блеска AG Dra

1 — наблюдения переменной по отношению к звезде сравнения; 2, 3 — соответственно наблюдения первой и второй контрольных звезд по отношению к звезде сравнения

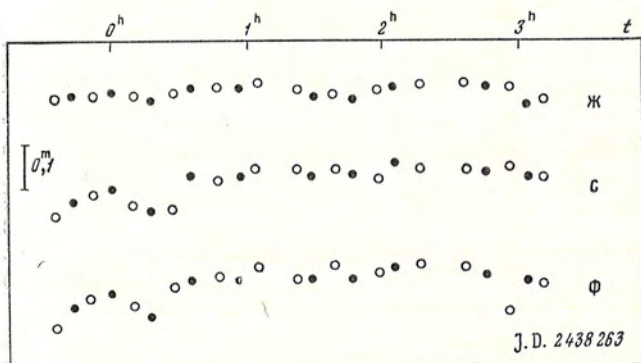
а большинство точек обеих кривых ложится на одну общую плавную кривую. Ход этой кривой зависит только от изменения атмосферной экстинкции. Такое построение дает возможность обнаружить небольшие колебания блеска с периодом от получаса до двух часов. Наименьшая предельная амплитуда, как видно из рассматриваемых фигур, определяется колебаниями экстинкции. Надо отметить, что колебания эти значительны и по мере перехода от желтого фильтра к ультрафиолетовому они возрастают. Для сравнения подобный график построен по наблюдениям двух постоянных звезд — звезды сравнения и контрольной звезды AG Peg (фиг. 11).

На фиг. 8 представлены наблюдения AG Peg, на фиг. 9—Z And и на фиг. 10—AG Dra. На всех этих графиках кружками изображены наблюдения звезды сравнения, а точками — наблюдения переменной.

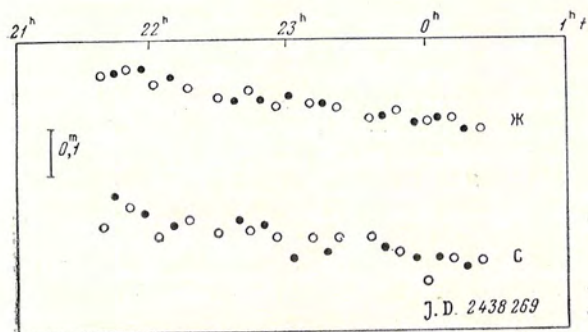
Из фиг. 8 следует, что около момента $t = 22^h$ AG Peg в желтом фильтре была ярче на $0^m.03$, чем в последующее время. Что происходило в этот момент в синем фильтре, сказать трудно, так как в это время в этом фильтре наблюдались значительные колебания экстинкции.



Фиг. 8. Наблюдения AG Peg



Фиг. 9. Наблюдения Z And



Фиг. 10. Наблюдения AG Dra

Фиг. 9 позволяет с уверенностью сказать о том, что если и существуют в данном случае колебания, то их амплитуда не превосходит $0^m 02$. Поскольку наблюдения звезды в каждом фильтре длились около 1 мин., а наблюдения эти повторялись примерно через 10—15 мин., то вероятность обнаружения колебаний, на наличие которых у Z And указывал Уокер [18], была мала.

Фиг. 10 свидетельствует, что для AG Dra в желтом фильтре если и есть колебания блеска, то амплитуда их не превосходит $0^m 02$ — $0^m 03$. В синем же фильтре колебания, возможно, есть (выброс двух соседних точек около $t = 23^h 10^m$). Амплитуда их около $0^m 05$.

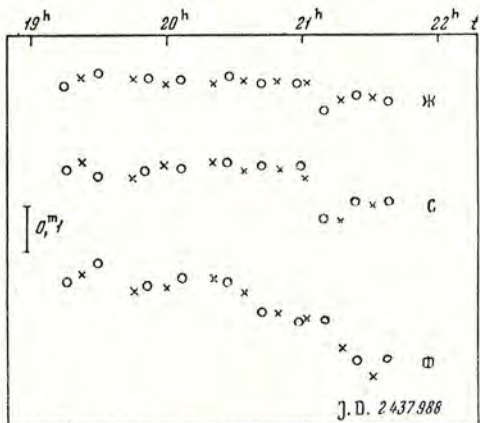
К сожалению, в нашем распоряжении было мало подобных наблюдений. Поэтому на основе имеющихся данных можно сделать только предварительное заключение: возможные быстрые колебания блеска Z And не превосходят

по амплитуде $0^m 02$, а колебания AG Peg и AG Dra не превосходят $0^m 05$. Однако этот вопрос нуждается в дополнительных исследованиях.

Основные результаты нашей работы заключаются в следующем.

В течение наблюдений AG Peg испытывала небольшие колебания блеска, амплитуда которых не превышала $0^m 4$. У Z And нам удалось отнаблюдать восходящую ветвь одного из вторичных максимумов вспышки, начавшейся в середине 1959 г. AG Dra, по-видимому, находилась в минимуме. Значительных колебаний ее блеска не наблюдалось.

У AG Peg и Z And, помимо медленных изменений блеска, наблюдаются быстрые, происходящие в течение нескольких дней. Амплитуда их



Фиг. 11. Наблюдения контрольной звезды AG Peg

Таблица 1

AG Dra

№ п/п	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	n	$\Delta m_{\text{с}}$	n	$\Delta m_{\text{ф}}$	n	№ п/п	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	n	$\Delta m_{\text{с}}$	n	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
1	2437956,23	$-0^m, 11$	2	$+0^m, 65$	2	$+1^m, 04$	2	15	2438173,40	$-0^m, 06$	2	$+0^m, 69$	2	$+1^m, 02$	2
2	959,23	0,08	2	0,68	2	1,16	2	16	175,39	$-0^m, 05$	9	0,65	3	1,00	3
3	37960,25	0,07	4	0,66	4	1,02	3	17	181,40	0,00	2	0,74	2	1,09	2
4	38122,40	0,05	1	0,72	1	1,08	1	18	200,35	$-0^m, 05$	5	0,69	5	1,16	5
5	140,39	0,07	6	0,65	6	1,12	6	19	205,40	$-0^m, 04$	3	0,67	3	1,16	3
6	142,40	0,05	4	0,66	4	1,13	4	20	219,40	0,00	5	0,77	5	1,02	5
7	143,38	0,07	2	0,62	2	0,96	2	21	251,38	$-0^m, 05$	9	0,67	9	1,01	3
8	144,37	0,05	2	0,63	2	1,14	2	22	264,34	0,08	8	0,64	8	—	—
9	145,37	0,10	1	0,66	1	1,17	1	23	267,34	0,06	5	0,65	5	—	—
10	158,44	0,03	1	0,75	1	—	—	24	269,33	0,06	11	0,65	11	—	—
11	160,45	0,01	4	0,66	4	1,00	4	25	273,32	0,06	7	0,68	7	$+1^m, 07$	5
12	161,40	0,09	2	0,65	2	0,93	2	26	279,30	0,08	7	0,66	7	—	—
13	162,43	0,04	5	0,69	5	1,05	5	27	2438291,28	$-0^m, 11$	3	$+0^m, 73$	4	—	—
14	2438163,41	$-0^m, 08$	5	$+0^m, 65$	5	$+1^m, 07$	5								

Таблица 2

AG Peg

№ п/п	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	n	$\Delta m_{\text{с}}$	n	$\Delta m_{\text{ф}}$	n	№ п/п	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	n	$\Delta m_{\text{с}}$	n	$\Delta m_{\text{ф}}$	n
1	2437948,28	$-0^m,02$	1	$-0^m,26$	1	$-1^m,75$	1	15	2438257,40	$+0^m,19$	3	$-0^m,14$	3	$-1^m,58$	3
2	960,33	$-0,01$	2	0,28	2	1,69	2	16	259,45	0,16	2	0,14	2	1,62	2
3	975,32	$+0,02$	1	0,21	1	1,66	1	17	261,45	0,18	2	0,08	2	1,56	2
4	988,25	0,03	3	0,22	3	1,61	3	18	269,44	0,13	2	0,13	2	1,61	2
5	37993,19	0,03	2	0,26	2	1,70	2	19	273,45	0,13	2	0,12	2	1,62	2
6	38009,19	0,09	2	0,18	2	1,59	2	20	279,40	0,15	5	0,10	5	1,52	5
7	011,16	0,06	2	0,26	2	1,61	2	21	282,44	0,14	3	0,12	3	1,53	3
8	200,46	0,22	1	0,10	1	1,54	1	22	283,32	0,12	4	0,12	4	1,60	4
9	205,48	0,25	2	$-0,06$	2	1,51	2	23	291,38	0,13	2	0,14	2	1,51	2
10	208,46	0,36	2	0,00	2	1,42	2	24	295,36	0,11	3	0,16	3	1,56	3
11	215,49	0,24	5	$-0,06$	5	1,50	5	25	299,37	0,08	4	0,22	4	1,66	4
12	247,34	0,20	8	0,11	8	1,59	8	26	349,21	0,05	2	0,23	2	1,66	2
13	248,36	0,22	13	0,08	13	$-1,54$	13	27	2438354,20	$+0,05$	2	$-0,20$	2	$-1,61$	2
14	2438255,41	$+0,23$	4	$-0,06$	4	—	—								

Таблица 3

Z And

№ п/п	J. D.	$\Delta m_{\text{ж}}$	n	$\Delta m_{\text{с}}$	n	$\Delta m_{\text{ф}}$	n	V	(B—V)	(U—B)
1	2437955,26	$+0^m,45$	2	$+0^m,70$	2	$+0^m,03$	2	$+9^m,48$	$+0^m,82$	$-0^m,72$
2	960,36	$+0,34$	1	$+0,56$	1	$-0,08$	1	9,37	0,80	0,70
3	964,32	$+0,38$	2	$+0,56$	2	$-0,05$	2	9,41	0,75	0,67
4	965,26	$+0,37$	11	$+0,54$	11	$-0,07$	11	9,40	0,74	0,67
5	969,19	$+0,41$	1	$+0,60$	1	$+0,07$	1	9,44	0,77	0,60
6	970,25	$+0,43$	2	$+0,67$	2	$+0,08$	2	9,46	0,81	0,64
7	975,36	$+0,43$	1	$+0,67$	1	$+0,12$	1	9,46	0,82	0,61
8	988,34	$+0,17$	2	$+0,34$	2	$-0,15$	1	9,20	0,74	0,55
9	989,22	$+0,21$	2	$+0,39$	2	$-0,11$	2	9,24	0,75	0,56
10	37993,23	$+0,01$	1	$+0,12$	1	$-0,37$	1	9,04	0,66	0,55
11	38001,28:	$-0,17$	1	0,00	3	$-0,55$	2	8,86	0,74	0,61
12	009,23	$-0,24$	3	$-0,21$	2	$-0,70$	2	8,79	0,58	0,54
13	011,29	$-0,25$	5	$-0,18$	5	$-0,64$	4	8,78	0,63	0,52
14	013,28	$-0,26$	1	$-0,18$	1	$-0,63$	1	8,77	0,64	0,52
15	019,24:	$-0,16$	2	$-0,07$	2	$-0,42$	2	8,87	0,65	0,41
16	034,32	$-0,15$	2	$-0,08$	2	$-0,50$	2	8,87	0,62	0,58
17	211,53	$+0,58$	2	$+0,76$	2	$+0,40$	2	9,61	0,74	0,42
18	251,50	$+0,49$	2	$+0,65$	2	$+0,12$	2	9,52	0,72	0,59
19	255,47	$+0,54$	3	$+0,69$	3	$+0,11$	3	9,57	0,71	0,64
20	257,33	$+0,60$	6	$+0,77$	6	$+0,18$	6	9,63	0,74	0,66
21	259,52	$+0,62$	2	$+0,77$	2	$+0,13$	2	9,65	0,72	0,70
22	263,43	$+0,60$	10	$+0,76$	10	$+0,06$	10	9,63	0,73	0,76
23	269,52	$+0,67$	3	$+0,84$	3	$+0,09$	3	9,70	0,74	0,82
24	273,50	$+0,66$	3	$+0,85$	3	$+0,20$	3	9,69	0,76	0,70
25	279,48	$+0,69$	3	$+0,83$	3	$+0,18$	3	9,72	0,70	0,71
26	289,37	$+0,78$	4	$+0,94$	4	$+0,25$	4	9,82	0,72	0,74
27	295,42	$+0,72$	2	$+0,92$	2	$+0,13$	2	9,75	0,77	0,85
28	299,47	$+0,72$	4	$+0,93$	4	$+0,07$	4	9,75	0,78	0,92
29	349,26	$+0,69$	1	$+0,94$	1	$+0,15$	1	9,72	0,83	0,85
30	354,25	$+0,69$	2	$+1,00$	2	$+0,29$	2	9,72	0,90	0,77
31	2438367,25	$+0,68$	1	$+0,95$	1	$+0,28$	1	$+9,71$	$+0,84$	$-0,73$

в желтом фильтре минимальна, а в ультрафиолете максимальна ($0^m 07-0^m 10$).

В заключение приношу глубокую благодарность В. Б. Никонову и А. А. Боярчуку за большое внимание к работе, Т. М. Смирновой, Л. Н. Шваук за помощь в обработке и А. И. Брунс за подготовку графиков.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. P. W. Merrill. Sky and Tel., 1959, 18, 490.
 2. С. Рауне-Гапосчкин. Astrophys. J., 1946, 104, 362.
 3. А. С. Шаров. Переменные звезды, 1960, 13, 54.
 4. R. Weber. Circ. I. A. U., 1959, N 1696, okt. 23.
 5. R. Weber. J. Observateurs, 1963, 46, 175.
 6. Г. Е. Ерлексова. Бюлл. Ин-та астрофизики АН Тадж. ССР, 1964, № 37, 43.
 7. Observations of variable stars. (Nederlander vereniging voor weer — en sterrenkunde). July — Dec. 1962, report 3, p. 6.
 8. N. Roman. Astrophys. J., 1953, 117, 467.
 9. П. Ф. Чугайнов. Наст. том, стр. 215.
 10. Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1959, 21, 215.
 11. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1953, 117, 313.
 12. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1954, 119, 181.
 13. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. Publ. Naval Obs., Sec. ser., 1961, 17, p. 7, 488.
 14. В. Б. Никонов, С. В. Некрасова, Н. С. Полосухина, Д. Н. Парковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 42.
 15. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 141.
 16. А. С. Шаров. Переменные звезды, 1954, 10, 55.
 17. W. Wenzel. Mitt. Veranderl. Sterne, 1955, N 203.
 18. M. F. Walker. Non-stable stars, 1957, p. 46. Symposium N 3 I. A. U.
-

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ χ Oph
В ТРЕХ ЦВЕТАХ

Э. С. Бродская

За период с 1.VI по 25.VII 1963 г. получено 62 наблюдения звезды χ Oph типа Ве в фотометрической системе, близкой к U, B, V .

Обнаружено колебание блеска в пределах $0^m,1$. При повышении блеска показатель цвета $B - V$ увеличивается. Наблюдались колебания блеска в ультрафиолете, когда V и $B - V$ оставались постоянными.

PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF χ Oph IN THREE COLORS, by E. S. Brodskaya.— Altogether 62 observations were made of χ Oph in a photometric system close to U, B, V during June 1—July 25 1963. Brightness variations within the limits of $0^m,1$ were detected. $B - V$ increased with brightness. Brightness variations were observed in the ultraviolet at constant V and $B - V$.

χ Oph принадлежит к классу Ве-звезд. В ее спектре наблюдаются очень широкие линии поглощения, на которые накладываются раздвоенные эмиссионные линии. Относительная интенсивность эмиссионных компонентов изменяется со временем [1]. Как известно, подобные контуры линий звезд Ве объясняются быстрым вращением звезды и рекомбинационным свечением расширяющейся и вращающейся массы газа в форме оболочки или кольца, расположенного в экваториальной плоскости. Механизм выброса удаляющейся массы не известен. Согласно исследованию Мендоза [2], с статистической точки зрения звезды Ве являются компактной группой по светимости и относятся преимущественно к спектральному типу B2. Они находятся в спиральных ветвях и не концентрируются в ассоциациях. На диаграмме H—R звезды Ве располагаются на величину выше звезд главной последовательности и, следовательно, по современным представлениям, более старые. У большинства этих звезд наблюдается ультрафиолетовый избыток.

Что касается χ Oph, то большое число наблюдений спектра этой звезды не выделяет ее из числа обычных звезд Ве. Многочисленные визуальные и фотографические оценки блеска за период 1873—1948 гг. показывают, что блеск χ Oph оставался почти постоянным большую часть этого периода и был равен около $4^m,4$. Только в промежутке 1878—1880 гг. звезда ослабела до $5^m,3$ [3]. С мая по август 1957 г. И.Д. Купо [4] наблюдала спектр χ Oph с щелевым и бесщелевым спектрографами при дисперсии $140 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Она обнаружила сильное изменение структуры спектральных линий и значительные изменения спектрофотометрических градиентов в областях $\lambda < 4400$, $\lambda > 4400$ и $\lambda \lambda 5300-6500 \text{ \AA}$. Наряду с долгопериодическими изменениями градиентов наблюдались также короткопериодические изменения в течение нескольких часов. Отмечается слу-

чай, когда блеск звезды ослабел на 0^m6 в течение 1,5 часа, а через час вернулся к исходной величине. Для объяснения быстрых изменений спектрофотометрических градиентов И. Д. Купо привлекла механизм иетеплового излучения релятивистских электронов в переменном магнитном поле [5]. Сведения о поляризации света χ Орh несколько противоречивы. В 1962 г. Н. М. Шаховской [6] определял фотоэлектрически степень поляризации света этой звезды. Согласно этим измерениям степень поляризации находится в пределах 0,82—0,24%. По измерениям Смит, степень поляризации равна 1,8% [7].

Насколько известно автору, фотоэлектрические исследования переменности блеска χ Орh не проводились. Но в двух статьях опубликованы фотометрические параметры этой звезды в системе U, B, V :

V	$B - V$	$U - B$	
$4^m,34$	$+ 0^m,30$	$-0^m,75$	[8]
$4,57$	$+ 0,22$	$-0,74$	[2]

Как видно, расхождение величин V и $B - V$ выходит за пределы точности фотоэлектрических наблюдений. Однако такое расхождение не противоречит принадлежности χ Орh к обычным звездам Ве, излучение которых согласно общепринятой точке зрения является суммарным излучением звезды и рекомбинационным свечением оболочки.

Цель настоящей работы — установить, каким изменениям подвержено излучение χ Орh в трех участках непрерывного спектра.

Наблюдения звезды проводились в течение 15 вечеров за период с 1.VI по 25.VII 1963 г. на электрофотометре, установленном на 13'' кассегреновском рефлексоре в Симеизе. В фотометре использовался фотоумножитель ЕМІ типа 6094 В в сочетании со следующими фильтрами: желтым ЖС-12, синим СС-5 плюс ЖС-4, ультрафиолетовым УФС-2. Ширина цветовой системы фотометра $(B - V)_s$ и $(U - B)_s$ связана с системой U, B, V следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} B - V &= 0,58 + 0,983 (B - V)_s; \\ U - B &= 0,932 (U - B)_s - 0,557. \end{aligned} \quad (1)$$

Первые две ночи наблюдений звездой сравнения служила ν Sco. Все последующие наблюдения велись из предосторожности с двумя звездами сравнения ω_1 Sco и ρ Орh, а ν Sco наблюдалась дополнительно 1—2 раза в течение нескольких вечеров. Поскольку лучевые скорости ν Sco переменны, можно опасаться небольших флуктуаций ее блеска [9]. Наблюдения χ Орh и ее звезд сравнения сильно затруднены атмосферными помехами вследствие того, что для Симеиза они находятся не выше 28° над горизонтом. Массы воздуха в лучшем случае были равны около 2,1. Кроме того, звезды сравнения расположены в пределах 5° одна от другой. При таких неблагоприятных условиях точность наблюдений в значительной степени связана с точностью учета экстинкции.

Все наблюдения χ Орh получены при часовых углах $t \leq 1^h$. Коэффициенты экстинкции $\alpha_V, \alpha_{B-V}, \alpha_{U-B}$ определялись для каждого вечера по методу, изложенному Харди [10]. Для этого каждый вечер по одному разу наблюдались τ Нег и τ Нег — стандарты в системе U, B, V , близкие по цвету к звездам сравнения и находящиеся на малых зенитных расстояниях. По наблюдениям этих двух звезд и двух звезд сравнения определялись коэффициенты экстинкции согласно известным соотношениям:

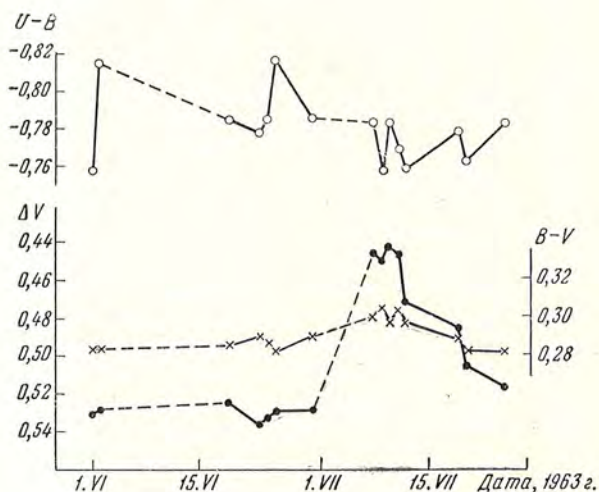
$$\alpha_V = \frac{\Delta V - \Delta V_0}{\Delta F(z)}, \quad \alpha_C = \frac{\Delta C - \Delta C_0}{\Delta F(z)},$$

где ΔV и ΔV_0 — разности наблюдаемых и внеатмосферных величин соответственно, ΔC и ΔC_0 — разности наблюдаемых и внеатмосферных цветов, ΔF — разности воздушных масс.

Точности наших наблюдений характеризуются следующими средними ошибками одного наблюдения σ . В случае измерения разностей визуальных величин $\sigma = \pm 0^m,015$. При определении показателей цвета χ Орх $(B-V)_s$ и $(U-B)_s$ $\sigma = \pm 0^m,013$ и $\pm 0^m,014$ соответственно. Результаты наблюдений даны в таблице.

Дата, 1963 г.	U. T.	ΔV	$B-V$	$U-B$	n
1. VI	20 ^h 57 ^m —22 ^h 01 ^m	0 ^m ,530	+0 ^m ,283	—0 ^m ,758	6
2. VI	20 42 —21 34	0,528	0,284	0,815	6
19. VI	20 01 —21 07	0,525	0,286	0,785	5
20. VI	20 00 —21 15	0,536	0,290	0,778	5
24. VI	19 45 —21 06	0,533	0,287	0,784	6
25. VI	19 26 —21 42	0,530	0,283	0,816	5
30. VI	20 02 —20 58	0,528	0,290	0,786	4
8. VII	19 13 —20 16	0,447	0,300	0,782	4
9. VII	19 07 —19 42	0,450	0,305	0,756	3
10. VII	19 13 —20 02	0,444	0,297	0,782	4
10. VII	19 08 —19 46	0,447	0,304	0,768	3
12. VII	19 11 —19 52	0,472	0,298	0,758	4
19. VII	19 08 —19 40	0,486	0,289	0,777	3
20. VII	19 00 —19 40	0,506	0,282	0,762	3
25. VII	18 50 —19 10	0,516	+0,282	—0,781	2

Примечание. ΔV — разность величин χ Орх и ω_1 Sco (в смысле последняя ярче). Цвета χ Орх приведены к системе U, B, V согласно соотношениям (1).



Наблюдения χ Орх

Черными кружками отмечены значения ΔV , крестиками — $B-V$

Фигура иллюстрирует данные таблицы.

Результаты наших наблюдений показывают, что:

1. Блеск χ Орх в визуальных лучах был практически постоянным с 1 по 30 июня включительно. 8 июля звезда стала ярче на $0^m,09$ и в течение

четыре суток оставалась на этом уровне, после чего блеск постепенно начал падать. К сожалению, из-за отсутствия наблюдений в течение восьми суток не известно, как быстро произошло возрастание блеска звезды.

2. При возрастании блеска показатель цвета $B-V$ увеличился на $0^m,015$. Это покраснение звезды хотя и незначительно, но безусловно реально, так как получено по 14 наблюдениям.

3. Изменения $U-B$ кажутся не связанными с изменением V . Когда звезда находилась в состоянии пониженного блеска, произошли две вспышки в ультрафиолетовой части спектра, одна из которых достигает $0^m,06$, как это видно на фигуре. Кроме того, наблюдается большая дисперсия значений $U-B$ для разных дат, что, вероятно, отражает реальную нестабильность излучения χ Ori в ультрафиолете.

Короткопериодических колебаний (в течение 1—2 час.) блеска и показателей цвета не обнаружено.

Выражаю благодарность Е. И. Иосько за помощь при наблюдениях и их обработку, а также благодарю В. Н. Иванова за помощь при налаживании аппаратуры.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. B. McLaughlin. Publ. Obs. Univ. Michigan, 1932, 4, 175.
2. E. E. Mendoza. Astrophys. J., 1958, 128, 253.
3. J. Ashbrook. Pop. Astr., 1949, 57, 111.
4. И. Д. Купо. Астр. ж., 1960, 37, 88.
5. И. Д. Купо. Астр. ж., 1961, 38, 496.
6. Н. М. Шаховской. Астр. циркуляр, 1962, № 228.
7. E. P. Smith. Astrophys. J., 1956, 124, 43.
8. R. H. Hardie a. D. L. Crawford. Astrophys. J., 1961, 133, 843.
9. A. Hoof, F. C. Bertiau a. R. Deuringk. Astrophys. J., 1963, 137, 824.
10. R. Hardie. Astrophys. J., 1959, 130, 663.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ
В АТМОСФЕРАХ О-ЗВЕЗД*Р. Н. Кумайгородская*

На основании 170 спектрограмм с дисперсией 33 и 14 Å/мм, полученных для 19 звезд в спектральном интервале 04,5—09,5, проведен анализ физических условий в их атмосферах.

Рассмотрен характер поведения абсорбционных линий в зависимости от спектрального класса и светимости. Дано качественное объяснение наблюдаемых особенностей.

По водородному спектру двумя методами определены электронные плотности в атмосферах этих звезд.

Показана возможность построения для звезд О кривых роста по линиям He II. Определены $T_{\text{ион}}$ по линиям гелия. Показано, что эти температуры не характеризуют атмосферу звезды в целом, а относятся к некоторому слою, оптическая глубина которого меняется в зависимости от спектрального класса. Вследствие этого найденные $T_{\text{ион}}$ не могут быть использованы в качестве основного параметра для всей атмосферы и в качестве шкалы ионизационных температур.

Занстровские температуры, найденные по эмиссионным линиям ионов He II, N III и C III, близки к эффективным температурам.

Для каждой звезды с помощью кривых роста найдены турбулентные скорости по линиям 2^3P и 2^1P He I и He II и дано качественное объяснение соотношения между ними и их изменением со спектральным классом.

Скорости макротурбулентных движений по контурам линий He I и He II в среднем в 2—3 раза больше, чем скорости микротурбулентных движений по кривым роста.

AN INVESTIGATION OF THE PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERES OF O STARS, by *R. N. Kumaigorodskaya*.— The physical conditions in the atmospheres of 19 O4.5—O9.5 type stars have been analyzed on the basis of 170 spectrograms with a dispersion of 33 and 14 Å/mm. The behavior of the absorption lines in dependence on spectral type and luminosity is studied. A qualitative explanation is given of the observed peculiarities. The electron densities in the atmospheres of these stars are determined by two methods from the hydrogen spectrum.

The possibility of constructing the curves of growth for O stars using He II lines is shown. The T_{ion} are found from the helium lines. It is shown that these temperatures do not characterize the atmosphere of the star as a whole, but are related to a layer with an optical thickness which varies with spectral type. Therefore the T_{ion} obtained cannot be used as the main parameter of the whole atmosphere and as a scale of ionizational temperatures.

The Zanstra temperatures found from the He II, N III and C III emission lines are close to the effective temperatures.

The turbulent velocities are determined from the 2^3P and 2^1P He I and He II lines for all the stars using the curves of growth. A qualitative explanation is given of their ratios and variation with spectral type. The velocities of macroturbulent motions derived from the He I and He II line profiles on the average exceed those found from the curves of growth by about a factor of 2—3.

Введение

К настоящему времени выполнен ряд исследований, посвященных свойствам О-звезд. Это в основном работы Петри [1], Вилсона [2], Ока [3], Андерхилл [4], основанные на спектрографическом материале большой и умеренной дисперсии. Однако основные физические особенности атмосфер О-звезд изучены еще недостаточно хорошо. Из всех упомянутых исследований только работа Ока [3] посвящена, собственно, количественному изучению физических условий в атмосферах О-звезд, но полученные там параметры атмосфер (электронная плотность n_e , ионизационная температура $T_{\text{ион}}$) определены недостаточно надежно.

Надежных определений температур для О-звезд нет по той причине, что здесь непригодны многие из существующих методов определения температур (например метод определения T из сравнения теоретического распределения энергии в непрерывном спектре с наблюдаемым распределением или же метод максимумов в теории ионизации). Определением температур О-звезд по линиям поглощения занимались Петри [1] и Ок [3], а по линиям излучения — Билс и Хэтчер [5]. Температуры, определенные Петри и Оком, недостаточно надежны в силу значительных упрощений, введенных ими в используемые методы. Так, Петри при определении температур О-звезд использует для всех изучаемых им звезд одно и то же значение электронного давления $\lg P_e = 2,80$, определенное ранее Аллером для 10 Lac (O8 V). Кроме того, для определения чисел атомов по линиям He I и He II он использует одну и ту же эмпирическую кривую роста, построенную Гольдбергом по линиям He I для звезд HD 210809 (O9 Ib).

Однако форма кривых роста меняется со спектральным классом и, кроме того, различна для He I и He II (см. § 6). Ок же при определении температур по формуле Саха по линиям He I и He II использует заниженные значения электронных плотностей. В связи с этим было интересно по имеющемуся у нас материалу (см. § 1) определить температуры ряда О-звезд различных подклассов.

Определением электронных плотностей в атмосферах О-звезд занимались Ок [3], Копылов [6] и другие. Однако, поскольку электронные плотности определены не для всех изучаемых нами звезд и, кроме того, имеются расхождения между значениями, определенными одним и тем же методом разными авторами, определение n_e по имеющемуся у нас однородному материалу может представить некоторый интерес.

Определением микротурбулентных скоростей (по кривым роста) и макротурбулентных скоростей (по контурам линий) для самых горячих звезд по существу никто не занимался. Заслуживает упоминания исследование А. Слеттебака [7], который детально изучал характер расширения линий в спектрах горячих сверхгигантов, в том числе и у звезд О. Почти полное отсутствие таких исследований может быть связано с тем, что метод кривой роста для этих звезд, на первый взгляд, почти непригоден из-за недостаточного числа линий различных элементов в обычно изучаемой области спектра.

Для исследования скоростей макротурбулентных движений по контурам необходимы, как правило, спектрограммы с большим разрешением. Кроме того, имеются и другие трудности. Так, спектроскопические эффекты, создаваемые макротурбулентцией, трудно отличить от эффектов,

создаваемых осевым вращением звезд [7]. Поэтому интересно предпринять попытку определить по имеющемуся у нас материалу как микро-турбулентные (по кривым роста для He I и He II), так и макротурбулентные скорости (по контурам линий He I, He II, O III, N III, Si IV) (см. § 6, 7).

Сведения об этих параметрах атмосфер О-звезд необходимы для решения многих задач по физике и эволюции звезд О. В частности, это может помочь в выяснении природы механизмов образования эмиссионных линий, наблюдающихся в спектрах этих звезд.

§ 1. Материал наблюдений и его обработка

В нашем распоряжении имелось около 150 спектрограмм, полученных в 1961—1963 гг. с дисперсией 33 Å/мм на дифракционном спектрографе 1220-мм телескопа Крымской астрофизической обсерватории для 19 звезд, расположенных в спектральном интервале O4,5—O9,5. Эти спектрограммы охватывают спектральную область от H_{β} до $\sim \lambda 3500$ Å (пластинки Кодак 103а-О). В указанное выше число входят также спектрограммы, полученные для девяти из этих звезд на пластинках Кодак 103а-Ф. Они охватывают спектральную область от H_{α} до H_{β} . Список изученных звезд приводится в табл. 1. Мы располагали еще примерно 30 спектрограммами с дисперсией 14 Å/мм (спектральная область $\sim \lambda 4700 - \sim \lambda 3500$ Å), полученными на этом же спектрографе для пяти из изучаемых звезд: α Cam, 9 Sge, λ Cep, S Mon и λ Ori A. Эти спектрограммы использованы для изучения макротурбулентных скоростей по форме контуров спектральных линий. Число спектрограмм для каждой спектральной области указано

Таблица 1

Номер звезды по HD	Звезда	m_v	Sp	M_v	Число спектрограмм		
					103 а-О	103 а-Ф	0а-О
190429 N		6 ^m 64	O 4,6 f	-7 ^m 11	6	2	
14947		8,04	O 5,0 f	-7,22	3		
190864		7,83	O 6,35f	-6,46	4		
210839	λ Cep	5,19	O 6,35f	-6,46	9	5	6
34656		6,71	O 6,80f	-6,54	5		
24912	ξ Per	4,05	O 6,90f	-6,02	8	3	
192639		7,02	O 7,15f	-6,65	6		
108 *		7,36	O 7,30f	-6,92	5		
199579 **		6,01	O 7,45f	-5,47	4	2	
47839	S Mon	4,68	O 7,50f	-5,44	5	4	4
203064	68 Cyg	5,06	O 7,50f	-5,82	8	4	
36861	λ Ori A	3,66	O 7,70f	-5,26	6	4	7
188001	9 Sge	6,29	O 7,80f	-6,78	14	4	4
60848 ***		7,20	O 8v:pe		4		
214680	10 Lac	4,91	O 8,25	-5,10	6		
93521 ****		6,89	O 9,10	-5,21	6		
209481		5,50	O 9,20	-5,43	3		
188209		5,51	O 9,40	-6,10	3		
30614	α Cam	4,38	O 9,45+	-6,75	4	7	7

* Нижние члены бальмеровской серии типа Р Cyg.

** Спектрально-двойная.

*** Неправильная переменная типа Ia? Находится на большой галактической широте. Первые члены бальмеровской серии в эмиссии.

**** Звезда находится на большой галактической широте, с богатым содержанием гелия в атмосфере.

в 6, 7 и 8-м столбцах табл. 1. В примечаниях указаны особенности некоторых звезд.

Обработка полученных спектрограмм проводилась обычным методом. В результате получены эквивалентные ширины W_λ для всех достаточно интенсивных линий, приведенные в табл. 2. В 3-м столбце этой таблицы для каждой линии указаны номер мультиплета из таблиц Ш. Мур [8].

Таблица 2

λ , Å	Элемент	Номер мультиплета	HD 190429N W_λ	HD 190864 W_λ	HD 210839 W_λ	HD 34656 W_λ	HD 24912 W_λ	HD 192639 W_λ
6562	H α , He II		E	—	E	—	2,38	—
4861	H β , He II		2,13	2,90	1,69	2,26	2,48	1,62
4340	H γ , He II		1,96	2,60	1,88	2,60	2,01	1,91
4101	H δ , He II		1,87	2,55	1,60	2,37	1,74	1,95
3970	H ϵ , He II		2,31	2,53	1,60	2,54	2,04	1,76
3889	H ζ , He II		1,61	2,22	1,31	2,16	1,60	1,43
3835	H η , He II		1,43	1,82	1,17	1,82	1,54	1,43
3797	H θ		1,27	1,65	1,14	1,69	1,34	1,12
3770	H ι		0,99	1,19	0,75	1,55	1,05	1,02
3750	H κ		1,11	0,73	0,53	1,02	0,75	0,75
3734	H λ		0,59	0,38	0,40	0,70	0,50	0,62
3721	H λ		0,33	0,30	0,30	0,53	0,37	0,46
3711	H λ , O III		0,26	0,26	0,26	0,38	0,29	(0,49)
3703	H λ , He I		0,17	0,32	(0,26)	(0,72)	(0,40)	(0,70)
4713	He I	12	—	0,21	0,08	0,16	0,24	0,15
4120	He I	16	0,12	—	—	0,12	0,08	0,12
3867	He I	20	—	0,14	—	0,15	—	—
6678	He I	46	—	—	0,27	—	0,65	—
4921	He I	48	0,31	—	0,23	—	0,25	0,33
4387	He I	51	0,21	0,25	(0,08)	0,24	0,12	0,21
4143	He I	53	0,12	—	—	0,17	0,11	0,09
4009	He I	55	0,14	—	—	0,15	0,14	0,11
5875	He I	11	0,68	—	1,01	—	1,31	—
4471	He I	14	0,43	0,62	0,41	1,06	0,72	0,82
4026	He I	18	(0,14)	(0,20)	(0,13)	(0,27)	(0,24)	(0,24)
3819	He I	22	0,35	0,29	0,15	0,55	0,33	0,43
3964	He I	4	0,09	—	0,12	0,15	0,12	0,11
4686	He II	1	E	0,70	E	0,54	0,60	0,00
5411	He II	2	—	—	1,03	—	0,93	—
4541	He II	2	0,55	0,93	0,70	0,90	0,58	0,70
4200	He II	3	0,47	0,73	0,53	0,82	0,50	0,60
4026	He II	3	0,52	0,58	0,39	0,70	0,32	0,48
3923	He II	4	0,30	0,46	0,23	0,53	0,20	0,35
3858	He II	4	(0,11)	0,21	0,24	0,23	0,11	0,23
3813	He II	4	0,29	—	0,08	0,21	(0,12)	0,14
4647	C III	1	—	—	—	—	0,13	—
4650	C III	1	—	—	—	—	—	—
4651	C III	1	—	—	—	—	0,14	—
4070	C III	16	0,17	0,12	—	0,21	0,11	—
5801	C IV	1	—	—	0,33	—	0,29	—
5812	C IV	1	—	0,17	0,26	0,24	0,28	0,21
4514	N III	3	0,12	—	0,10	0,29	0,13	0,23

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 190429N W_λ	HD 190864 W_λ	HD 210839 W_λ	HD 34656 W_λ	HD 24912 W_λ	HD 192639 W_λ
4510	N III	1	0,10	—	—	—	0,12	0,17
4379	N III	17	0,19	0,09	0,12	0,15	0,13	0,15
4097	N III	1	—	—	0,12	—	0,24	0,57
5592	O III	5	—	—	0,26	0,31	0,40	0,28
3759	O III	2	0,73	—	0,26	0,68	0,47	0,81
3754	O III, N III	2	—	—	—	—	—	—
3791	O III	2	0,21	0,49	0,51	0,24	0,24	0,35
3757	O III	2	0,33	—	—	—	—	—
3728	O III	30	—	0,20	0,06	—	0,21	0,09
3961	O III	17	0,21	—	0,14	0,15	0,17	0,23
4088	Si IV	1	—	0,27	0,09	0,30	0,29	0,48
4146	Si IV	1	—	0,12	0,05	0,12	0,18	0,15
$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 108 W_λ	HD 199579 W_λ	HD 47833 W_λ	HD 203064 W_λ	HD 36861 W_λ	HD 183001 W_λ
6562	H α , He II		E	2,90	4,76	E	3,64	E
4861	H β , He II		—	4,57	3,10	1,36	2,94	1,48
4340	H γ , He II		1,54	2,73	2,88	1,89	2,50	1,49
4101	H δ , He II		2,24	2,78	2,11	2,26	2,13	1,80
3970	H ϵ , He II		1,97	2,68	2,43	1,75	2,28	1,86
3889	H ζ , He II		1,48	2,51	2,36	1,53	1,99	1,31
3835	H η , He II		1,40	2,42	2,08	1,34	1,86	1,19
3797	H θ		1,09	2,16	1,93	1,41	1,63	1,03
3770	H ι		1,09	2,08	1,35	1,31	1,66	0,94
3750	H κ		0,43	0,76	0,68	0,73	0,75	0,81
3734	H λ		0,33	0,41	0,44	0,50	0,65	0,52
3721	H λ		0,20	0,27	0,36	0,33	0,47	0,37
3711	H λ , O III		(0,33)	(0,36)	0,21	(0,36)	(0,52)	(0,46)
3703	H λ , He I		0,46	0,29	0,35	0,43	0,64	0,52
4713	He I	12	—	0,14	0,20	0,23	0,34	0,25
4120	He I	16	—	0,11	0,09	0,14	0,15	0,12
3867	He I	20	0,20	0,18	(0,09)	—	0,09	0,08
6678	He I	46	—	—	0,59	0,15	0,65	0,43
4921	He I	48	—	—	(0,27)	0,35	0,47	0,35
4387	He I	51	0,15	0,15	0,18	0,36	0,24	0,18
4143	He I	53	—	0,21	0,07	0,18	0,24	0,14
4009	He I	55	0,17	0,11	(0,21)	—	—	(0,03)
5875	He I	11	—	0,78	0,97	1,10	1,25	0,95
4471	He I	14	0,75	0,57	0,63	0,66	0,88	0,93
4026	He I	18	0,19	(0,35)	(0,35)	(0,40)	(0,49)	(0,52)
3819	He I	22	0,37	0,32	0,40	0,33	0,46	0,49
3964	He I	4	—	0,12	—	—	(0,30)	0,24
4686	He II	1	E	1,20	0,75	0,57	0,78	E
5411	He II	2	—	—	0,96	—	0,81	—
4541	He II	2	0,93	1,09	0,54	0,58	0,70	0,67
4200	He II	3	0,75	0,64	0,39	0,44	0,47	0,51

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 108 W_{λ}	HD 199579 W_{λ}	HD 47839 W_{λ}	HD 203064 W_{λ}	HD 36861 W_{λ}	HD 188001 W_{λ}
4026	He II	3	(0,49)	(0,37)	(0,30)	(0,33)	(0,38)	(0,39)
3923	He II	4	0,26	0,17	0,20	0,24	0,23	0,29
3858	He II	4	0,11	0,11	(0,03)	—	0,18	0,27
3813	He II	4	(0,20)	—	—	—	(0,21)	0,18
4647	C III	1	—	0,10	—	—	0,27	—
4650	C III	1	—	—	—	—	—	—
4651	C III	1	—	0,10	—	—	0,34	—
4070	C III	16	—	0,12	0,09	0,26	0,23	0,21
5801	C IV	1	—	0,40	0,44	0,39	0,39	0,50
5812	C IV	1	0,14	—	0,29	—	0,19	—
4514	N III	3	0,04	0,15	0,15	0,22	0,12	0,16
4510	N III	1	0,10	—	—	—	0,13	—
4379	N III	17	0,07	0,25	—	0,15	0,13	0,16
4097	N III	1	0,12	0,35	0,32	0,39	0,17	0,35
5592	O III	5	0,17	—	0,26	—	—	—
3759	O III	2	—	0,71	(0,46)	0,56	0,41	0,78
3754	O III, N III	2	—	—	—	—	—	—
3791	O III	2	0,15	0,24	0,20	0,26	0,12	0,18
3757	O III	2	—	(0,29)	—	—	—	—
3728	O III	30	0,11	—	—	0,15	0,09	0,14
3961	O III	17	—	—	—	—	—	0,17
4088	Si IV	1	0,10	0,15	0,11	0,26	0,21	0,33
4116	Si IV	1	0,08	—	—	0,12	0,08	0,20

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 214630 W_{λ}	HD 93521 W_{λ}	HD 209481 W_{λ}	HD 188209 W_{λ}	HD 30614 W_{λ}	HD 60848 W_{λ}
6562	H $_{\alpha}$, He II		—	—	—	—	E	—
4861	H $_{\beta}$, He II		3,28	3,28	2,16	1,62	1,44	2,23
4340	H $_{\gamma}$, He II		2,61	3,44	2,15	1,33	1,50	—
4101	H $_{\delta}$, He II		2,35	2,93	2,16	1,33	1,74	1,18
3970	H $_{\epsilon}$, He II		2,43	2,57	1,79	1,28	1,72	0,84
3889	H $_{\delta}$, He II		1,90	2,20	2,04	1,19	1,29	1,12
3835	H $_{\theta}$, He II		1,72	2,25	1,76	1,32	1,18	1,60
3797	H $_{10}$		1,66	2,00	1,32	1,09	0,99	1,49
3770	H $_{11}$		1,23	1,40	0,94	1,03	0,99	0,59
3750	H $_{12}$		0,75	0,93	0,75	0,70	0,72	0,42
3734	H $_{13}$		0,38	0,50	0,79	0,50	0,77	0,18
3721	H $_{14}$		0,30	0,35	0,76	0,49	0,56	—
3711	H $_{15}$, O III		0,27	0,32	0,61	0,59	0,67	0,47
3703	H $_{16}$, He I		0,41	0,52	0,38	0,81	0,74	0,21
4713	He I	12	0,32	0,41	0,42	0,27	0,45	—
4120	He I	16	0,17	—	0,23	0,17	0,17	0,41
3867	He I	20	—	0,29	0,09	0,09	0,36	0,15
6678	He I	46	—	—	—	—	1,03	—
4921	He I	48	0,68	1,02	0,43	—	0,75	—
4387	He I	51	0,37	0,77	0,35	0,27	0,31	0,40

Таблица 2 (продолжение)

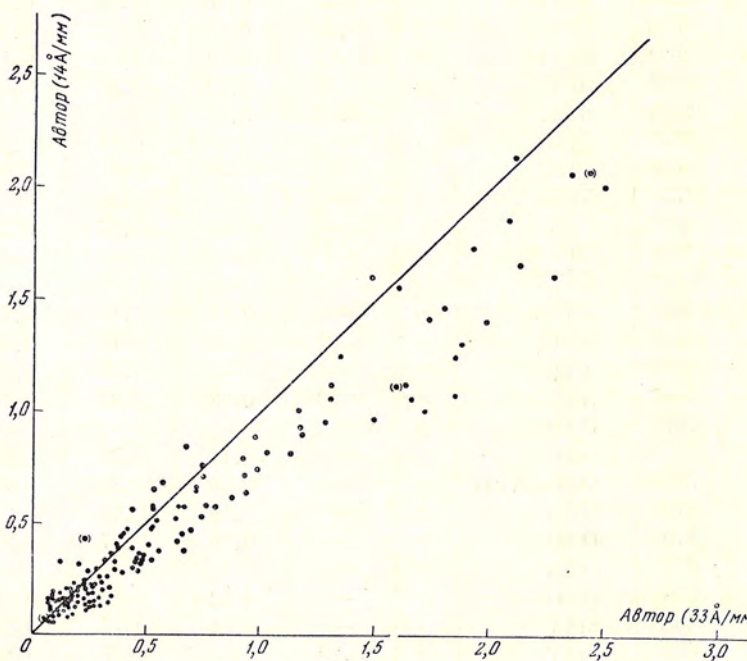
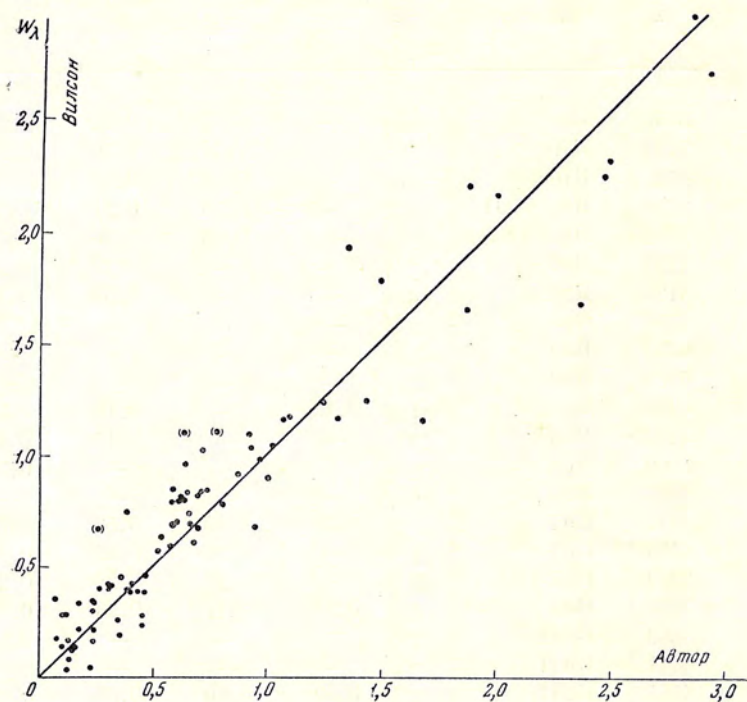
$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 214680 W_λ	HD 93521 W_λ	HD 209481 W_λ	HD 188209 W_λ	HD 30614 W_λ	HD 60848 W_λ
4143	He I	53	0,24	0,57	0,32	0,21	0,24	0,23
4009	He I	55	0,06	0,36	0,20	0,12	—	0,31
5875	He I	11	—	—	—	—	1,25	—
4471	He I	14	0,72	2,03	0,78	0,93	0,94	0,53
4026	He I	18	0,38	1,12	0,48	0,54	0,54	0,25
3819	He I	22	0,56	0,85	0,41	0,46	0,67	0,50
3964	He I	4	0,11	—	0,21	0,20	—	0,12
4686	He II	1	0,74	0,38	0,26	0,18	(E)	0,26
5411	He II	2	—	—	—	—	0,61	—
4541	He II	2	0,39	0,41	0,26	0,20	0,31	0,35
4200	He II	3	0,32	0,60	0,33	0,17	0,24	0,32
4026	He II	3	0,21	0,40	0,24	0,14	0,19	0,27
3923	He II	4	0,11	0,33	0,20	0,14	0,16	0,24
3858	He II	4	—	0,08	0,06	0,09	0,15	—
3813	He II	4	—	0,06	0,23	—	0,18	0,23
4647	C III	1	0,21	—	—	—	0,38	—
4650	C III	1	—	—	—	—	—	—
4651	C III	1	0,43	1,14	0,46	1,0	0,40	0,51
4070	C III	16	0,33	0,46	0,21	0,17	0,23	0,38
5801	C IV	1	—	—	—	—	0,29	—
5812	C IV	1	—	—	—	—	0,17	—
4514	N III	3	0,12	0,23	0,12	0,15	0,20	0,07
4510	N III	1	—	—	0,04	0,16	0,19	0,13
4379	N III	17	0,10	—	0,19	0,15	0,16	—
4097	N III	1	0,11	0,20	0,36	0,62	0,54	0,29
5592	O III	5	—	—	—	—	0,29	—
3759	O III	2	0,15	0,24	0,26	0,33	0,52	—
3754	O III N III	2	0,09	—	—	—	0,17	—
3791	O III	2	0,15	—	0,11	0,08	0,33	0,11
3757	O III	2	0,15	—	—	—	—	—
3728	O III	30	0,09	—	—	0,11	0,17	0,30
3961	O III	17	0,09	—	0,12	0,14	0,12	0,33
4088	Si IV	1	0,27	0,53	0,54	0,54	0,72	0,51
4116	Si IV	1	0,12	—	0,35	0,36	0,44	0,23

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	Номер мульти- плета	HD 14947 W_λ	HD 210839 * W_λ	HD 47839 * W_λ	HD 36861 * W_λ	HD 188001 * W_λ	HD 30314 * W_λ
6562	H $_{\alpha}$, He II	—	—	—	—	—	—	—
4861	H $_{\beta}$, He II	—	1,51	—	—	—	—	—
4340	H $_{\gamma}$, He II	—	1,79	1,30	2,82	2,00	1,60	0,96
4101	H $_{\delta}$, He II	—	1,43	1,55	2,13	1,65	1,46	1,41
3970	H $_{\epsilon}$, He II	—	1,63	1,11	2,06	1,60	1,07	1,00
3889	H $_{\delta}$, He II	—	1,42	1,12	2,06	1,40	1,06	0,95
3835	H $_{\theta}$, He II	—	1,38	1,00	1,85	1,24	0,90	0,92
3797	H $_{10}$	—	1,4	0,81	1,73	1,12	0,82	0,89
3770	H $_{11}$	—	1,06	0,70	1,25	1,06	0,63	0,74

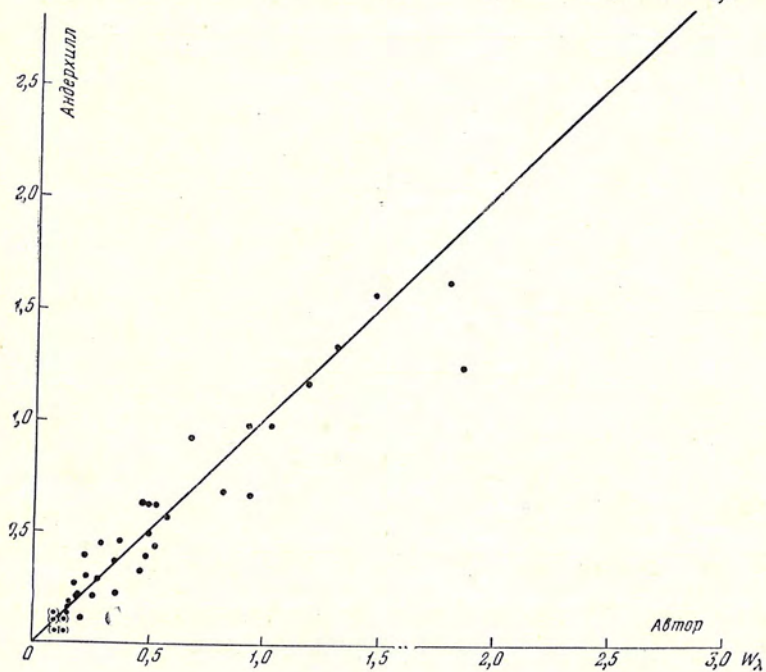
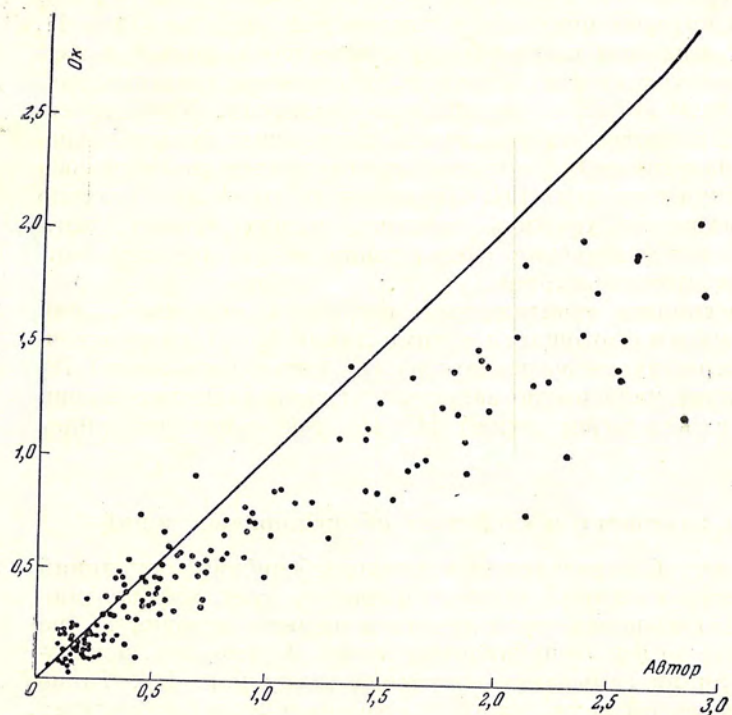
Таблица 2 (окончание)

λ	Элемент	Номер мульти- плета	HD 14947 W_{λ}	HD 210839 * W_{λ}	HD 47839 * W_{λ}	HD 36861 * W_{λ}	HD 188001 * W_{λ}	HD 30614 * W_{λ}
3750	H ₁₂		—	0,55	0,84	0,75	0,57	0,65
3734	H ₁₃		—	0,44	0,56	0,57	0,47	0,57
3721	H ₁₄		—	0,26	0,33	0,31	0,29	0,37
3711	H ₁₅ , O III		—	0,18	0,31	0,33	0,33	0,45
3703	H ₁₆ , He I		—	0,18	0,36	0,41	0,47	0,53
4713	He I	12	—	—	0,18	0,21	—	0,30
4120	He I	16	—	—	0,05	0,12	0,11	0,14
3867	He I	20	—	—	—	0,07	0,11	0,10
6678	He I	46	—	—	—	—	—	—
4921	He I	48	—	—	—	—	—	—
4387	He I	51	0,15	—	0,18	0,28	0,23	0,20
4143	He I	53	—	—	0,13	0,11	0,10	0,13
4009	He I	55	—	—	—	0,07	0,06	0,12
5875	He I	11	—	—	—	—	—	—
4471	He I	14	0,31	0,46	0,52	0,61	0,79	0,71
4026	He I	18	—	0,21	0,15	0,32	0,30	0,78
3819	He I	22	—	0,20	0,28	0,29	0,35	0,38
3964	He I	4	0,21	0,11	0,23	0,13	0,17	0,22
4686	He II	1	E	—	—	0,63	—	—
5411	He II	2	—	—	—	—	—	—
4541	He II	2	0,80	0,69	0,65	0,47	0,57	0,23
4200	He II	3	0,80	0,56	0,43	0,34	0,40	0,14
4026	He II	3	0,56	0,44	0,32	0,26	0,26	0,14
3923	He II	4	0,42	0,42	0,20	0,17	0,16	0,11
3858	He II	4	0,50	0,12	0,15	0,09	0,13	0,12
3813	He II	4	0,47	0,11	—	—	—	—
4647	C III	1	—	—	0,14	0,20	—	0,39
4650	C III	1	—	—	—	0,27	—	—
4651	C III	1	—	—	0,26	—	—	0,38
4070	C III	16	—	—	0,17	0,22	—	0,16
5801	C IV	1	—	—	—	—	—	—
5812	C IV	1	—	—	—	—	—	—
4514	N III	3	—	0,15	0,14	0,15	0,22	0,14
4510	N III	1	0,07	0,08	0,13	0,11	0,19	0,12
4379	N III	17	—	—	0,08	0,10	0,16	0,03
4097	N III	1	0,29	0,33	0,33	0,41	0,68	0,51
5592	O III	5	—	—	—	—	—	—
3759	O III	2	—	0,11	0,25	0,35	0,34	0,36
3754	O III, N III	2	—	0,09	0,25	0,24	0,10	0,18
3791	O III	2	—	0,19	0,14	0,20	0,17	0,14
3757	O III	2	—	0,16	0,17	0,22	0,18	0,18
3728	O III	30	—	—	—	—	—	—
3961	O III	17	—	0,12	0,15	0,16	0,10	0,18
4088	Si IV	1	—	0,14	0,18	0,29	0,33	0,64
4116	Si IV	1	0,20	—	0,06	0,15	0,15	0,39

* Звезды, для которых W_{λ} определены также по спектрограммам с дисперсией 14 Å/мм.



Фиг. 1. Сравнение величин W_λ , полученных



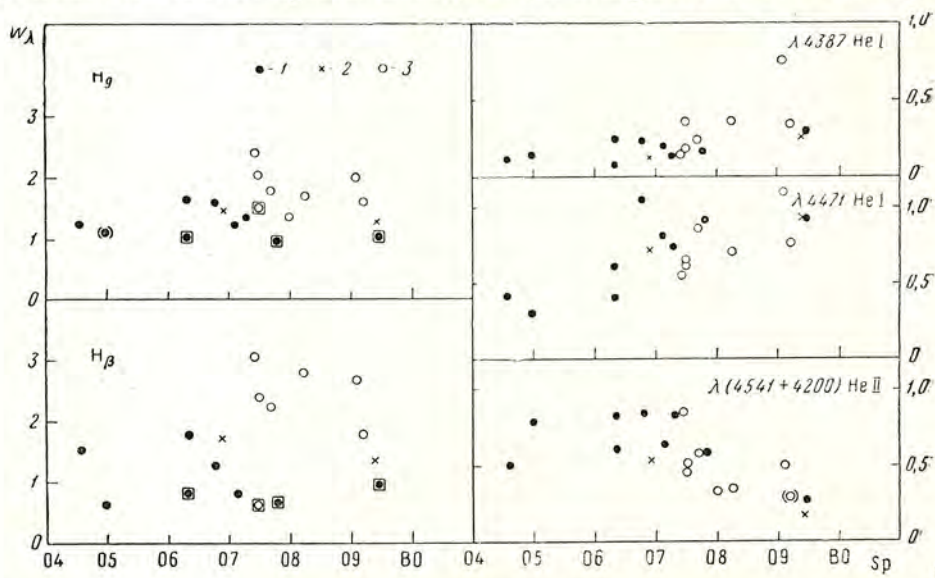
автором, с W_λ , полученными в других работах

Было проведено сравнение величин W_λ , полученных нами с дисперсией 33 Å/мм, с данными других авторов: Вилсона [2] (28 Å/мм у H γ), Ока [3] (10 Å/мм) и Андерхилл [4] (10 Å/мм), а также с величинами W_λ для пяти звезд, спектры которых получены с дисперсией 14 Å/мм у (фиг. 1). На этой фигуре, как и на всех последующих, неуверенные значения взяты в скобки. Из рассмотрения фиг. 1 следует, что имеется тенденция некоторого завышения величин W_λ с уменьшением дисперсии. Хорошее согласие с Андерхилл, несмотря на различие в дисперсиях, можно объяснить завышенными значениями W_λ , полученными ею за счет иного способа проведения непрерывного спектра [9]. Проведенное сравнение величин W_λ подтверждает достаточно хорошую точность наших данных, хотя имеются некоторые систематические расхождения между нашими данными и результатами других авторов.

Для дальнейшего анализа эквивалентные ширины водородных линий были освобождены от блендирующихся с ними линий He II пикеринговской серии. Это сделано путем вычитания из W_λ водородных линий W_λ линий He II. Последние найдены по зависимости эквивалентных ширин неблендирующихся с водородом линий He II этой серии от длины волны.

§ 2. Некоторые замечания о свойствах абсорбционных линий

Изучение зависимостей эквивалентных ширин абсорбционных линий от спектрального класса и светимости представляет интерес, так как имеются сведения [10, 11] об изменении с течением времени величин W_λ не только у эмиссионных, но и у абсорбционных линий. Кроме того, некоторые абсорбционные линии заываются эмиссией [например, 11]. Такие зависимости были построены нами для всех измеримых линий в спектрах

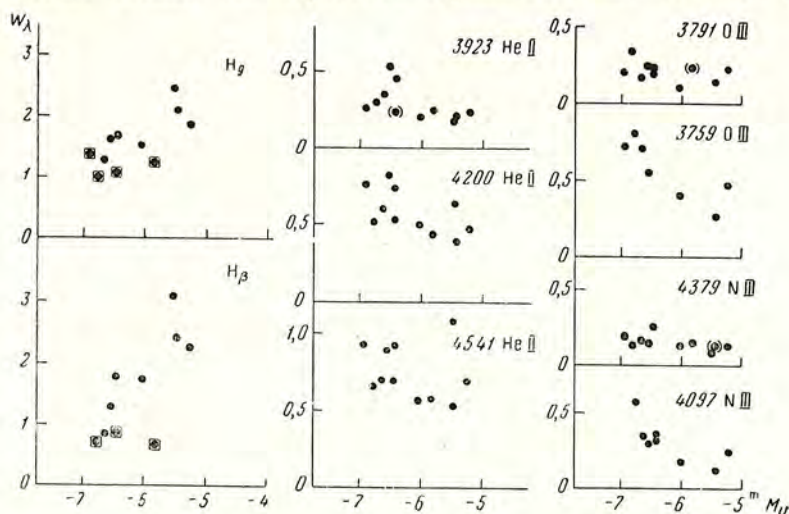


Фиг. 2. Зависимость величин W_λ некоторых линий от спектрального класса

1 — для звезд с $M_v \approx -6^m,75$; 2 — с $M_v \approx -6^m,00$, 3 — с $M_v \approx -5^m,25$

звезд O. Наиболее характерные из них приведены на фиг. 2 и 3. Из анализа этих зависимостей следует (помимо ожидаемого общего хода интенсивностей изучаемых линий со спектральным классом и светимостью) ряд любопытных особенностей более частного характера, а именно:

1) W_λ водородных линий показывают сильный разброс около среднего хода. Этот разброс несколько уменьшается по мере перехода к более высоким членам балмеровской серии. Особенно большой разброс



Фиг. 3. Зависимость величин W_λ некоторых линий от M_v

значений W_λ обнаруживает линия H_β . Эквивалентные ширины линии H_β оказываются наименьшими для тех звезд, относительно которых известно, что у них линия H_α в эмиссии (значения W_λ в светлых квадратах на фиг. 2 и 3). Поэтому можно считать, что и линия H_β может частично замываться эмиссией. Это не может быть результатом эффекта Штарка, который как раз для этих звезд меньше влияет на относительную интенсивность абсорбционной линии H_β относительно, скажем, линий H_γ и H_δ , чем для звезд, у которых H_α в абсорбции. Это связано с тем, что звезды с эмиссией в H_α из-за большей светимости имеют меньшую электронную плотность в атмосфере. Поэтому разброс связан с замыванием линии H_β и, возможно, линий H_γ и H_δ эмиссией, величина которой у разных звезд зависит от мощности оболочки и физических условий в ней. Различный характер контуров линий H_α у разных звезд от явно абсорбционных до эмиссионных, обнаруживаемых у звезд O, служит этому достаточным подтверждением [12].

2) Линии He II пикеринговской серии показывают явно выраженную зависимость от спектрального класса (см. фиг. 2). Положение максимума интенсивности линий He II до сих пор точно не определено. Из работы Петри [1] следует, что максимум должен быть не позже O5. По нашим данным максимум интенсивности линий He II находится примерно около спектрального класса O6. Думать, что у звезд HD 190429 N (O4,6) и HD 14947 (O5) линии He II замываются эмиссией, нет, по-видимому, никаких оснований.

3) Как W_λ линий водорода, так и W_λ сильных линий таких элементов, как He I, He II, O III, N III, показывают определенную зависимость от светимости. Однако характер таких зависимостей у водородных линий — обратный характеру последних у линий остальных элементов. В случае водородных линий имеет место эффект Штарка, поэтому W_λ водородных линий с увеличением светимости уменьшаются. У линий остальных элементов с увеличением светимости значения W_λ возрастают. Это характерный признак наличия турбулентных движений в атмосфере, скорости которых увеличиваются по мере перехода к звездам большой светимости. То обстоятельство, что слабые линии не показывают зависимости W_λ от светимости (оптически тонкий слой), а более сильные показывают (см. фиг. 3),

также является свидетельством наличия и роста турбулентных скоростей со светимостью. Характерно в этом отношении поведение линий He II: с увеличением светимости W_λ этих линий возрастают, в то время как эффект Штарка должен был бы приводить к их уменьшению. Отсюда следует, что влияние эффекта Штарка на расширение линий He II для звезд в данном интервале спектральных классов практически не существенно по сравнению с влиянием Доплер-эффекта.

Дисперсию значений W_λ в зависимости их от спектрального класса и светимости можно объяснить ошибками обработки, возможными различиями химического состава атмосфер звезд O, а также возможной переменностью W_λ абсорбционных линий.

§ 3. Определение электронных плотностей

Электронные плотности атмосфер изучаемых звезд определены по линиям водорода двумя методами:

1) по соотношению Инглиса — Теллера

$$\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m, \quad (1)$$

где n'_e — эффективная ионная плотность, а n_m — номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии водорода;

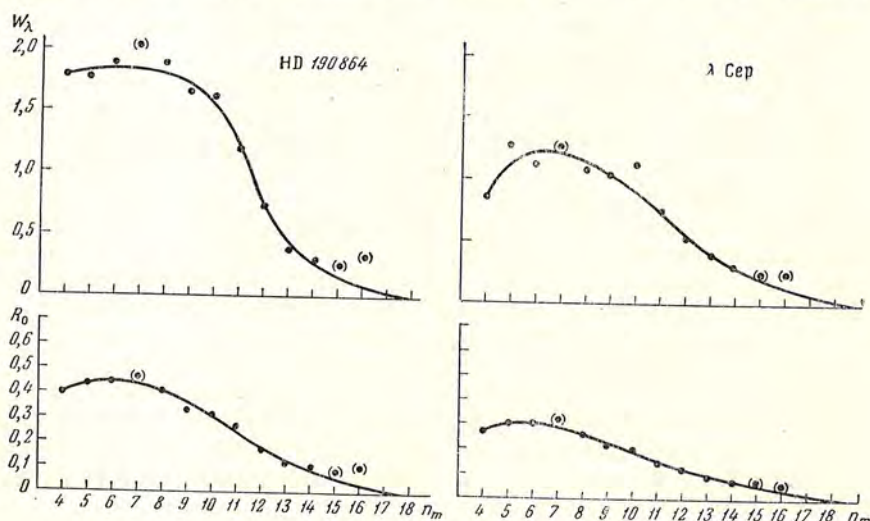
2) методом Унзольда, использующим формулы

$$W_\lambda = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{0,2} H \quad (2)$$

и

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

При вычислении n_e по формуле (1) номер последней наблюдаемой линии n_m находился методом экстраполяции двумя способами: а) по зависимости величин W_λ водородных линий от номера линии и б) по зависимости центральных глубин водородных линий R_0 от номера. Такие зависимости W_λ от n и R_0 от n у двух звезд, λ Сер и HD 190864, приведены для иллюстрации на фиг. 4. В среднем различие между n_m , найденными этими двумя способами, достигает 1 (редко 2). Затем было



Фиг. 4. Кривые зависимости W и R_0 H-линий от номера линий в серии

найденное среднее значение n_m по двум способам (3, 4 и 5-й столбцы табл. 3). Поправку к n_m за расширяющее влияние осевого вращения звезд [6] вводить не пришлось, так как она почти для всех изучаемых нами звезд намного меньше ошибки определения n_m . С найденными значениями n_m по формуле (1) были вычислены величины $\lg n_e'$. Затем были учтены поправки за влияние электронов на расширение водородных линий (из табл. 1 [6]). Окончательные значения $\lg n_e (n_m)$ приведены в 6-м столбце табл. 3. Поскольку n_m можно определить примерно с точностью до единицы, то ошибка в определении $\lg n_e$ по этому методу составляет $\pm 0,15$. Найденные нами электронные плотности по последнему номеру относятся к верхним слоям атмосферы (см. [6]).

Таблица 3

HD	R_c	$n_m(W_\lambda = 0)$	$n_m(R_0 = 0)$	$\overline{n_m}$	$\lg n_e(n_m)$	$\lg N_{0,2}H$	$\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)$	$\overline{\lg n_e}$
190429 N	0,30	18,5	17,5	18	13,69	15,46	14,19	13,94
14947	0,33	—	16	16	14,06	15,42	13,65	13,85
190864	0,45	17,5	17,5	17,5	13,78	15,60	14,05	13,91
210839	0,31	19	19	19	13,53	15,36	14,08	13,80
34656	0,47	19	19	19	13,53	15,62	13,91	13,72
24912	0,31	20	18	19	13,53	15,50	14,11	13,82
192639	0,38	19	20	19,5	13,45	15,48	13,94	13,69
108	0,26	17,5	17,5	17,5	13,79	15,40	14,36	14,07
199579	0,42	17,5	16,5	17	13,88	15,75	14,06	13,97
47839	0,43	18	18,5	18	13,69	15,62	14,35	14,02
203064	0,24	17	18	18	13,69	15,54	14,23	13,96
36861	0,45	19,5	18,5	19	13,53	15,62	14,02	13,77
188001	0,33	18,5	17,5	18	13,69	15,40	13,71	13,70
60848	0,18	16	16	17	13,88	15,44	14,08	13,98
214680	0,46	19,5	18,5	19	13,53	15,60	14,22	13,87
93521	0,31	19,5	16,5	18,5	13,62	15,58	14,74	14,18
209481	0,33	19,5	17,5	18	13,68	15,45	14,41	14,04
188209	0,34	21	19	20	13,34	15,45	13,87	13,60
30614	0,37	20,5	18,5	19,5	13,43	15,45	13,88	13,65

Для определения n_e по методу Унзоляда были вычислены $\lg N_{0,2}H$ для каждой водородной линии. Затем, строя для каждой звезды зависимость $\lg N_{0,2}H$ от номера линии, находим нижний предел $\lg N_{0,2}H$. Значения $\lg N_{0,2}H$ для всех звезд приведены в 7-м столбце табл. 3. Используя найденные значения $\lg N_{0,2}H$ и W_λ , для каждой звезды по формуле (3) мы вычислили электронные плотности отдельно по линиям H_γ и H_δ (линия H_β вследствие замыкания эмиссией в некоторых звездах не использовалась вообще). Электронные плотности, найденные по этим линиям, мало различаются, поэтому вычислялось среднее значение n_e . Вводя еще поправку за влияние электронов [6], находим окончательные значения $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)$, приведенные в 8-м столбце табл. 3.

Как известно, электронные плотности, найденные по этому методу, являются верхним пределом n_e для слоя, где образуются водородные линии, и как бы относятся к несколько более глубоким слоям атмосферы. Величины n_e , найденные по n_m и по методу Унзоляда, отличаются, как показано в [6], еще и тем, что линии H_γ, H_δ и линии с последним номером образуются на разных оптических глубинах в атмосферах звезд. Поэтому усреднять величины $n_e (n_m)$ и $n_e (H_\gamma, H_\delta)$ надо с осторожностью. Однако для самых ранних звезд слои атмосферы, где образуются водородные линии H_γ и H_δ и последний номер n_m , практически совпадают (см. рис. 20

в [6]). В нашем случае значения $\lg n_e$, найденные по этим двум методам, мало отличаются и их можно усреднить. Средние значения $\lg n_e$ приведены в 9-м столбце табл. 3. Они используются нами в дальнейшем при вычислении ионизационных температур (см. § 4).

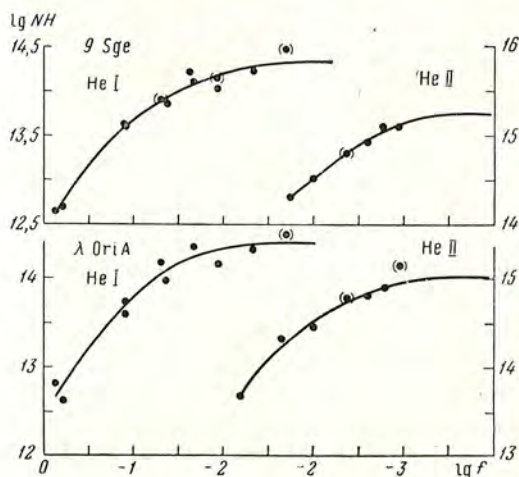
Сравнение по общим звездам значений $\lg n_e$ из 6 и 7-го столбцов табл. 3 со значениями $\lg n_e$, определенными в [6] по одному и другому методу, показывает достаточно хорошее согласие.

§ 4. Определение ионизационных температур по линиям поглощения He I и He II

Ионизационные температуры по линиям поглощения можно вычислить по формуле, являющейся комбинацией формул Саха и Больцмана,

$$T_{\text{ион}} = \frac{3360 (\chi + \varepsilon_k - \varepsilon_i)}{\frac{2}{3} \lg \left(\frac{N_{r,i}}{N_{r+1,k}} \frac{g_k}{g_i} \right) + 10,43 + \lg T_{\text{ион}}} \quad (4)$$

Для определения $T_{\text{ион}}$ необходимо получить из наблюдений отношение чисел атомов одного и того же элемента, находящихся на возбужденных уровнях в двух соседних стадиях ионизации. В звездах О наиболее подходящим элементом является гелий. Определение чисел атомов He I и He II в возбужденных состояниях проводилось двумя методами: методом Унзо́льда и по кривым роста.



Фиг. 5. Зависимость $\lg NH$ для уровней 2^3P (He I), 2^1P (He I) и He II от $\lg f$ для звезд 9 Sge и λ Ori A

Последовательность операций в первом методе (I) была следующей. Для каждой линии He I и He II по формуле (2) были вычислены $\lg N_i H$ (He I) и $\lg N_k H$ (He II) — полные числа атомов на возбужденных уровнях. Затем были построены зависимости этих величин от $\lg f$. Значения f в случаях He I взяты из [13]. Для линий He II силы осцилляторов совпадают с силами осцилляторов водородной серии Брэккета ($n = 4$). Последние были вычислены по формуле, приведенной в [14]. Для He I зависимости $\lg N_i H$ (He I) от $\lg f$ строились совместно для синглетов и триплетов. Величины $\lg N_{2^1P} H$ были сведены к величинам $\lg N_{2^3P} H$ прибавлением к первым $\lg g_{2^1P}/g_{2^3P}$. На фиг. 5 приведены зависимости $\lg NH$ от

$\lg f$ для 9 Sge и λ Ori A. Логарифмы чисел атомов He I и He II найдены как максимальные значения подобных кривых. Точность определения величин $\lg NH$ можно оценить примерно в $\pm 0,1$. Величины $\lg N_i H/g_i$ (He I) и $\lg N_k H/g_k$ (He II) приведены в 5 и 8-м столбцах табл. 4.

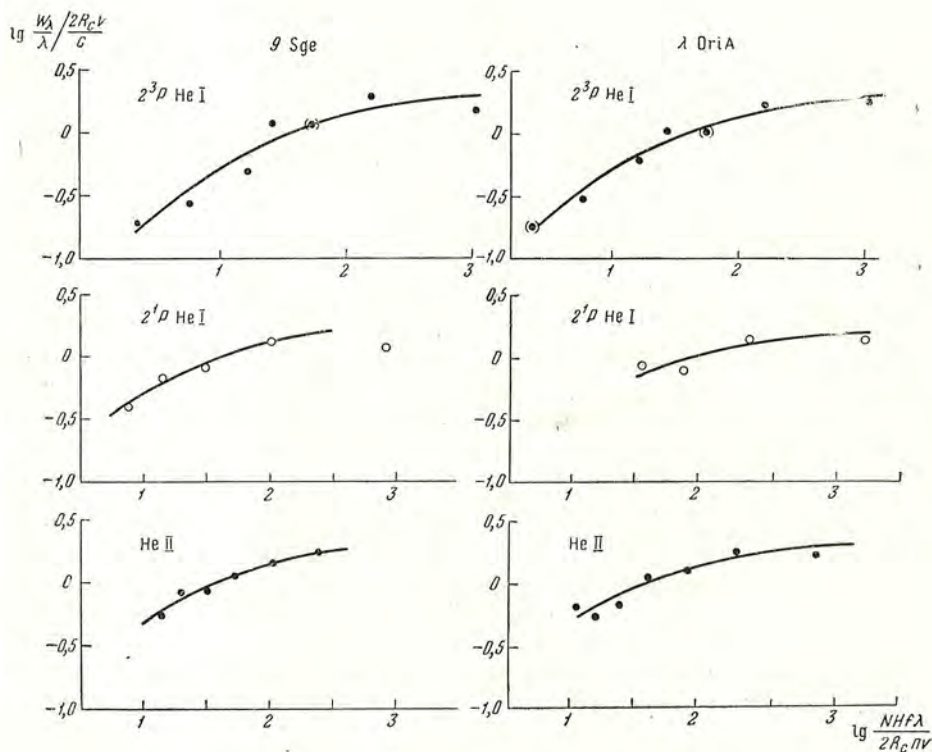
Таблица 4

HD	$\frac{N_i H(2P)}{g_i}$	$\frac{N_i H(2P)}{g_i}$	$\frac{N_i H(\text{He I})}{g_i}$	$\frac{N_i H(\text{He I})}{g_i}$	$\frac{N_i H(\text{He I})}{g_i}$	$\frac{N_k H(\text{He II})}{g_k}$	$\frac{N_k H(\text{He II})}{g_k}$	$\frac{N_k H(\text{He II})}{g_k}$
	II	II	II	I	I и II	II	I	I и II
190429 N	13,54	13,36	13,45	13,48	13,46	13,92	13,57	13,74
14947	—	—	—	13,72	13,72	14,16	13,87	14,01
190864	13,58	—	13,35	13,97	13,77	14,11	13,91	14,01
210839	12,66	12,83	12,75	12,85	12,30	13,50	13,65	13,57
34656	13,86	13,85	13,85	13,63	13,74	14,06	13,87	13,96
24912	13,35	13,46	13,40	13,45	13,42	13,48	13,46	13,47
192639	13,24	13,41	13,32	13,35	13,34	13,90	13,59	13,74
108	14,07	—	14,07	14,09	14,08	13,65	13,73	13,69
199579	13,48	13,67	13,58	13,69	13,63	13,34	13,47	13,40
47839	13,48	13,35	13,32	13,39	13,35	13,63	13,53	13,60
203064	13,45	13,62	13,53	13,29	13,41	13,68	13,53	13,60
36861	13,51	13,68	13,50	13,45	13,47	13,72	13,52	13,62
188001	13,63	13,41	13,52	13,38	13,45	13,84	13,74	13,79
60848	14,17	—	14,17	14,03	14,10	14,50	—	14,50
214680	13,62	13,63	13,62	13,53	13,57	13,26	13,23	13,24
93521	13,98	14,03	14,01	14,07	14,04	14,37	13,69	14,03
209481	13,86	13,83	13,84	13,80	13,82	13,83	13,59:	13,71
188209	13,58	13,63	13,60	13,57	13,58	14,08	13,39	13,73
30614	13,71	13,71	13,71	13,45	13,58	13,96	—	13,96

Перейдем к определению чисел атомов He I и He II по кривым роста (II). Нами была предпринята попытка построения кривых роста как по синглетным и триплетным линиям He I, так и по линиям He II. Кривые роста по линиям He II строятся здесь, насколько нам известно, впервые. Недооценка метода кривых роста для линий He II в основном связана с общепринятым представлением о том, что эти линии, как линии водородоподобного атома, могут быть сильно подвержены эффекту Штарка. Однако можно привести довольно убедительные доводы в пользу того, что в случае звезд О влияние эффектов плотности на расширение и усиление линий He II очень незначительно по сравнению с Допплер-эффектом. Так, из теоретических и экспериментальных работ [15—17] следует, что величина расширения ($\Delta\lambda$) для линий He I и He II за счет межатомных электрических полей при плотностях такого порядка, как в атмосферах ранних звезд (10^{13} — 10^{14} см $^{-3}$), составляет не более 0,1 Å. Это во много раз меньше, чем наблюдаемое расширение линий, обусловленное тепловыми и турбулентными движениями атомов. (В атмосферах звезд О одни лишь тепловые движения расширяют линии He I и He II до значений $\Delta\lambda_D$ порядка 0,3 Å). О малом влиянии эффекта Штарка на расширение линии He II в спектрах звезд О свидетельствует также характер эмпирических зависимостей их W_λ от M_v (см. § 2 и фиг. 3). Кроме того, подавляющее большинство линий He I и He II в спектрах звезд О имеет такие интенсивности, что они ложатся на доплеровскую или на начало пологой части кривой роста, где различия

кривых за счет затухания незначительны. Таким образом, совершенно очевидно, что при построении и анализе кривых роста для линий He I и He II эффектом Штарка можно пренебречь.

По причинам, обсужденным в [19], за теоретическую кривую роста была взята кривая роста, рассчитанная К. Хунгером для случая $\lg a = -\infty$. Для каждой звезды эмпирические кривые роста строились нами отдельно по линиям He I, возникающим с уровней 2^3P и 2^1P , и по линиям He II. В дальнейшем для краткости мы будем говорить просто о линиях 2^3P и 2^1P . На фиг. 6 приведены кривые роста для 9 Sge ($M_v = -6^m.78$) и λ Ori A ($M_v = -5^m.26$). Сплошная кривая во всех случаях соответствует теоретической. По построенным кривым роста для каждой звезды были определены турбулентные скорости (анализ их см. ниже § 6) и величины $\lg N_i H/g_i$ и $\lg N_k H/g_k$ для 2^3P и 2^1P и He II, приведенные во 2, 3 и 7-м столбцах табл. 4. Величины $\lg N_i H/g_i$ (2^3P) и $\lg N_i H/g_i$ (2^1P) были усреднены, поскольку они мало различаются (4-й столбец табл. 4). Далее усреднены величины $\lg N_i H/g_i$ (He I), полученные по двум методам, а также величины $\lg N_k H/g_k$ (He II), полученные этими же методами, так как согласие результатов довольно хорошее (6 и 9-й столбцы табл. 4). Различие в логарифмах чисел атомов, найденных двумя методами, составляет в среднем $\sim 0,1$.



Фиг. 6. Кривые роста по линиям 2^3P (He I), 2^1P (He I) и по линиям He II для звезд 9 Sge и λ Ori A

Наконец, с использованием найденных для каждой звезды величин $\lg N_i/g_i$ (He I), $\lg N_k/g_k$ (He II) и $\lg n_e$ по формуле (4) были вычислены путем последовательных приближений ионизационные температуры, которые приведены в 4-м столбце табл. 5. На фиг. 7 приведена зави-

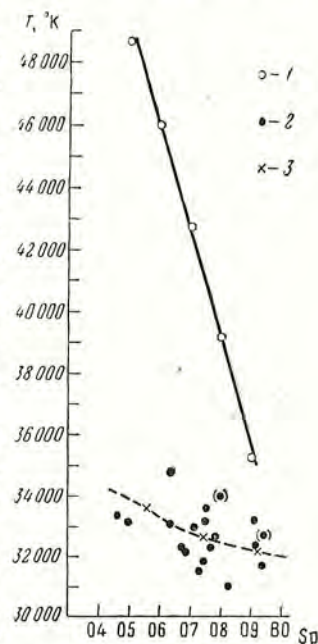
симость полученных значений $T_{\text{ион}}$ от S_p . Здесь же приведены изменения $T_{\text{эфф}}$ со спектральным классом по [48]. Видно, что изменения $T_{\text{ион}}$ значительно меньше, чем изменения $T_{\text{эфф}}$. Столь малое изменение $T_{\text{ион}}$, найденных по линиям He I и He II, при переходе от звезд O9,5 к звездам O4,5 можно объяснить следующим образом.

Найденные температуры не характеризуют атмосферу звезды в целом, а представляют по существу лишь температуру тех слоев, где образуются линии He I и He II. Эффективные оптические глубины $\tau_{\text{эфф}}$ образования линий He I и He II различны и изменяются при переходе от одного спектрального класса к другому. В случае звезд O9,5 $\tau_{\text{эфф}}$ для линий He II будет значительно больше, чем для линий He I. Здесь число атомов He II мало и возрастает с глубиной, а число атомов He I велико и убывает с глубиной. При переходе к звездам O4,5 $\tau_{\text{эфф}}$ для линий He II будут относительно меньше, чем в случае O9,5, за счет возрастания числа атомов He II.

Кроме того, в случае O4,5 число атомов He II убывает с глубиной (ионизация He II растёт с глубиной). Величина $\tau_{\text{эфф}}$ линий He I не может существенно увеличиться при переходе от O9,5 к O4,5, так как уменьшение числа атомов He I за счет ионизации (увеличения прозрачности в линиях He I) компенсируется смещением основной массы атомов He I к более верхним слоям. В результате этого определяемые нами $T_{\text{ион}}$ в случае O9,5 относятся фактически к более глубоким слоям, чем в случае O4,5, т. е. относятся к слою, оптическая глубина которого меняется в зависимости от спектрального класса. Однако для построения шкалы ионизационных температур нужны температуры, относящиеся к слою с одной и той же оптической глубиной. Не являясь основным параметром для всей атмосферы, найденные нами температуры не могут быть безоговорочно использованы для определения других характеристик атмосфер (например для определения химического состава). Тем самым подтверждаются выводы [19]. Приходится подвергнуть сомнению правильность существующей шкалы ионизационных температур по Петри [1], поскольку найденные им температуры в такой же мере не будут характеризовать атмосферу звезды в целом. Для установления истинной шкалы ионизационных температур в принципе надо брать среднее из температур, найденных по линиям всех элементов в спектрах данного типа звезд, что для звезд O является пока трудно разрешимой задачей.

§ 5. Определение температур по линиям излучения

Температуры по W_λ эмиссионных линий (занстровские температуры T_Z) были определены следующим образом. Билс и Хэтчер [5] определили температуры 52 звезд типа P Cug методом Занстра. По данным из [5] были построены зависимости W_λ эмиссионных линий $\lambda 4686$ He II, $\lambda 5696$ O III, ($\lambda 4641 + \lambda 4634$) N III и H_α от температуры T_Z . Входя в эти зависимости с W_λ эмиссионных линий, определенными нами ранее [12], находим занстровские температуры для изучаемых звезд. Результаты

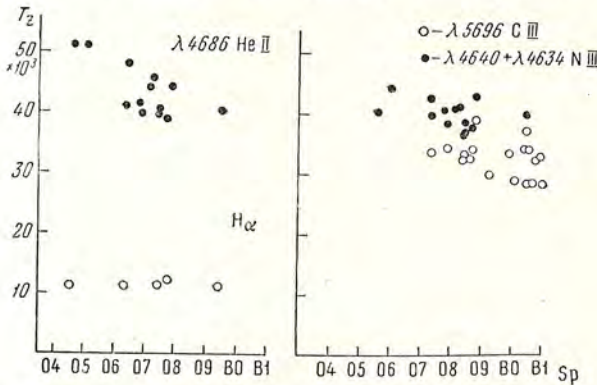


Фиг. 7. Зависимость $T_{\text{ион}}$ от спектрального класса для всех изучаемых звезд 1 — $T_{\text{эфф}}$; 2 — $T_{\text{ион}}$; 3 — средние значения $T_{\text{ион}}$ по разному числу звезд. Средний ход нанесен пунктирной линией

Таблица 5

HD	Sp	$T_{эфф}$	$T_{ион}$	T_Z			
				$\lambda 4686 \text{ He II}$ (54,4 эв)	$\lambda 5696 \text{ C III}$ (47,8 эв)	$\lambda\lambda 4641-34 \text{ N III}$ (47,4 эв)	H_α (13,6 эв)
190429 N	O4,6	50 000°	33 400°	51 000°		40 500°	11 200°
14947	O5,0	49 000	33 200	51 000		44 500	
190864	O6,35	45 500	33 100	41 000		40 000	
210839	O6,35	45 500	34 800	48 000		42 500	11 400
34656	O6,80	44 100	32 400	41 500		41 000	
24912	O6,90	43 800	32 200	40 000		38 500	
192639	O7,15	42 900	33 000	44 000		41 000	
108	O7,30	42 200	31 500	45 500		41 500	
199579	O7,45	41 700	31 850	39 500	32 700°	37 000	
47839	O7,50	41 600	33 600	39 000	33 000	37 500	
203064	O7,50	41 600	33 200	40 500	33 500	38 700	11 500
36861	O7,70	41 000	32 350	39 000	34 200	38 000	
188001	O7,80	40 500	32 700	44 000	39 000	43 000	12 300
60848	O8 v : pe	39 500	34 000				
214680	O8,25	38 600	31 050		30 500		
93521	O9,10	35 100	33 250				
209481	O9,20	34 800	32 350				
188209	O9,40	33 900	31 700				
30614	O9,45	33 700	32 750	40 500	37 700	40 500	11 500

приведены в 5, 6, 7 и 8-м столбцах табл. 5 (в скобках указаны потенциалы ионизации соответствующих атомов и ионов). Эти температуры, как следует из самой сути метода Занстра, характеризуют излучательную способность звезды в далекой ультрафиолетовой области спектра за пределами главных серий соответствующих ионов. Самые высокие температуры найдены по линии $\lambda 4686 \text{ He II}$. Следующие по величине температуры найдены по линиям $\lambda\lambda 4641-34 \text{ N III}$ и $\lambda 5696 \text{ C III}$, и, наконец, самые низкие значения температур получаются по H_α . Наблюдается явная зависимость найденных температур от потенциала ионизации



Фиг. 8. Зависимость T_Z , определенных по линиям ионов He II, C III, N III и H_α от спектрального класса

соответствующего атома или иона. Исключительно низкие температуры в случае H_α получаются, возможно, вследствие того, что в оболочке звезды поглощается лишь незначительная доля непрерывного излучения звезды за лаймановским пределом. Такой характер поведения T_Z с изменением

потенциала ионизации использованных атомов и значительно заниженные температуры, найденные по эмиссионным линиям водорода, неоднократно отмечались ранее многими исследователями (например в [20]), но до сих пор не получили удовлетворительного объяснения.

Ход T_z , найденных по различным элементам, со спектральным классом представлен на фиг. 8. Отметим, что T_z , найденные по линии λ 4686 He II, оказываются достаточно близкими к $T_{эфф}$, полученным по спектральному классу соответствующих звезд по шкале $T_{эфф}$ из [18]. Таким образом, излучательная способность горячих звезд в далеком ультрафиолете за лаймановским пределом He II ($\lambda < 227 \text{ \AA}$) определяется температурой, близкой к эффективной температуре звезды.

§ 6. Определение микротурбулентных скоростей

По кривым роста для 2^3P (He I), 2^1P (He I) и He II, о которых уже говорилось выше (§ 4), были определены полные доплеровские скорости в атмосферах звезд. Вводя поправки за тепловые скорости атомов гелия, находим величины соответственно турбулентных скоростей v_t , приведенные в табл. 6. В этой же таблице приведены турбулентные скорости, найденные по спектрам с дисперсией $14 \text{ \AA/мм}$ (вторая колонка)

Таблица 6

HD	$v_t(2^3P)$, км/сек		$v_t(2^1P)$, км/сек		$v_t(\text{He II})$, км/сек	
	33 $\text{\AA/мм}$	14 $\text{\AA/мм}$	33 $\text{\AA/мм}$	14 $\text{\AA/мм}$	33 $\text{\AA/мм}$	14 $\text{\AA/мм}$
190429 N	25		18		33	
14947	—		—		42	
190864	22		—		39	
210839	50		7		46	54
34656	43		3		37	
24912	54		14		47	
192639	62		14		36	
108	35		—		(102)	
199579	21		5		(100)	
47839	25	26	11	7	25	38
203064	56		36		51	
36861	36	26	12		25	30
188001	46	61	18		38	49
60848	50		—		26	
214680	31		31		22	
93521	139		80		27	
209481	37		17		8	
188209	52		24		0	
30614	46	41	29	14	8	6

в каждом столбце таблицы). Сопоставление полученных турбулентных скоростей для 2^3P , 2^1P и He II приводит к таким результатам:

1) $v_t(2^3P)$ систематически больше, чем $v_t(2^1P)$ для звезд всех спектральных подклассов O;

2) $v_t(2^3P)$ для большинства звезд больше, чем $v_t(\text{He II})$, и только для двух-трех звезд самых ранних подклассов O (O4,6—O6,3) меньше;

3) $v_t(\text{He II})$ больше, чем $v_t(2^1P)$ для звезд ранних подклассов O (раньше O8), и, наоборот, меньше для звезд более поздних (по нашим данным от O8 до O9,45).

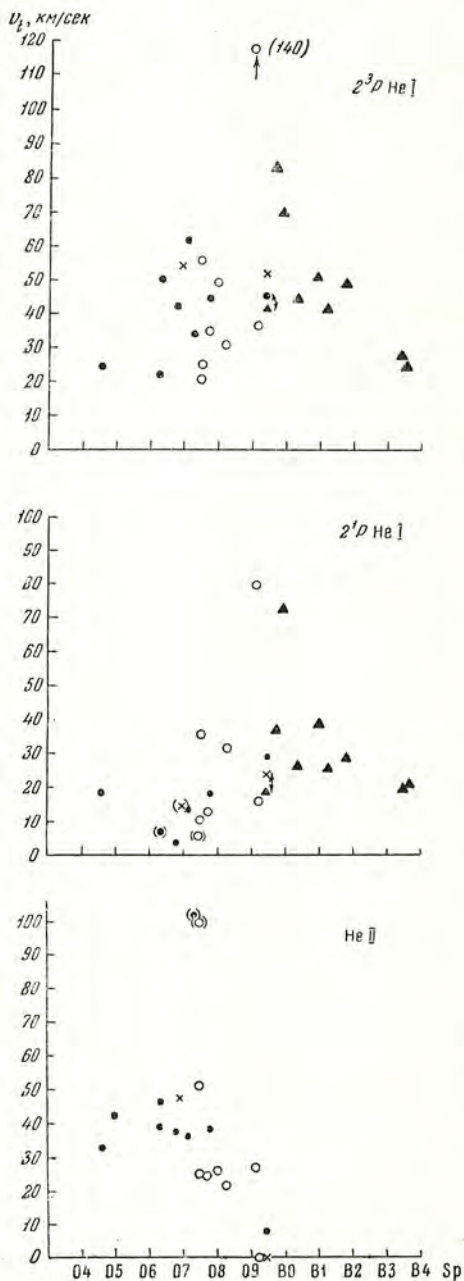
Наглядно это видно на фиг. 9, где приведены зависимости v_t (2^3P), v_t (2^1P) и He II от спектрального класса. На этой фигуре в случае 2^3P и 2^1P черными треугольниками нанесены значения турбулентных скоростей для сверхгигантов O9,5—B3,5 из [19]. Турбулентные скорости по линиям

He I получены Голландским и Копыловым в [19] точно таким же методом, как и у нас. Их система величин v_t близка к нашей, так как сравнение $\lg W_\lambda/\lambda 10^6$ у нас и в [19] по одной общей звезде (α Cam) показывает хорошее согласие.

Из рассмотрения фиг. 9 видно, что имеется ход турбулентных скоростей со спектральным классом. Турбулентные скорости по 2^3P He I и 2^1P He I с переходом к более ранним подклассам убывают, а турбулентные скорости по He II возрастают. Интересен еще и тот факт, что превышение v_t (2^3P) над v_t (He II) для звезд O9 значительно больше, чем превышение v_t (He II) над v_t (2^3P) в случае звезд O5.

Для объяснения всего сказанного выше в первую очередь мы предположили, что в случае звезд O, как и в случае сверхгигантов других спектральных классов, скорости микротурбулентных движений убывают с глубиной в атмосфере [21]. Тогда объяснение зависимостей турбулентных скоростей от спектрального класса и соотношение между ними находятся в хорошем соответствии с объяснением полученного нами хода ионизационных температур (§ 4). Добавим, что глубина образования для триплетных линий меньше, чем для синглетных. Атомов на уровне 2^3P в $g_{2^3P}/g_{2^1P}=3$ раза больше, чем атомов на уровне 2^1P . Это при приблизительно равных силах осцилляторов для линий 2^3P и 2^1P приводит к тому, что $\tau_{\text{эфф}}$ для 2^3P меньше, чем для 2^1P . Отсюда следует, что v_t (2^3P) должна быть больше, чем v_t (2^1P).

Очень большие турбулентные скорости, найденные по линиям 2^3P и 2^1P у HD 93521, могут быть связаны с тем, что эта звезда имеет повышенное содержание гелия в атмосфере, а также, возможно, с особым строением ее



Фиг. 9. Ход микротурбулентных скоростей со спектральным классом

Обозначения те же, что на рис. 2

атмосферы. Звезда находится на большой галактической широте ($b = 63^\circ$) и заслуживает более детального изучения.

§ 7. Определение макротурбулентных скоростей

Нами предпринята попытка определения макротурбулентных скоростей по контурам линий, поскольку Слеттебак [7] показал, что у звезд спектральных классов O5—O8 преобладающей причиной расширения контуров линий являются, по-видимому, крупномасштабные движения газовых масс в их атмосферах (см. в связи с этим также выводы в [22]).

Для звезд λ Cep, 9 Sge, α Cam, λ Ori A и S Mon, для которых получены спектрограммы с дисперсией $14 \text{ \AA/мм}$, были определены турбулентные скорости по контурам линий различных элементов: He I, He II, O III, N III, Si IV. Было сделано обычно принимающееся при такого рода анализах предположение, что контур спектральной линии может быть представлен гауссовой кривой, т. е. что распределение скоростей вихрей в атмосфере звезды подчиняется закону Максвелла. Тогда полуширина линии $\Delta\lambda$ на глубине R , в 2,7 раза меньшей центральной глубины R_0 , будет определять приближенно среднеквадратичную скорость турбулентных движений, расширяющих данную линию V_t . Полные же полуширины $\Delta\lambda'$ (для глубины $R = 0$) в принципе характеризуют скорость вращения звезды ($v \sin i$).

Таблица 7

Звезда	$V_t(2^1P \text{ He I})$		$V_t(2^3P \text{ He I})$		$V_t(\text{Si IV})$		$V_t(\text{N III})$		$V_t(\text{O III})$		$V_t(\text{He II})$		$v \sin i \text{ He I}$	$v \sin i \text{ [из 23]}$
		n		n		n		n		n		n		
α Cam	100	3	95	5	100	2	66	3	93	5	94	6	125	110
9 Sge	93	3	102	4	96	2	75	3	82	4	111	4	129	110
λ Ori A	81	3	79	5	67	2	66	3	75	5	104	5	105	95
S Mon	119	2	76	4	70	2	77	3	68	5	127	7	128	86
λ Cep	—	—	(163)	1	127	1	88	2	101	5	182	5	209	160

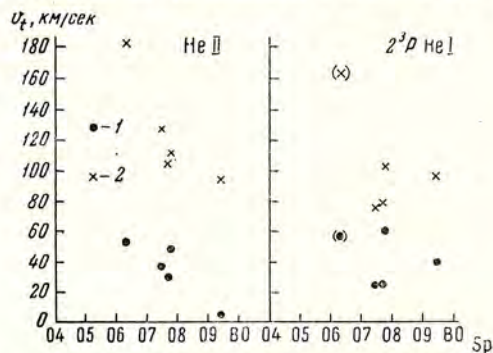
Были измерены как $\Delta\lambda$, так и $\Delta\lambda'$ для всех линий указанных элементов. Надо заметить, что величиной инструментального контура в данном случае можно было пренебречь ($\Delta\lambda_{\text{ин}} \approx 0,5$, а $\Delta\lambda$ и $\Delta\lambda' \approx 2 \div 3 \text{ \AA}$). Затем было проведено усреднение найденных величин $\Delta\lambda$ и $\Delta\lambda'$ по элементам. Соответствующие величинам $\Delta\lambda$ скорости V_t в км/сек для всех звезд и для всех элементов приведены в табл. 7, n — число линий, по которым проводилось усреднение.

Из рассмотрения этой таблицы видно, что скорости по линиям He II больше, чем скорости по линиям 2^1P и 2^3P He I. Это различие растет в сторону более ранних подклассов звезд O (в табл. 7 звезды расположены в порядке возрастания температур). Соотношение между $V_t(2^3P)$, $V_t(2^1P)$ и $V_t(\text{He II})$ несколько иное, чем в случае макротурбулентных скоростей. Это может быть связано с изменением характера турбулентных движений с глубиной в атмосфере. Важно отметить то обстоятельство, что скорости, определенные по линиям различных элементов, различаются между собой. Это может свидетельствовать о том, что влияние крупномасштабных движений газа на расширение линий больше, чем влияние вращения.

Сравнение турбулентных скоростей, полученных по контурам линий гелия, с турбулентными скоростями, полученными по кривым роста, построенным также по материалу с дисперсией $14 \text{ \AA/мм}$, показывает, что V_t (по контурам) $> v_t$ (по кривой роста) (фиг. 10).

Такой результат является очевидным следствием разного размера турбулентных вихрей, соответствующих скоростям, находимым по контурам и по кривой роста. Размеры вихрей, обладающих скоростями V_t , больше или равны эффективной толщине атмосферы, а размеры вихрей, имеющих скорости v_t и влияющих на W_λ спектральных линий, меньше. Подобные же результаты были получены и ранее [22, 24].

Вычисленные величины $v \sin i$ приведены в 8-м столбце табл. 7. Слеттебак [7] показал, что определяемые по одному и тому же контуру величины $v \sin i$ и V_t связаны соотношением $v \sin i \approx 1,3 V_t$. Наши данные



Фиг.10. Сравнение микро-(1) и макротурбулентных (2) скоростей по линиям гелия и их ход со спектральным классом

хорошо соответствуют этому соотношению. В табл. 7 приведено сравнение величин $v \sin i$, найденных нами по линиям He I, с величинами $v \sin i$ из каталога [23]. Различие этих величин находится в пределах ошибок их определения, так что согласие можно считать достаточно хорошим.

Заключение

Из изложенного можно сделать следующие выводы.

1. При анализе физических условий в атмосферах звезд O в дополнение к кривым роста по линиям He I можно строить кривые роста и по линиям He II. Показано что для звезд в спектральном интервале O4,5—O9,5 эффект Штарка в случае линий He II не играет заметной роли по сравнению с другими эффектами расширения линий.

2. Показано, что температуры ионизации, обычно находимые для горячих звезд по комбинации формул Саха и Больцмана, не характеризуют атмосферу звезды в целом, а могут относиться к более верхним или к более глубоким слоям в зависимости от спектрального класса и от выбора линий. Этим подтверждаются выводы [19]. Использование какого-то одного значения температуры, найденного таким путем, в частности, для нахождения химического состава, может привести к ошибочным результатам.

3. Найдено, что занстровские температуры, определенные по линиям излучения He II, C III, N III и характеризующие излучательную способность звезд O в далеком ультрафиолете, очень близки к эффективным температурам для этих звезд.

4. Показано, что соотношение между величинами турбулентных скоростей, найденных методом кривых роста по линиям He I и He II, качественно хорошо объясняется исходя из предположения, что макротурбулентные скорости возрастают с высотой в атмосфере.

5. Скорости макротурбулентных движений, найденные по контурам спектральных линий, много больше скоростей микротурбулентных движе-

ний. Отсюда следует, что в случае звезд О размеры самых крупных турбулентных элементов больше эффективной толщины атмосферы.

В заключение выражаю благодарность Г. Н. Панкратовой за большую помощь в обработке спектрограмм и оформление рисунков.

Л и т е р а т у р а

1. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1947, 7, 21.
 2. R. Wilson. Publ. Edinburgh Obs., 1958, 11, 3.
 3. J. Oke. Astrophys. J., 1954, 120, 1.
 4. A. Underhill. Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1960, 11, 283.
 5. C. S. Beals a. R. D. Hatcher. Contr. Dominion Obs., 1948, 2, 1.
 6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.
 7. A. Slettebak. Astrophys. J., 1956, 124, 173.
 8. Ch. Moore. Contr. Princeton Univ. Obs., 1945, N 20.
 9. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 135.
 10. G. Mannino et J. Humblet. Osserv. Spectr. la Ricerca Sci., 1958, 28, f. 5—6, 1199—1204.
 11. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 181.
 12. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 108.
 13. E. Treffitz, A. Schlüter, K.-H. Dettmar, U. K. Jörgens. Z. Astrophys., 1957, 44, 1.
 14. Л. Х. Аллер. Астрофизика, т. 1. ИЛ, 1955.
 15. W. Böttcher, O. Koder, K. H. Wobig, Z. f. Physik, 1963, 175, 480.
 16. H. R. Griem, M. Baranger, A. C. Colb, G. Oertel. Phys. Rev., 1962, 125, 177.
 17. H. F. Berg, A. W. Ali, R. Linckl, H. R. Griem. Phys. Rev., 1962, 125, 199.
 18. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.
 19. О. П. Голландский, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 3.
 20. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и новые звезды. Гостехиздат, 1948.
 21. И. М. Копылов. Вопросы космогонии, 1964, 10, 74.
 22. S. S. Huang a. O. Struve. Astrophys. J., 1952, 116, 410.
 23. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 44.
 24. K. O. Wright. Trans. of I. A. U., 1955, 9, 739.
-

О СВЕРХЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ
В АТМОСФЕРАХ СВЕРХГИГАНТОВ

О. П. Голландский

Для атмосфер сверхгигантов B0,5—F0,1 вычислены кинематические и магнитные вязкости и соответствующие им числа Рейнольдса Re и R_m . Последние допускают широкий диапазон волновых чисел ($10^{-10} \div 10^{-3} \text{ см}^{-1}$), внутри которого возможно наличие интервала со спектром, близким к колмогоровскому. Сформулировано необходимое условие существования стационарной сверхзвуковой турбулентности. Это условие выполняется для всех рассматриваемых звезд.

ON SUPERSONIC TURBULENCE IN SUPERGIANT ATMOSPHERES, by O. P. Hollandsky.—The kinematical and magnetic viscosities and the corresponding Reynolds numbers Re and R_m have been computed for B0,5—F0,1 supergiant atmospheres. The latter quantities permit a wide range of wave numbers ($10^{-10} \div 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$) in which there can be an interval with a spectrum close to the Kolmogorov spectrum. The necessary condition for the existence of stationary supersonic turbulence is formulated. This condition is fulfilled for all the stars considered.

Изучение контуров спектральных линий и анализ кривых роста показывают, что в атмосферах сверхгигантов имеют место сверхзвуковые движения.

Макротурбулентные скорости, получаемые по ширине контуров спектральных линий (за вычетом тепловой доплеровской ширины), превышают скорость звука в интервале спектральных классов от O до F [1, 2]. Микротурбулентные скорости, получаемые по кривым роста, также во многих случаях превышают скорость звука (в интервалах от O7 до B8 — по кривым роста для триплетных, от B0 до B3 — для синглетных линий гелия, от A1 до F0 — для линий металлов) [1—3].

Поскольку в лабораторных условиях сверхзвуковая турбулентность еще не изучена, изучение ее в условиях звездных атмосфер представляет большой интерес. Вместе с тем возникает вопрос, наблюдаем ли мы действительно сверхзвуковую турбулентность в атмосферах сверхгигантов.

1. При исследовании этого вопроса нужно прежде всего получить числа Рейнольдса для атмосфер рассматриваемых звезд и убедиться в том, что они достаточно велики для существования турбулентности. Из лабораторных наблюдений известно, что если для данного течения число Рейнольдса превышает некоторое критическое значение (порядка 10^3), то имеет место турбулентность.

Делавшиеся ранее оценки чисел Рейнольдса Re для атмосфер звезд показывали, что они превышают критическое значение. Такие оценки, в частности, делал Су-шу Хуанг [4]. По его оценкам числа Рейнольдса для звезд любого класса светимости и любой температуры получаются

порядка 10^8 . Однако он пользовался коэффициентом вязкости, в который входило газокинетическое сечение столкновений между атомами ($\sigma \approx 10^{-16} \text{ см}^2$), тогда как в условиях атмосфер ранних сверхгигантов, где мы имеем дело, по существу, с водородной плазмой, нужно брать кулоновские сечения. Для протонов и однозарядных ионов гелия (вязкость, как известно, определяется взаимодействием тяжелых частиц), имеющих средние тепловые скорости $w = 2\sqrt{\frac{kT}{\pi m}}$, кулоновское сечение (см., например, [5, гл. V])

$$\sigma = \pi p_0^2 = \frac{\pi^2 e^4 L}{16 (kT)^2},$$

где L — кулоновский логарифм (выражение для которого приведено ниже). Эта величина изменяется от $1,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$ для звезд В0 до $1,6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ для звезд F0, что на 3—4 порядка превышает газокинетическое сечение. Поэтому для этих звезд числа Рейнольдса должны быть соответственно выше на столько же порядков.

В настоящей работе произведены оценки чисел Рейнольдса для атмосфер сверхгигантов от В0,5 до F0,1 (по классификации И. М. Копылова). В качестве числа Рейнольдса для движений характерного для звездной атмосферы масштаба взята величина

$$Re = \frac{Hv}{\nu}, \quad (1)$$

где

$$H = \frac{RT}{\mu g} \quad (1a)$$

высота однородной атмосферы, как это обычно принимают (см., например, [6]), v — микротурбулентная скорость (которая, как будет показано ниже, соответствует движениям этого масштаба), $\nu = \eta/\rho$ — кинематическая вязкость. Вязкость η^* вычислялась по формулам Чепмена и Каулинга [7, 8] для водородной плазмы.

Поскольку в атмосферах звезд возможно наличие магнитного поля, которое может сильно влиять на условия возникновения турбулентности [9, гл. IV], были сделаны оценки магнитных чисел Рейнольдса

$$R_m = \frac{Hv}{\nu_m}. \quad (2)$$

Здесь

$$\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\lambda} \quad (3)$$

магнитная вязкость, обусловленная проводимостью за счет столкновений электронов с ионами

$$\lambda = 2,3 \left(\frac{2kT}{\pi m_e} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{m_e}{e^2 L} = 2,73 \cdot 10^8 \frac{T^{\frac{3}{2}}}{L},$$

где $L = 18,8 + 6,9 \lg T/n^{1/3}$ — кулоновский логарифм [10, гл. I]. Столкновения электронов с нейтральными атомами не учитывались, так как в случае наиболее холодных из рассматриваемых звезд — F0,1 они увеличивают λ лишь приблизительно на 5%. Для A5,0 увеличение составляет уже доли процента.

* Здесь принято такое обозначение вязкости, чтобы не смешивать его со средним относительным молекулярным весом μ .

Магнитная вязкость, обусловленная «трением» между плазмой и нейтральными атомами [11, § 16] ν'_m , не привлекалась для вычислений магнитных чисел Рейнольдса, так как при напряженности магнитного поля $H < 1000$ гс она значительно меньше ν_m ($\nu'_m \sim H^2$, и, как показали оценки, при $H = 1000$ гс она становится сравнимой с ν_m для звезд В8—F0, оставаясь значительно ниже последней для более ранних звезд).

Результаты расчетов чисел Рейнольдса приведены в табл. 1, где все величины даются в системе CGS. Высоты однородных атмосфер и соответственно числа Re и R_m вычислены отдельно для классов светимости Ia и Ib.

Таблица 1

Спектральный класс	v	H (Ia)	H (Ib)	v	Re (Ia)	Re (Ib)	ν_m	R_m (Ia)	R_m (Ib)
B0,5	$4,5 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^9$	$5,4 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{10}$	$9,4 \cdot 10^9$	$9,3 \cdot 10^5$	$6,3 \cdot 10^9$	$2,6 \cdot 10^9$
B2,5	$4,0 \cdot 10^8$	$1,9 \cdot 10^9$	$4,8 \cdot 10^8$	$2,0 \cdot 10^5$	$3,0 \cdot 10^{10}$	$7,7 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^6$	$5,0 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$
B5,2	$3,0 \cdot 10^8$	$3,0 \cdot 10^9$	$5,9 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^5$	$3,5 \cdot 10^{10}$	$6,8 \cdot 10^9$	$2,2 \cdot 10^6$	$4,1 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^8$
B8,4	$1,5 \cdot 10^8$	$5,0 \cdot 10^9$	$9,8 \cdot 10^8$	$8,5 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^{10}$	$3,3 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^9$	$4,5 \cdot 10^8$
A1,0	$1,6 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^{10}$	$2,2 \cdot 10^9$	$3,6 \cdot 10^4$	$3,7 \cdot 10^{11}$	$8,0 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^9$	$8,0 \cdot 10^8$
A5,0	$1,5 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^9$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{12}$	$2,9 \cdot 10^{11}$	$5,2 \cdot 10^6$	$4,9 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$
F0,1	$1,3 \cdot 10^8$	$1,7 \cdot 10^{10}$	$3,2 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{12}$	$2,8 \cdot 10^{11}$	$6,4 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^8$

Необходимые для расчетов усредненные данные о звездах взяты из [1] (микротурбулентные скорости), [2, 12] (ускорения силы тяжести g и электронные плотности n_e), [13] (эффективные температуры), [14] (средние молекулярные веса). Так как у звезд В почти нет ионов He^{++} , у звезд А преобладают протоны, а у звезд F — протоны и однажды ионизированные атомы металлов, во всех случаях можно было допустить, что плазма содержит только однозарядные ионы и что $n_e = n_i$.

В табл. 1 внесены верхние граничные значения v (для водородной плазмы [8]). Оценки показали, что в случае наиболее ранних из рассматриваемых звезд (B0,5) учет примеси гелиевых однозарядных ионов может дать увеличение принятых значений v не более чем на 10%. Учет столкновений с нейтральными атомами, если даже предположить, что имеют место только процессы с наибольшими сечениями взаимодействия ($4 \cdot 10^{-15}$ см² — перезарядка [15]), может увеличить принятые значения не более чем на 12% у наиболее холодных звезд (F0,1). Для более ранних звезд (A5) увеличение составляет уже немного меньше 1%.

Из табл. 1 видно, что числа Re и R_m в среднем более чем на шесть порядков превышают критическое значение и свидетельствуют о высокой степени турбулентной неустойчивости атмосфер рассматриваемых звезд.

2. Чандрасекар получил выражение для волновых чисел, соответствующих тем масштабам движений, при которых турбулентная вязкость становится сравнимой с молекулярной [16],

$$k_v \approx 0,2 k_0 Re^{\frac{3}{4}}, \quad (4)$$

где k_0 — волновое число основного масштаба движений. При помощи равенства (4), которое получено для несжимаемой жидкости, можно хотя бы очень приблизительно оценить границы того диапазона масштабов движений, где диссипация энергии за счет вязкости становится пренебрежимо малой. Это было сделано с использованием данных табл. 1.

В (4) в качестве k_0 взята величина π/H . Для звезд Ia и Ib нижняя граница этого диапазона k_v находится в области масштабов движений по-

рядка 10^2 см. Если подставить в (4) числа R_m (что, вообще говоря, можно делать с меньшим правом), то эта граница отодвинется в область больших масштабов, порядка 10^3 см. Эти масштабы еще очень велики по сравнению со средней длиной свободного пробега протонов, которая оценивалась по формуле [10, гл. 1]

$$\frac{(kT)^2}{ne^4L}.$$

Она изменяется от 0,24 до 0,04 см при переходе от звезд В0,5 до F0,1.

Таким образом, полученные числа Рейнольдса допускают довольно широкий диапазон движений, таких, что для соответствующих им волновых чисел $k = \pi/l$ выполняется условие

$$k_0 \ll k \ll k_*, \quad (5)$$

В этом интервале волновых чисел доминирующую роль в переносе энергии должны играть силы инерции, выражаемые членом UVU в уравнении движения жидкости, и можно ожидать, что турбулентный спектр становится близким к колмогоровскому, $\sim k^{-\frac{5}{3}}$.

Здесь следует заметить, что в случае турбулентности сжимаемой жидкости имеет место генерация звуковых волн [17]. Вследствие наличия этого дополнительного источника диссипации энергии, который может простираться в область больших волновых чисел, условия существования колмогоровского спектра в интервале волновых чисел (5) могут выполняться только приблизительно.

3. Рассмотрим теперь вопрос о возможности существования стационарной сверхзвуковой турбулентности в атмосферах звезд.

Как известно, любые сверхзвуковые движения в газе связаны с ударными волнами. Стационарность условий их распространения зависит от того, будет ли газ всякий раз возвращаться к первоначальному состоянию, прежде чем в нем распространится следующая ударная волна. Возвращение же газа к первоначальному состоянию в звездной атмосфере может происходить в результате высвечивания.

Рассмотрим турбулентные пульсации (вихри) масштаба l , имеющие скорость v . Назовем характерным временем вихря масштаба l величину

$$t_l = \frac{l}{v}. \quad (6)$$

Пусть звездная атмосфера характеризуется средним временем ионизационной релаксации

$$\tau = \frac{1}{n_e C}, \quad (7)$$

где C — коэффициент рекомбинации.

Тогда на основании приведенных рассуждений необходимым условием существования стационарной сверхзвуковой турбулентности будет выполнение сильного неравенства

$$t_l \gg \tau \quad (8)$$

для всех масштабов вихрей, имеющих сверхзвуковую (и околосзвуковую) скорость.

Это условие мы не можем считать достаточным, так как оно сформулировано на основании упрощенной картины невзаимодействующих ударных волн. В действительности ударные волны, порождаемые турбулентностью, могут самым беспорядочным образом пересекаться и отражаться; могут иметь место кумулятивные эффекты. Только статистический учет всех видов взаимодействия ударных волн позволит вывести достаточное условие.

Проверим выполнимость условия (8) для атмосфер рассматриваемых звезд. Проделаем это сначала для движений, имеющих масштабы порядка H .

М. Врубель показал [18], что в выражение микротурбулентной скорости через спектральную функцию с весом, равным единице, попадают вихри, волновые числа которых ограничены неравенством

$$k \geq \frac{1,3\pi}{H} = \frac{4,08}{H},$$

где H — толщина того слоя, в котором образуются спектральные линии. Примем H приблизительно равной толщине однородной атмосферы (1а). Для масштабов вихрей, связанных с этими k , получим

$$\frac{l}{\pi} \leq \frac{H}{4,08}.$$

Вихрям масштаба

$$l = \frac{\pi H}{4,08} \approx 0,8H \quad (9)$$

поставим в соответствие наблюдаемые микротурбулентные скорости, умноженные на $\sqrt{3}$ (для перехода от лучевой к пространственной скорости). Мы можем это сделать на основании того, что турбулентные скорости связаны (по определению) с соответствующим им масштабом движений l зависимостью

$$\bar{v}_l^2 = \int_{\frac{l}{\pi}}^{\infty} E(k) dk,$$

где $E(k)$ — спектральная функция.

Ввиду того что в выражение для $\bar{v}^2$ входят с весом, меньшим единицы [18], еще и вихри большего масштаба, которые здесь опущены, выбранное значение l (9) может быть только заниженным. Для движений масштаба (9) условие (8) принимает вид

$$\frac{0,5H}{v} \geq \tau, \quad (10)$$

где v — наблюдаемая микротурбулентная скорость, а τ имеет значение (7). При оценках τ можно ограничиться значениями коэффициента рекомбинации для водорода, который, согласно [19, 20], был взят в виде

$$C_H = 4,4 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T}{10^4} \right)^{-\frac{3}{4}}.$$

Для нейтрального гелия C имеет такой же порядок величины, как и для водорода. Для ионов он приблизительно в Z^2 больше [19], и τ станет соответственно меньше.

В табл. 2 приведены характерные времена вихрей масштаба $0,5 H$, вычисленные отдельно для классов светимости Ia и Ib по данным табл. 1, и τ , вычисленные по электронным плотностям из [2, 12] и эффективным температурам из [13].

Из рассмотрения этой таблицы становится очевидным, что условие (8) выполняется для больших масштабов движений, немного меньших H .

Что касается макротурбулентных скоростей, то мы не можем определенно судить о масштабах вихрей, соответствующих этим скоростям; можно только сказать, что они больше H . Но, как показывают наблю-

Таблица 2

Спектральный класс	t (Ia), сек	t (Ib), сек	τ , сек	Спектральный класс	t (Ia), сек	t (Ib), сек	τ , сек
B0,5	$1,5 \cdot 10^2$	$6,0 \cdot 10^1$	$6,7 \cdot 10^{-2}$	A1,0	$3,1 \cdot 10^3$	$6,9 \cdot 10^2$	$8,6 \cdot 10^{-2}$
B2,5	$2,4 \cdot 10^2$	$6,0 \cdot 10^1$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	A5,0	$5,7 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	$6,2 \cdot 10^{-2}$
B5,2	$5,0 \cdot 10^2$	$9,9 \cdot 10^1$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	F0,1	$6,5 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^3$	$6,3 \cdot 10^{-2}$
B8,4	$1,7 \cdot 10^3$	$3,3 \cdot 10^2$	$1,6 \cdot 10^{-1}$				

дения [1], макротурбулентные скорости у рассматриваемых звезд не более чем в два раза превышают микротурбулентные скорости. Поэтому условие (8) будет выполняться и для масштабов движений больше H , что следует из определения (6).

Теперь надо убедиться в том, что условие (8) выполняется вплоть до тех масштабов движений, которым соответствуют уже дозвуковые скорости (в атмосфере данной звезды).

Допустим, что турбулентные движения, масштабы которых значительно меньше H , близки к изотропным. Тогда мы сможем при оценочных рассуждениях применить к ним соотношения, полученные для локально изотропной турбулентности. В таком случае между масштабами вихрей и их скоростями будет иметь место соотношение

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{l_1}{l_2} \right)^{\frac{1}{3}}.$$

Отсюда получаем для характерных времен вихрей

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{l_1}{v_1} : \frac{l_2}{v_2} = \left(\frac{l_1}{l_2} \right)^{\frac{2}{3}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^2. \quad (11)$$

Микротурбулентные скорости у рассматриваемых звезд превышают скорость звука не более чем в два раза [2]. Поэтому при переходе к масштабу движений, скорость которых в два раза меньше наблюдаемой (полученной по кривой роста) микротурбулентной, мы уже попадаем в область дозвуковой турбулентности. Как следует из (11), характерное время таких движений будет только в четыре раза меньше, чем у наблюдаемых микротурбулентных, и условие (8) останется в силе. При этом надо иметь в виду, что диссипация энергии ударной волны убывает быстрее, чем ее скорость. Из (11) (или предыдущего соотношения) следует также, что при уменьшении скорости в два раза масштаб движений уменьшается в восемь раз. Следовательно, при наличии диссипации энергии ударных волн в области малых волновых чисел верхняя граница (по отношению к масштабам движений) инерционного интервала спектра сильно уменьшиться не может и (5) останется в силе.

Получающиеся согласно (11) масштабы тех движений, скорости которых становятся дозвуковыми, могут быть скорее заниженными. Действительно, как показал С. А. Каплан [21], в случае сверхзвуковой изотропной турбулентности спектр становится круче колмогоровского, $E(k) \sim k^{-5/3}$. Он может быть близким к k^{-3} , откуда будет следовать соотношение, близкое к прямой пропорциональности между v и l :

$$\frac{v}{l} = t \approx \text{const},$$

и характерное время почти не будет уменьшаться с уменьшением масштаба вихрей. Тем самым условие (8) почти не будет ослабляться при переходе к меньшим масштабам.

Таким образом, мы можем установить справедливость условия (8) для всей сверхзвуковой (и околозвуковой) области спектра турбулентных движений.

Резюмируя изложенное, можно сделать следующие выводы.

1. Полученные для сверхгигантов в интервале спектральных классов от В до F числа Рейнольдса, как обычные, так и магнитные, настолько велики, что допускают наличие интервала волновых чисел, где основную роль в переносе энергии играют силы инерции (инерционная подобласть [22, гл. VI]) и где можно ожидать наличия турбулентного спектра, близкого к колмогоровскому.

2. Сформулированное необходимое условие существования сверхзвуковой турбулентности (8) у этих звезд выполняется достаточно хорошо.

В заключение приношу благодарность И. М. Копылову за ценные замечания при обсуждении работы.

21 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов. Вопросы космогонии, 1964, 10, 74.
2. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 127.
3. И. М. Копылов, Э. А. Витриченко, Т. С. Галкина, О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 42.
4. Su-shu Huang. *Astrophys. J.*, 1950, 112, 399.
5. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. ИЛ, 1957.
6. M. Schwarzschild. *Astrophys. J.*, 1961, 134, 1.
7. С. Чепмен и Т. Каулинг. Математическая теория неоднородных газов. ИЛ, 1960.
8. S. Chapman. *Astrophys. J.*, 1954, 120, 151.
9. Ф. А. Баум, С. А. Каплан, К. П. Станюкович. Введение в космическую газодинамику. Физматгиз, 1958.
10. С. Б. Пикельнер. Основы космической электродинамики. Физматгиз, 1961.
11. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
12. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.
13. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.
14. A. Rosa. *Z. Astrophys.*, 1948, 25, 1.
15. A. Dalgarno and H. N. Yadau. *Proc. Phys. Soc. London*, 1953, A66, 173.
16. S. Chandrasekhar. *Proc. Roy. Soc. London*, 1949, A 200, 20.
17. M. J. Lighthill. *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*. Amsterdam, 1955, p. 121.
18. M. H. Wubel. *Astrophys. J.*, 1950, 112, 424.
19. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1954, 12, 93.
20. К. У. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
21. С. А. Каплан. ЖЭТФ, 1954, 27, 699.
22. Дж. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. ИЛ, 1955.

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ В АТМОСФЕРАХ
«МЕТАЛЛИЧЕСКИХ» ЗВЕЗД

Н. С. Комаров

По номерам последних наблюдаемых линий бальмеровской серии (n_m) найдены с помощью формулы Инглиса — Теллера электронные плотности в атмосферах 29 звезд спектральных классов А — F, имеющих количественную спектральную классификацию. Для этой цели использовано 107 спектрограмм звезд, полученных на 122-см рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР с дисперсией 150 Å/мм у линии H_γ .

Была сравнена методика определения номера последней наблюдаемой линии бальмеровской серии при помощи экстраполяции зависимости W от n к нулевой эквивалентной ширине с методикой экстраполяции зависимости R_0 от n к нулевой центральной глубине.

Электронные плотности для звезд с усиленными и ослабленными линиями металлов в среднем не отличаются от электронных плотностей «нормальных» звезд главной последовательности того же спектрального класса, определенного по линиям водорода.

ELECTRON DENSITIES IN ATMOSPHERES OF METALLIC-LINE STARS, by N. S. Komarov.— The electron densities in the atmospheres of 29 A—F type stars with quantitative spectral classification have been found from the last resolved Balmer line (n_m) using the Inglis—Teller formula. Altogether 107 spectrograms with a dispersion of 150 Å/mm at H_γ obtained with the 122 cm reflector of the Crimean Astrophysical Observatory were used.

The method of determination of the number of the last resolved Balmer line by extrapolation of the relation between W and n to zero equivalent width is compared to the method of extrapolation of the relation between R_0 and n to zero central depth.

The electron densities in atmospheres of metallic and nonmetallic stars do not differ on the average from the electron densities of «normal» MS stars of the same hydrogen spectral class.

В пределах главной последовательности в области спектральных классов от A2 до F2 располагается относительно многочисленная группа звезд (до настоящего времени известно свыше 300 звезд), члены которой характеризуются резкими спектральными аномалиями. Это так называемые «металлические» звезды. Аномалии этих интересных объектов проявляются в особом соотношении интенсивностей большинства линий металлов в спектрах этих звезд с интенсивностями линий некоторых элементов (Ca, Sc, Zr, Mg, Ti, V), а также в некоторой мере и с интенсивностями линий водорода. Поэтому если определять спектральный класс для одной и той же звезды по интенсивностям различных линий (по различным критериям), то мы будем получать различные спектральные классы. Так, по линиям K Ca II, водорода и металлов для «металлических» звезд получаем в среднем спектральные классы A3, A8, F1 соответственно [1].

Поэтому обычно за основной спектральный класс принимают или «металлический» [2, 3], или «водородный» [1, 4].

Отсюда вытекает необходимость определения физических параметров звезд по водородным и металлическим линиям и сравнение их между собой. Нам представилась возможность определить на Одесской астрономической обсерватории электронные плотности (n_e) в атмосферах 29 звезд по водородным линиям. Номер последней наблюдаемой линии бальмеровской серии (n_m) находился по спектрограммам с дисперсией 150 Å/мм, полученным на кварцевом спектрографе 122-см рефлектора Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Этот материал ранее был использован И. М. Копыловым, Т. С. Беякиной и Э. А. Витриченко [1] для количественной спектральной классификации «металлических» звезд. Звезды выбирались из [1] по степеням «металличности»

$$p' = \text{Sp} (M)_0 - \text{Sp} (H), p'' = \text{Sp} (M)_{8-13} - \text{Sp} (H)$$

и по степени ослабления линии К Ca II по сравнению с водородными линиями

$$d = \text{Sp} (H) - \text{Sp} (K).$$

Здесь $\text{Sp}(M)_0$ — средний спектральный класс по критериям 3 + 4 (4488; 28 + 4440; 67). В этих критериях много линий так называемых

Таблица 1

GC	Название звезды	m_v	Sp (H)	p'	p''	d	$M_{\text{тр}}$	M_v	$v \sin i$
147	β Cas	2,86	F2,2	-0,1	-0,05	0,8	1,55	1,6	70
583	28 And	5,26	A7,9	-0,4	-0,25	0,9	—	1,3	35
822	HR 178	5,53	A3,8	4,0	3,9	-1,4	—	1,4	—
1122	μ And	3,94	A3,9	-2,15	0,35	0,0	1,47	1,8	77
1681	47 And	5,98	A7,95	-1,3	-0,55	3,2	—	1,5	74
2272	α Tri	3,6	F5,2	0,5	-0,3	0,1	—	2,1	106
2309	β Ari	2,65	A3,35	2,15	1,75	-0,05	—	1,8	77
2572	β Tri	3,08	A5,2	0,4	1,3	0,2	-0,7	-0,6	84
3276	γ Cet	3,46	A2,4	0,3	-0,15	0,1	1,88	1,6	195
3401	16 Per	4,3	F2,2	-0,05	-0,55	0,1	0,81	1,2	160
3629	49 Ari	5,91	A2,3	3,45	4,15	-0,4	—	1,6	—
13540	ν UMa	3,9	A7,9	0,0	1,2	0,0	1,68	1,6	118
16311	95 Leo	5,5	A2,2	1,0	1,35	-1,6	—	0,7	16
18131	ζ UMa f	3,96	A3,9	-0,4	-0,9	-0,8	1,80	2,1	70
18945	τ Vir	4,26	A5,5	-5,0	-3,5	1,5	0,14	0,6	141
19607	γ Boo	3,06	A7,05	0,1	0,05	0,25	-0,97	0,6	135
21288	ϵ Ser	3,45	A3,6	0,3	1,4	2,1	1,47	1,6	42
22012	γ Her	3,74	A7,75	0,4	-0,1	-0,35	-0,4	0,6	152
23294	δ Her	3,14	A3,9	-0,5	-0,6	1,3	0,84	0,6	305
24075	HR 6611	6,13	A2,0	3,4	5,1	-1,70	—	0,0	—
25676	ζ LyrA	4,29	A2,5	4,3	5,25	-1,9	1,28	1,2	35
28541	θ Cep	4,28	A5,2	0,75	0,8	-0,5	1,81	1,2	56
28709	β Del	3,7	A2,9	-0,4	0,3	-0,2	0,77	1,4	59
29723	τ Cyg	3,75	F2,8	-2,7	-2,5	1,4	2,08	2,2	95
29848	α Cep	2,44	A7,5	-1,2	-1,3	-0,3	1,44	1,7	260
30393	44 Cap	5,99	A7,6	-0,45	0,3	-0,4	—	—	—
30491	δ Cap	2,98	A7,6	-1,8	1,75	0,9	2,04	2,0	215
30877	ξ ϵ Cep	4,57	F2,0	-2,7	-2,8	3,2	1,88	2,3	68
31016	π Peg	4,38	F5,15	-0,45	-0,4	0,25	1,76	-0,2	140

дефицитных элементов (Ca, Sc, Zr, Mg, Ti, V) «металлических» звезд: $Sp(M)_{8-13}$ — средний спектральный класс по критериям $8 + 9$ (4236; 89 + 4165; 52) и $11 + 12 + 13$ (4064; 33 + 4037; 23 + 4005; 27). Они характеризуются меньшим содержанием линий «дефицитных» элементов; $Sp(H)$ — средний водородный класс; $Sp(K)$ — спектральный класс по линии К Ca II. Выше в скобках после номеров критериев приведены средние длины волн и ширины соответствующих полос (в Å). К «нормальным» звездам относились звезды, значения p' , p'' и d которых удовлетворяют неравенствам

$$|p'| < 0,6; \quad |p''| < 0,75; \quad |d| < 0,5.$$

Эти условия были выбраны, исходя из точности определения спектральных классов по различным критериям.

В табл. 1 приведены исходные данные о выбранных звездах. В двух первых столбцах дан номер звезды по каталогу GC и ее название, далее по порядку следуют m_v , $Sp(H)$, p' , p'' , d из [1], абсолютная величина, определенная по тригонометрическому параллаксу (M_{Tr}), абсолютная величина по каталогу Бечвара (M_v) [5] и, наконец, $v \sin i$.

Определение электронных плотностей

Существует несколько методов определения электронных плотностей в атмосферах звезд. Мы остановились на методе Инглиса и Теллера [6—8], который основан на взаимосвязи номера последней наблюдаемой линии n_m в спектральной серии водорода или водородоподобного атома с «эффективной» ионной, а следовательно, и электронной плотностями среды. Практически во всех интересных с точки зрения астрофизики случаях (т. е. при $10^{11} < n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$) можно применять соотношение, впервые выведенное Инглисом и Теллером:

$$\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m.$$

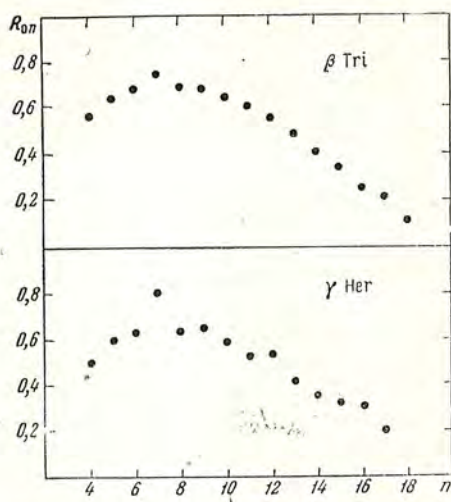
Это соотношение отражает факт, что основным источником расширения является Штарк-эффект.

Нами применялась следующая методика нахождения n_m . Для каждой звезды строилась зависимость между центральной глубиной бальмеровских линий R_0 и номером верхнего уровня n (фиг. 1), а затем методом графической экстраполяции определялись n''_m . Для оценки случайных ошибок такие определения проводились независимо по нескольким спектрограммам (минимум по трем). В дальнейшем были определены с учетом числа независимых графических определений — n''_m и $\delta n''$ (ошибки определения n''_m).

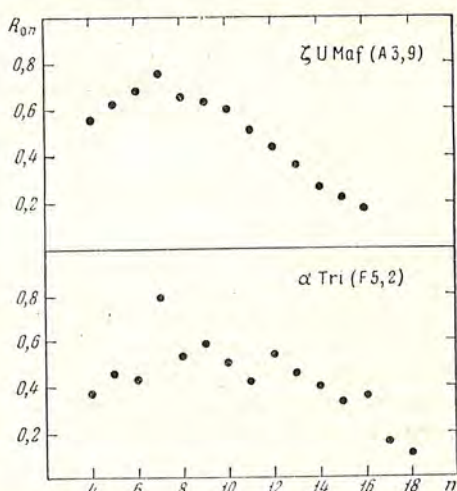
Интересно было сравнить методику определения n''_m при помощи экстраполяции зависимости W от n к нулевой эквивалентной ширине последней наблюдаемой линии бальмеровской серии с методикой экстраполяции зависимости R_0 от n к нулевой центральной глубине. С этой целью для $\zeta \text{ UMa f (A3,9)}$ и $\alpha \text{ Tri (F5,2)}$ были получены n''_m двумя методами. Значения совпали в пределах ошибок.

Отметим, что для поздних спектральных классов наблюдается разброс, превосходящий ошибки наблюдений, значений R_0 от средней зависимости R_0 от n (фиг. 2). Особенно заметны скачки между n , равными 11 и 12, 15 и 16. Они, по всей вероятности, связаны с блендированием некоторых водородных линий с линиями других элементов, интенсивности которых возрастают при переходе к более поздним спектральным классам, и, следовательно, суммарная интенсивность бленды падает значительно

медленнее, а в некоторых случаях почти не изменяется, например бленда $H_\epsilon + H$. Для более детального исследования этого вопроса была построена

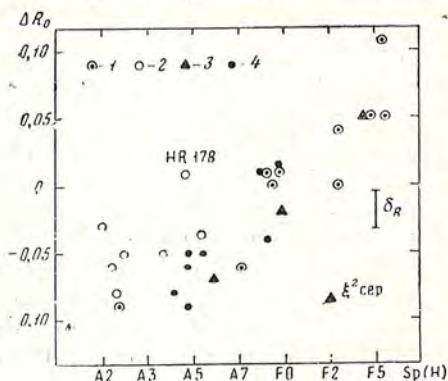


Фиг. 1. Примеры зависимости центральной глубины R_0 от номера верхнего уровня n



Фиг. 2. К иллюстрации величины разброса значений R_0n в зависимости от спектрального класса

зависимость $\Delta R_0 = R_{012} - R_{011}$ от $Sp(H)$ (фиг. 3). Из графика видно, что от зависимости сильно отклоняются две звезды: ξ^2 Сер и HR 178. Так как у ξ^2 Сер ослаблены линии металлов, а у HR 178 усилены (при при-



Фиг. 3. Зависимость $\Delta R_0 = R_{012} - R_{011}$ от $Sp(H)$

1 — «нормальные» звезды; 2 — звезды с усиленными линиями металлов; 3 — звезды с ослабленными линиями металлов; 4 — звезды с особенностями в спектрах

ятии за основной спектральный класс «водородный»), то такое отклонение от зависимости можно объяснить блендированием водородных линий. Также вполне закономерно, что блендирование растет с уменьшением длины волны.

На основании восьми общих звезд наша система была сведена к системе И. М. Копылова [6]. Методом наименьших квадратов получена следующая формула перехода:

$$n'_m = 0,74n''_m + 4,62. \\ \pm 0,23 \quad \pm 0,16$$

Большое отличие нашей системы от системы И. М. Копылова следовало ожидать. Система И. М. Копылова была получена на основании спектрограмм с высокой дисперсией (около $3 \text{ \AA/мм}$ у H_γ). Надо отметить, что нами проводится относительное исследование электронных плотностей в атмосферах звезд А — F главной последовательности, и поэтому возможные систематические ошибки в значениях n'_m не скажутся на наших выводах. Так как некоторые исследуемые звезды имеют очень большие скорости вращения, то мы вводили за них поправки. Для этой цели мы использовали зависимость величины поправок Δn_m за вращение звезды для различных n_m (фиг. 3 из [6]). По этим окончательным значениям n_m при

помощи формулы Инглиса — Теллера были найдены эффективные ионные плотности $\lg n'_e$. Для перехода к электронным плотностям мы должны учесть влияние температуры на расширение водородных линий. При

$$T < T_m = \frac{1,05 \cdot 10^5}{n_m}$$

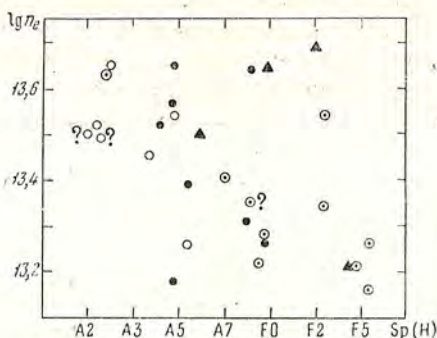
электронная плотность может быть найдена по эффективной ионной плотности из соотношения

$$n'_e = n_e \left[1 + \left(\frac{1,05 \cdot 10^5}{n_m T} \right)^{1/2} \right].$$

Мы же воспользовались готовой табл.

1 из [6] поправок $\Delta \lg n_e$, которые находились по известному Sp(H) и известным $\lg n'_e$. Эти значения $\lg n_e$

рассматривались как окончательные. В табл. 2 приведены следующие результаты наших определений: среднее значение номера последней



Фиг. 4. Зависимость $\lg n_e$ от Sp(H)

Обозначения те же, что на фиг. 3

Таблица 2

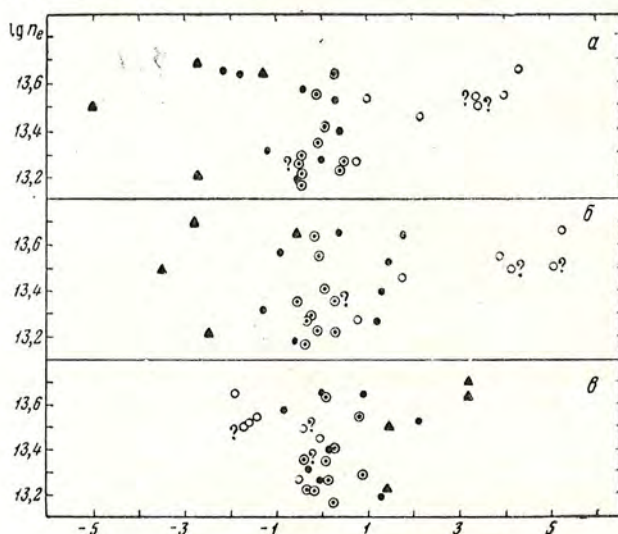
GC	n''_m	$\delta_{n''}$	n'_m	n_m	$\lg n_e$	GC	n''_m	$\delta_{n''}$	n'_m	n_m	$\lg n_e$
147	18,4	$\pm 0,20$	18,0	18,1	13,54	19607	19,2	0,20	18,7	19,0	13,40
583	20,3	0,40	19,5	19,7	13,28	21288	18,6	0,10	18,2	18,3	13,52
822	18,5	0,35	18,2	18,2	13,54	22012	20,3	0,10	19,5	20,0	13,22
1122	17,5	0,25	17,4	17,6	13,65	23294	19,0	0,10	18,5	20,4	13,18
1681	17,4	0,20	17,3	17,5	13,64	24075	18,9	0,35	18,4	18,4	13,50
2272	20,2	0,50	19,4	19,7	13,26	25676	17,7	0,25	17,6	17,6	13,65
2309	19,0	0,20	18,5	18,7	13,45	28541	20,5	0,45	19,6	19,9	13,26
2572	19,5	0,40	18,9	19,1	13,39	28709	20,6	0,10	19,7	20,0	13,21
3276	17,4	0,10	17,3	17,7	13,63	29723	20,6	0,30	19,7	20,0	13,21
3401	19,4	0,10	18,8	19,3	13,34	29848	18,9	0,25	18,4	19,5	13,31
3629	19,0	0,10	18,5	18,5	13,49	30393	20,0	0,65	19,3	19,3	13,35
13540	20,2	0,35	19,4	19,8	13,26	30491	17,3	0,25	17,3	17,6	13,64
16311	18,7	0,25	18,3	18,3	13,52	30877	17,0	0,40	17,1	17,2	13,69
18131	18,1	0,25	17,9	18,0	13,57	31016	20,6	$\pm 0,50$	19,7	20,3	13,18
18945	19,7	0,25	19,0	19,5	13,50						

наблюдаемой линии n''_m с учетом числа обработанных спектрограмм; ошибки определения n_m — $\delta_{n''}$; значения n_m , приведенные к системе И. М. Копылова; значения n_m , исправленные за вращение звезды вокруг своей оси; электронные плотности $\lg n_e$.

Из фиг. 4 и 5 видно, что электронные плотности звезд с усиленными и ослабленными линиями металлов, определенные по водородным линиям, в среднем не отличаются от электронных плотностей «нормальных» звезд главной последовательности того же спектрального класса, если за основной спектральный класс принять «водородный» класс.

Таким образом, из [1—4, 9] и настоящей работы вытекает, что группы звезд с усиленными и ослабленными линиями металлов характеризуются существенно различными физическими параметрами атмосфер,

если их определять по различным линиям спектров. При принятии «водородного» спектрального класса параметры g_H и n_e , находящиеся по водородным линиям, в среднем совпадают с g_H и n_e «нормальных» звезд класса светимости IV, в то время как для тех же звезд по линиям металлов получаются такие параметры атмосфер $\nu_{турб}$, P_e , $g_{эфф}$, которые характерны для сверхгигантов.



Фиг. 5. Зависимость $\lg n_e$ от: а — степени «металличности» p' ; б — степени «металличности» — p'' ; в — степени ослабления линии К Ca II по сравнению с водородными линиями d .
Обозначения те же, что на фиг. 3

В заключение выражаю свою благодарность дирекции Крымской астрофизической обсерватории и ее сотрудникам И. М. Копылову, Э. А. Витриченко за предоставление материала в наше распоряжение и ценные указания в процессе работы.

26 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов, Т. С. Белякина, Э. А. Витриченко. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 181.
2. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1955, 13, 9.
3. J. L. Greenstein. Astrophys. J., 1949, 109, 121.
4. C. Jaschek, M. Jaschek. Astron. J., 1957, 62, 343.
5. A. Bečvar. Atlas Coeli — II. Katalog 1950,0. Praha, 1959.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 282.
7. D. R. Inglis, E. Teller. Astrophys. J., 1939, 90, 439.
8. Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский. Астр. ж., 1961, 38, 3.
9. M. Nassik. Contrib. Osserv. astrophys. Milano — Merate, 1956, N 93.

К ТЕОРИИ «ПОКРОВНОГО ЭФФЕКТА»

В. Г. Буславский

Получено точное решение задачи о «покровном эффекте» в предположении, что фотосфера представляет собой слой оптической толщины τ_0 , коэффициенты яркости которого известны.

ON THE THEORY OF THE BLANKETING EFFECT, by V. G. Buslavsky.— An exact solution has been obtained of the problem on the blanketing effect, assuming that the photosphere is a layer with optical thickness τ_0 , the brightness coefficients of which are known.

Обычно принимаемые распределения температур в атмосферах звезд поздних спектральных классов могут оказаться неверными вследствие так называемого покровного эффекта. Как известно, этот эффект заключается в том, что излучение, идущее из глубоких слоев звезды, задерживается в поверхностных слоях вследствие рассеяния в линиях атомов и молекул и молекулярных полосах и частично переизлучается обратно. Тем самым температуры звезды на различных оптических глубинах несколько увеличиваются.

Ряд авторов [1—6] занимался приближенным решением этой задачи. Здесь мы получим ее точное решение в предположении, что фотосфера представляет собой слой оптической толщины τ_0 (в непрерывном спектре), коэффициенты яркости которого известны.

Поле излучения в атмосфере звезды описывается уравнениями

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} &= I(\tau, \mu) - B(\tau), \\ \mu \frac{dI'(\tau, \mu)}{d\tau} &= -I'(\tau, \mu) + B(\tau) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

и

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^1 [I(\tau, \mu) + I'(\tau, \mu)] d\mu, \quad (2)$$

где $I(\tau, \mu)$, $I'(\tau, \mu)$ — интенсивности излучения на оптической глубине τ , идущего под острым углом ϑ к нормали в сторону убывающих и возрастающих оптических глубин соответственно; $\mu = \cos \vartheta$; $B(\tau)$ — функция источника; τ — оптическая глубина, отсчитываемая от верхней границы слоя. Кроме того, в звездных атмосферах сохраняется интегральный поток излучения

$$H = 2\pi \int_0^1 [I(\tau, \mu) - I'(\tau, \mu)] \mu d\mu = \sigma T_e^4, \quad (3)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, T_e — эффективная температура звезды.

Слой оптической толщины τ_0 пропускает наружу лишь долю $1 - \eta$ подходящего к нему снизу излучения, так что

$$2\pi \int_0^1 I'(\tau_0, \mu) \mu d\mu = \eta 2\pi \int_0^1 I(\tau_0, \mu) \mu d\mu. \quad (4)$$

Таким образом, задача сводится к решению системы уравнений (1) — (2) при граничном условии (4) и условии (3), выражающем постоянство потока излучения.

В дальнейшем мы будем пользоваться оптической глубиной t , отсчитанной от нижней границы рассеивающего слоя. Тогда вместо (4) можно написать

$$\eta = \frac{\int_0^1 I'(0, \mu) \mu d\mu}{\int_0^1 I(0, \mu) \mu d\mu}. \quad (5)$$

Величина η известна из наблюдений [7].

Решение написанной выше системы уравнений должно дать связь между τ_0 и η , т. е. определить величину τ_0 для звезды данного спектрального класса.

Введем коэффициенты яркости рассеивающего слоя $\rho(\mu, \mu')$ и $\sigma(\mu, \mu')$ [8]. Тогда для величины $I'(0, \mu)$, которая представляет собой интенсивность излучения, диффузно отраженного рассеивающим слоем, получим

$$I'(0, \mu) = 2 \int_0^1 I(0, \mu') \rho(\mu, \mu') \mu' d\mu', \quad (6)$$

а интенсивность излучения, выходящего из звезды,

$$I_*(\mu) = 2 \int_0^1 I(0, \mu') \sigma(\mu, \mu') \mu' d\mu'. \quad (7)$$

Таким образом, для установления связи между τ_0 и η надо найти величину $I(0, \mu)$.

Интегрируя уравнения (1), получим

$$\left. \begin{aligned} I(t, \mu) &= \int_t^\infty B(t') e^{-\frac{t-t'}{\mu}} \frac{dt'}{\mu}, \\ I'(t, \mu) &= \int_0^t B(t') e^{-\frac{t-t'}{\mu}} \frac{dt'}{\mu} + I'(0, \mu) e^{-\frac{t}{\mu}}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

в частности,

$$I(0, \mu) = \int_0^\infty B(t') e^{-\frac{t'}{\mu}} \frac{dt'}{\mu}. \quad (9)$$

Используя уравнения (6) и (9), получим

$$I'(t, \mu) = \int_0^\infty B(t') \left\{ 2 \int_0^1 e^{-\left(\frac{t}{\mu} + \frac{t'}{\mu'}\right)} \rho(\mu, \mu') d\mu' \right\} dt' + \int_0^t B(t') e^{-\frac{t-t'}{\mu}} \cdot \frac{dt'}{\mu}. \quad (10)$$

Подставляя найденные выражения для $I(t, \mu)$ и $I'(t, \mu)$ в (2), получим следующее интегральное уравнение для определения функции $B(t)$:

$$B(t) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} B(t') [Ei|t - t'| + K(t, t')] dt', \quad (11)$$

где

$$K(t, t') = 2 \int_0^1 \int_0^1 e^{-\left(\frac{t}{\mu} + \frac{t'}{\mu'}\right)} \rho(\mu, \mu') d\mu d\mu'. \quad (12)$$

Ядро $K(t, t')$, очевидно, симметрично относительно своих аргументов. Ниже мы найдем точное решение уравнения (11). Для этого воспользуемся тем, что для величины $I(0, \mu)$ может быть получено интегральное уравнение с ядром Коши (см., например, [8]):

$$I(0, \mu) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \frac{\mu I(0, \mu) - \mu' I(0, \mu')}{\mu - \mu'} d\mu'. \quad (13)$$

В наших обозначениях это уравнение имеет вид

$$I(0, \mu) = \frac{1}{2} \mu I(0, \mu) \int_{-1}^{+1} \frac{d\mu'}{\mu - \mu'} - \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' I(0, \mu')}{\mu - \mu'} d\mu' + \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu'' I'(0, \mu'')}{\mu + \mu''} d\mu''. \quad (14)$$

Интегралы в (13) и (14) понимаются в смысле главного значения. Используя соотношение (6) из (14), получаем

$$I(0, \mu) = \frac{1}{2} \mu I(0, \mu) \ln \frac{1 + \mu}{1 - \mu} + \frac{1}{2} \int_0^1 \mu' I(0, \mu') \left\{ \frac{1}{\mu' - \mu} + 2 \int_0^1 \frac{\mu'' \rho(\mu', \mu'')}{\mu + \mu''} d\mu'' \right\} d\mu'. \quad (15)$$

Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} a(\mu) &= 1 - \frac{1}{2} \mu \ln \frac{1 + \mu}{1 - \mu}, \\ R(\mu, \mu') &= \int_0^1 \frac{\mu' \mu'' \rho(\mu', \mu'')}{\mu + \mu''} d\mu'', \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Тогда для определения $I(0, \mu)$ находим интегральное уравнение

$$a(\mu) I(0, \mu) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' I(0, \mu')}{\mu' - \mu} d\mu' + \int_0^1 R(\mu, \mu') I(0, \mu') d\mu'. \quad (17)$$

Уравнение (17) может быть решено следующим образом. Обозначим через

$$f(\mu) = \int_0^1 R(\mu, \mu') I(0, \mu') d\mu'. \quad (18)$$

Решение уравнения

$$a(\mu) I(0, \mu) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' I(0, \mu')}{\mu' - \mu} d\mu' + f(\mu) \quad (19)$$

может быть получено методом Карлемана [9]. Оно имеет вид

$$I(0, \mu) = \frac{a(\mu) f(\mu)}{a^2(\mu) + \frac{1}{4} \pi^2 \mu^2} + \frac{e^{\omega(\mu)}}{\sqrt{a^2(\mu) + \frac{1}{4} \pi^2 \mu^2}} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' f(\mu') e^{-\omega(\mu')}}{\sqrt{a^2(\mu') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu'^2}} \frac{d\mu'}{\mu' - \mu} + \frac{C}{1 - \mu} \right\}, \quad (20)$$

где

$$\omega(\mu) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \operatorname{arctg} \frac{\frac{1}{2} \pi \mu'}{a(\mu')} \frac{d\mu'}{\mu' - \mu}, \quad (21)$$

а C — произвольная постоянная, которую временно положим равной единице.

Отметим соотношение (см. [8])

$$H(\mu) = \frac{e^{\omega(\mu) - \omega(0)}}{(1 - \mu) \sqrt{a^2(\mu) + \frac{1}{4} \pi^2 \mu^2}}, \quad (22)$$

где $H(\mu)$ — функция Амбарцумяна, определяемая уравнением

$$H(\mu) = 1 + \frac{1}{2} \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'. \quad (23)$$

Подставляя (20) в (18), получим для определения $f(\mu)$ интегральное уравнение

$$f(\mu) = b(\mu) + \int_0^1 L(\mu, \mu') f(\mu') d\mu', \quad (24)$$

где

$$b(\mu) = \int_0^1 R(\mu, \mu') \frac{e^{\omega(\mu')}}{(1 - \mu') \sqrt{a^2(\mu') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu'^2}} d\mu', \quad (25)$$

$$L(\mu, \mu') = \frac{a(\mu') R(\mu, \mu')}{a^2(\mu') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu'^2} + \frac{\mu' e^{-\omega(\mu')}}{\sqrt{a^2(\mu') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu'^2}} \times \\ \times \int_0^1 R(\mu, \mu'') \frac{e^{\omega(\mu'')}}{\sqrt{a^2(\mu'') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu''^2}} \frac{d\mu''}{\mu' - \mu''}. \quad (26)$$

Ядро $L(\mu, \mu')$ ограничено, поэтому уравнение (24) представляет собой обычное уравнение Фредгольма второго рода и может быть решено при помощи аппарата Фредгольма. Пусть $f(\mu)$ — решение уравнения (24),

тогда для величины $I(0, \mu)$ окончательно получаем выражение

$$I(0, \mu) = C \left\{ \frac{a(\mu) f(\mu)}{a^2(\mu) + \frac{1}{4} \pi^2 \mu^2} + \frac{e^{\omega(\mu)}}{\sqrt{a^2(\mu) + \frac{1}{4} \pi^2 \mu^2}} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' f(\mu') e^{-\omega(\mu')}}{\sqrt{a^2(\mu') + \frac{1}{4} \pi^2 \mu'^2}} \frac{d\mu'}{\mu' - \mu} + \frac{1}{1 - \mu} \right] \right\}. \quad (27)$$

Произвольная постоянная C , входящая в выражение для $I(0, \mu)$, определяется из условия

$$2\pi \int_0^1 I(0, \mu) \mu d\mu - 4\pi \int_0^1 \mu d\mu \int_0^1 I(0, \mu') \rho(\mu, \mu') \mu' d\mu' = H. \quad (28)$$

Обратимся теперь к решению уравнения (11). Перепишем его в виде

$$B(t) = h(t) + \frac{1}{2} \int_0^\infty B(t') E|t - t'| dt', \quad (29)$$

где

$$h(t) = \int_0^1 e^{-\frac{t}{\mu}} d\mu \int_0^1 I(0, \mu') \rho(\mu, \mu') \mu' d\mu'. \quad (30)$$

Так как величина $I(0, \mu)$ уже известна, то $h(t)$ — известная функция t . Очевидно, что уравнения (11) и (29) эквивалентны, так что решение одного из них является в то же время решением другого.

Точное решение уравнения (29) было получено В. В. Соболевым [10]. Им было показано, что решение уравнения (29) сводится к нахождению функции $\Phi(t) = \Gamma(0, t)$, где $\Gamma(t, t')$ — резольвента уравнения (29). Для уравнения (29) функция $\Phi(t)$ равна

$$\Phi(t) = \sqrt{3} + 2 \int_1^\infty \frac{x e^{-tx}}{\pi^2 + \left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2} H\left(\frac{1}{x}\right) dx, \quad (31)$$

где $H(x)$ — функция Амбарцумяна.

Формула (31) была получена И. Н. Мининым [11]. После определения функции $\Phi(t)$ резольвента $\Gamma(t, t')$ определяется по формулам

$$\Gamma(t, t') = \Phi(t' - t) + \int_0^t \Phi(\alpha) \Phi(\alpha + t' - t) d\alpha \quad (t' > t) \quad (32)$$

и

$$\Gamma(t, t') = \Gamma(t', t) \quad (t' < t). \quad (33)$$

Таким образом, решение интегрального уравнения (11) имеет вид

$$B(t) = h(t) + \int_0^\infty \Gamma(t', t) h(t') dt'. \quad (34)$$

После определения функции $B(t)$ распределение температур в атмосфере звезды определяется обычным способом по формуле

$$B(t) = \frac{\sigma}{\pi} T^4(t). \quad (35)$$

Полученные формулы решают задачу, если известны коэффициенты яркости рассеивающего слоя. Для определения этих коэффициентов надо знать природу рассеивающих центров в слое, а также характер взаимодействия вещества и излучения при элементарном акте рассеяния, т. е. закон рассеяния. Для звезд класса М и более поздних рассеяние производится теми молекулами, вращательные линии и колебательно-вращательные полосы которых лежат в частотах вблизи максимума излучения (т. е. в инфракрасной части спектра). Автор предполагает в дальнейшем исследовать вопрос о свойствах рассеивающего слоя для звезд главной последовательности спектрального класса М. Пока же мы применим полученные результаты к случаю, рассмотренному Милном и С. В. Рублевым, предположившим, что в слое происходит лишь чистое рассеяние в непрерывном спектре. Очевидно, что в этом случае при каждом данном значении τ_0 мы будем получать для величины η лишь нижнее значение, истинное же значение η в зависимости от характера рассеяния в линиях и полосах может быть значительно больше.

При принятом предположении коэффициенты яркости равны [8]:

$$\left. \begin{aligned} \rho(\mu, \mu') &= \frac{1}{4} \frac{\varphi(\mu) \varphi(\mu') - \psi(\mu) \psi(\mu')}{\mu + \mu'} \\ \sigma(\mu, \mu') &= \frac{1}{4} \frac{\varphi(\mu) \psi(\mu') - \varphi(\mu') \psi(\mu)}{\mu' - \mu} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Функции $\varphi(\mu)$ и $\psi(\mu)$ определяются из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\mu) &= 1 + \frac{1}{2} \mu \int_0^1 \frac{\varphi(\mu) \varphi(\mu') - \psi(\mu) \psi(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu' \\ \psi(\mu) &= e^{-\frac{\tau_0}{\mu}} + \frac{1}{2} \mu \int_0^1 \frac{\varphi(\mu) \psi(\mu') - \varphi(\mu') \psi(\mu)}{\mu' - \mu} d\mu' \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Результаты вычислений величины η для данного случая приведены во 2-м столбце таблицы, в 3-м столбце помещены значения η , полученные Милном. Результаты С. В. Рублева приведены ниже.

Таблица

τ_0	η	η_M	τ_0	η	η_M	τ_0	η	η_M
0	0	0	0,3	0,195	0,184	0,6	0,322	0,310
0,1	$0,803 \cdot 10^{-1}$	$0,698 \cdot 10^{-1}$	0,4	0,242	0,231	0,7	0,355	0,344
0,2	0,140	0,130	0,5	0,284	0,273	0,8	0,386	0,375
τ_0	0,097	0,195	0,317	0,374	0,508	0,588	0,680	0,788
η_R	0,450	0,275	0,400	0,450	0,550	0,660	0,650	0,700

Разумеется, в данном случае нет необходимости пользоваться приведенными выше формулами, поскольку в случае чистого рассеяния оптические свойства рассеивающего слоя совершенно не отличаются от свойств остальной среды, и поле излучения определяется для всех τ одной и той же формулой [12].

$$B(\tau) = 1 + \tau \sqrt{3} + 2 \int_1^{\infty} \frac{1 - e^{-1x}}{\pi^2 + \left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (38)$$

Пользуясь этой формулой, для величины η легко находим

$$\eta = \frac{\frac{\sqrt{3}}{2} \int_0^{\tau_0} B(\tau') Ei_2(\tau_0 - \tau') d\tau'}{1 + \frac{\sqrt{3}}{2} \int_0^{\tau_0} B(\tau') Ei_2(\tau_0 - \tau') d\tau'}, \quad (39)$$

где $Ei_2(x)$ — интегральная показательная функция второго порядка.

При получении формулы (39) было использовано соотношение Хопфа—Бронштейна [8]

$$B(0) = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} H \quad (40)$$

(в формуле (38) принято, что $B(0) = 1$).

В заключение сделаем несколько замечаний. Если «покровный эффект» вызывается рассеянием излучения в линиях атомов, то модель рассеивающего слоя в сущности эквивалентна модели Шварцшильда — Шустера в теории образования линий поглощения. Как известно, эта модель является весьма грубой (образование линий поглощения и непрерывного спектра должно рассматриваться совместно). Поэтому в данном случае предложенная теория является лишь первым приближением к решению задачи. Если же «покровный эффект» вызывается молекулами, то модель рассеивающего слоя является достаточно точной, поскольку вследствие малости потенциалов диссоциации молекул последние располагаются лишь в самых внешних слоях звезды и быстро диссоциируют с удалением от поверхности звезды.

Из рассмотрения результатов, приведенных в таблице на стр. 284, можно сделать заключение, что предложенный С. В. Рублевым метод «средних косинусов» не обладает достаточной степенью точности.

30 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. E. A. Milne. Observatory, 1928, 51, 88.
2. S. Chandrasekhar. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1935, 96, 21.
3. A. Unsöld. Z. Astrophys., 1943, 22, 356.
4. G. Münch. Astrophys. J., 1946, 104, 87.
5. A. Przybylski. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1957, 117, 483.
6. С. В. Рублев. Астр. ж., 1960, 37, 677.
7. G. A. Shajn. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1934, 94, 642.
8. В. В. Соболев. Перенос лучистой энергии. ГИТТЛ, 1956.
9. T. Carleman. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik, 1922, 16, 26.
10. В. В. Соболев. Изв. АН Арм. ССР, 1958, 11, 5.
11. И. Н. Минин. Докл. АН СССР, 1958, 120, 1.
12. В. В. Соболев. Астр. ж., 1959, 31, 573.

ЭВОЛЮЦИОННАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИАГРАММЫ СПЕКТР — СВЕТИМОСТЬ ДЛЯ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД. II. ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОД — СВЕТИМОСТЬ И МАССЫ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

И. М. Копылов

Определены модули расстояния семи галактических скоплений, имеющих в своем составе долгопериодические цефеиды. При этом использовались полученные нами параметры «исходной главной последовательности» и опубликованные фотометрические и спектральные данные о скоплениях. Определены индивидуальные абсолютные величины 15 цефеид и построена зависимость период — светимость. Определены медианные $M_{\text{бол}}$, $T_{\text{эфф}}$ и $\lg R$ для этих цефеид и для всего класса цефеид в среднем. $M_{\text{бол}}$ заключены в пределах от $-0^m,75$ до $-6^m,0$, $T_{\text{эфф}}$ — от 6900 до 4900° , радиусы — от 9 до 200 радиусов Солнца.

Сопоставление эволюционных путей звезд В с положением цефеид на диаграмме (Sp , $M_{\text{бол}}$) позволяет оценить массы цефеид ($3-11 M_\odot$) и сделать вывод, что в ходе эволюции в цефеиды могут переходить звезды, располагающиеся на исходной главной последовательности в интервале спектральных классов В1,0—В6,5.

Сравнение вычисленной функции распределения цефеид по массам $N(\lg M)$ с функцией масс В-звезд $\Psi(\lg M)$ позволяет сделать некоторые общие выводы о вероятности появления пульсационной неустойчивости у бывших звезд В и оценить «оптимальную» массу цефеид в $3,5-5,5 M_\odot$.

Оценен нижний предел пребывания в стадии цефеиды звезд с массами $4-5 M_\odot$ ($t \sim 1 \div 4 \cdot 10^7$ лет).

AN EVOLUTIONARY INTERPRETATION OF THE H—R DIAGRAM FOR HOT STARS. II. The period—luminosity relation and masses of long-period Cepheids, by *I. M. Kopylov*.— The distance moduli of 7 galactic clusters with long-period Cepheid members have been determined. Parameters of the initial MS obtained by the author and published photometric and spectral data were used.

The individual absolute magnitudes of 15 Cepheids are derived and the period—luminosity relation found. The median M_{bol} , T_{eff} and $\lg R$ are determined for these 15 Cepheids and for the whole class of Cepheids in the mean. The M_{bol} are within the limits $-0^m,75$ to $-6^m,0$, T_{eff} 6900° to 4900° and R — 9 to 200 solar radii.

A comparison of the evolutionary tracks of B stars with the position of Cepheids in the (Sp , $M_{\text{бол}}$) diagram permits to estimate the masses of Cepheids ($3-11 M_\odot$) and to draw the conclusion that B1.0—B6.5 stars on the initial MS can evolve into Cepheids. A comparison of the mass distribution function of Cepheids $N(\lg M)$ with the mass function of B stars $\Psi(\lg M)$ allows some general conclusions on the probability of the setting in of pulsational instability of previous B stars and an estimate of the «optimal» mass of Cepheids ($3.5-5.5 M_\odot$). The lower limit of the life-time of stars with $4-5 M_\odot$ as Cepheids is estimated as $t \sim 1-4 \times 10^7$ years.

В результате установления, начиная с 1955 г. [1], принадлежности ряда долгопериодических цефеид к галактическим скоплениям появилась

возможность определения абсолютных величин индивидуальных цефеид довольно надежным и принципиально новым методом. Это позволяет критически проанализировать совокупность наших основных представлений о статистических, физических и эволюционных свойствах цефеид, а также многие другие, более общие выводы, сделанные уже на основе изучения этих свойств.

Обычно методика определения абсолютной величины цефеиды, принадлежащей которой к данному скоплению установлена с достаточной степенью вероятности, сводится к следующему.

В результате анализа фотометрических (и иногда спектроскопических) наблюдений звезд скопления находятся избытки цвета звезд. В видимые величины звезд вводится поправка за межзвездное поглощение. Совмещением диаграммы V_0 , $(B - V)_0$ для скопления с «исходной главной последовательностью» M_V , $(B - V)_0$ находится истинный модуль расстояния скопления $V_0 - M_V$. Из найденных для цефеиды медианных значений $\langle U \rangle$, $\langle B \rangle$, $\langle V \rangle$, $\langle U - B \rangle$, $\langle B - V \rangle$ путем сопоставления с соседними звездами скопления находятся избытки цвета и межзвездное поглощение для цефеиды, а затем соответствующие значения $\langle B \rangle_0$, $\langle V \rangle_0$, $\langle B - V \rangle_0$, $\langle U - B \rangle_0$ и, наконец, M_V и M_B .

С помощью такой или почти такой процедуры за последние годы разными авторами определялись абсолютные величины и истинные показатели цвета примерно 10 цефеид, входящих в галактические скопления.

1. Мы сочли целесообразным провести определения абсолютных величин долгопериодических цефеид, входящих в галактические скопления или в двойные системы, с использованием новых, недавно установленных параметров «исходной главной последовательности» (в дальнейшем тексте сокращенно ИГП) [2].

По опубликованным данным о многих скоплениях, содержащих долгопериодические цефеиды, были определены истинные модули расстояния до этих скоплений путем смещения диаграмм V_0 , $(B - V)_0$ к ИГП. В случае наличия для самых ярких звезд скопления спектральных классов в системе МК модуль расстояния находился и по этим звездам с учетом калибровки классов светимости, выполненной в результате количественной спектральной классификации ранних звезд [3].

Для α UMi и δ Ser абсолютные величины были найдены по абсолютным величинам их визуальных спутников. Для нескольких цефеид были взяты M_V , найденные известным методом Весселинка.

В общей сложности имелась возможность определить индивидуальные абсолютные величины 15 цефеид. Основные сведения об этих цефеидах приведены в табл. 1, столбцы которой в необходимых случаях поясняются ниже, где даются также краткие пояснения по каждой звезде.

В 4-м и 5-м столбцах приводятся истинные медианные показатели цвета цефеид, входящих в галактические скопления. В столбцах 6—8 даются последовательно «медианный» спектральный класс в системе МК; медианный спектральный класс в системе МК, найденный по зависимости период — спектр; среднее значение спектрального класса из двух предыдущих столбцов. В столбцах 9—12 приводятся абсолютные визуальные величины, найденные различными авторами и методами: W — метод Весселинка, П — спектроскопические определения Ю. П. Псковского; К — наши определения M_V по принадлежности цефеиды к скоплению или кратной системе, О — определения Дж. Ока. В столбце 13 приводятся абсолютные величины в системе B . Последний столбец — ссылки на источник.

EV Sct. Входит в скопление NGC 6664. Х. Арп [4] нашел смещением диаграммы V_0 , $(B - V)_0$ для скопления к ИГП, что $m_0 - M = 10^m 8 \pm 0^m 2$.

Таблица 1

Звезда	P	$\lg P$	$\langle B-V \rangle_0$	$\langle U-B \rangle_0$	Спектральный класс		
					$\langle MK \rangle$	$\langle P \rangle$	$\bar{Sp}$
EV Sct	^d 3,090	0,490	^m +0,50	^m +0,42	G0 II	F5,7	F8,3
α UMi	3,970	0,599			F8 Ib	F8,0	F8,0
CEb Cas	4,479	0,651				F8,2	F8,2
CF Cas	4,875	0,688	+0,64	+0,44	G0 Ib	F8,3	F8,7
CEa Cas	5,141	0,711				F8,4	F8,4
δ Cep	5,366	0,730			F9 Ib	F8,5	F8,5
CV Mon	5,381	0,731	+0,57	+0,37		F8,5	F8,5
η Aql	7,177	0,856			G0 Ib	F8,8	F8,9
U Sgr	7,745	0,872	+0,61	+0,47	F8,5 Ib	F8,9	F8,7
DL Cas	8,000	0,903	+0,67	+0,44	G1 Ib	G0,0	G0,3
S Nor	9,755	0,989	+0,79	+0,52		G0,3	G0,3
Y Oph	17,123	1,234			G1 Ib	G2,2	G0,9
T Mon	27,021	1,432			G2,3 Iab	G5,0	G2,7
RS Pup	41,38	1,617	+0,87	+1,4		G8,0	G8,0
SV Vul	45,103	1,654			G5 Iab	G8,2	G5,6

Звезда	Абсолютная визуальная величина M_V				M_B	Источник
	W	II	K	O		
EV Sct			^m -2,53		^m -1,98	[4]
α UMi			-2,70			[5]
CEb Cas			(-2,44)			[6,7]
CF Cas			-3,01		-2,35	[6]
CEa Cas			(-2,47)			[6,7]
δ Cep	^m -3,73	^m -2,70	-2,75	^m -3,2	-2,01	[5,8,9]
CV Mon			-2,72		-2,15	[10]
η Aql	-4,11	-3,57		-4,05	-2,89	[8,11]
U Sgr			-3,24		-2,61	[12,13]
DL Cas			-3,67		-3,00	[14]
S Nor			-3,24		-2,45	[15]
Y Oph	-4,43					[16]
T Mon	-5,06					[17]
RS Pup			-5,52		-4,65	[18]
SV Vul	-5,35					[17]

Для цефеиды $\bar{M}_V = -2^m,45$, $\bar{M}_B = -1^m,90$. Мы нашли смещением диаграммы V_0 , $(B-V)_0$ к ИГП, что $m_0 - M = 10^m,73 \pm 0^m,05$ (ср. ош.). По пяти звездам скопления, имеющим Sp (MK) и U, B, V -наблюдения, найдено $m_0 - M = 10^m,68 \pm 0^m,22$ (ср. ош.). Принято $m_0 - M = 10^m,70$. При $A_{vis} = 1^m,95$ (по соседним с EV Sct звездам скопления) имеем $\langle M_V \rangle = -2^m,53$, $\langle M_B \rangle = -1^m,98$.

α UMi [5]. Полярная входит как компонента А в кратную систему ADS 1477. Компонента В находится на расстоянии 18,3 и имеет $V = 8^m,45$. Имеется очень близкий спутник С ($d \sim 0,24$), который слабее компонен-

ты А на $2^m 0$. Авторы [5] дают по различным определениям спектральный класс компоненты В как dF1, F2 V, F3 V и, принимая $M_V(B) = +3^m 0$ (как для звезды F2 V), находят $M_V(A) = -3^m 5$. Однако, поскольку компонента В слабее цефеиды на $6^m 45$, то правильнее считать компоненту В практически не эволюционировавшей от ИГП и принять для нее $M_V = +3^m 75$, как для звезды F2, лежащей на ИГП [2]. Тогда $M_V(A) = -2^m 70$.

Цефеида, возможно, относится к населению II.

CEa Cas, CEb Cas, CF Cas. Входят в двойное скопление NGC 7788 — NGC 7790. А. Сандейдж [6] нашел смещением диаграммы скопления $V_0, (B - V)_0$ к ИГП, что $m_0 - M = 12^m 80 \pm 0^m 15$, а по шести звездам скопления, имеющим Sp (МК), $m_0 - M = 13^m 24$. Принял $m_0 - M = 12^m 80$, откуда для CF Cas $\bar{M}_V = -3^m 22$, $\bar{M}_B = -2^m 50$.

Мы нашли смещением диаграмм, что $m_0 - M = 12^m 48 \pm 0^m 03$ (ср. ош.). По шести звездам скопления, имеющим Sp (МК), мы нашли $m_0 - M = 12^m 24 \pm 0^m 15$ (ср. ош.). Было принято, что $\bar{m}_0 - \bar{M} = 12^m 36$. Для CF Cas было найдено $\langle M_V \rangle = -3^m 01$ и $\langle M_B \rangle = -2^m 35$. Для уникальной двойной системы, обе компоненты которой являются цефеидами (CEa Cas и CEb Cas), результаты наблюдений менее определены, однако исходя из данных [7] можно оценить для CEa Cas $\langle M_V \rangle = -2^m 47$; и для CEb Cas $\langle M_V \rangle = -2^m 44$. Межзвездное поглощение для этих звезд принято то же, что и для всего скопления в среднем.

δ Сер. Входит в визуально-двойную систему ADS 15987. Спутник BD + 57°2547 находится от цефеиды на расстоянии $40''$. Спектр спутника B7 IV $m_V = 6^m 5$, $\Delta m = 2^m 10$. Придавая спутнику $M_V = -0^m 65$ [3], имеем для цефеиды $\langle M_V \rangle = -2^m 75$.

Ю. П. Псковский определил $\langle M_V \rangle$ для δ Сер и η Aql спектроскопическим путем, взяв в качестве стандартов около 10 звезд F и G с известными M_V [8]. Он нашел $\langle M_V \rangle = -3^m 43$ и $-4^m 35$ для δ Сер и η Aql соответственно. Однако анализ результатов работы [8] показывает, что в найденные Псковским M_V (Sp) для гигантов и сверхгигантов необходимо ввести поправку $\Delta M_V \approx +0^m 75$ (см. табл. 5 в [8]). Это дает $\langle M_V \rangle = -2^m 70$ и $-3^m 57$ для δ Сер и η Aql соответственно.

В 1953 г. Дж. Стеббинс [9] определил методом Весселинка радиусы и светимости δ Сер и η Aql: $53 R_\odot$ и $68 R_\odot$, $-3^m 73$ и $-4^m 11$ соответственно.

CV Mon. Входит в не внесенное в каталоги галактическое скопление. Смещением диаграмм Х. Арп нашел [10], что для скопления $m_0 - M = 10^m 95$, $A_{vis} = 2^m 28$. По ближайшим к цефеиде звездам скопления $A_{vis} = 2^m 34$. Это дало для CV Mon $\langle M_V \rangle = -2^m 98$, $\langle M_B \rangle = -2^m 41$.

Смещением диаграммы $V_0, (B - V)_0$ для скопления к ИГП мы получили $m_0 - M = 10^m 68 \pm 0^m 02$ (ср. ош.), тогда для цефеиды $\langle M_V \rangle = -2^m 72$, $\langle M_B \rangle = -2^m 15$.

η Aql. Дж. Ок [11] из абсолютного распределения энергии в спектре η Aql и из сравнения его с теоретической моделью сверхгиганта при $\lg g = 1,3$ нашел: $R = 63,6 \pm 2,6 R_\odot$, $\langle M_V \rangle = -4^m 05$, а также установил ход изменения Sp и $T_{эфф}$ с фазой изменения блеска. То же проделано им для δ Сер, найдено $\langle M_V \rangle = -3^m 2$.

См. также замечания к δ Сер.

U Sgr. Цефеида входит в скопление M25 $\equiv$ IC 4725. Для определения $\langle M_V \rangle$ нами были использованы материалы наблюдений из [12, 13]. В [12]

было найдено смещением диаграмм $m_0 - M = 8^m.78 \pm 0^m.15$, в [13] — $m_0 - M = 9^m.08 \pm 0^m.2$. По звездам скопления, классифицированным в системе МК, найдено $m_0 - M = 8^m.88$ [12].

По смещению диаграммы $V_0, (B - V)_0$ к ИГП нами найдено, что $m_0 - M = 8^m.55 \pm 0^m.04$ (ср. ош.); по 17 звездам, классифицированным в системе МК, найдено $m_0 - M = 8^m.52 \pm 0^m.1$.

Принято $m_0 - M = 8^m.55$, тогда для цефеиды $\langle M_V \rangle = -3^m.24$, $\langle M_B \rangle = -2^m.61$.

DL Cas. Входит в скопление NGC 129 [14]. Модуль расстояния до скопления был найден нами по смещению диаграммы $V_0, (B - V)_0$ к ИГП, $m_0 - M = 10^m.94 \pm 0^m.05$ (ср. ош.) и по четырем звездам скопления, имеющим спектральные классы в системе МК, $m_0 - M = 10^m.91 \pm 0^m.15$ (ср. ош.). Взято среднее $m_0 - M = 10^m.93$. Это дает для цефеиды $\langle M_V \rangle = -3^m.67$, $\langle M_B \rangle = -3^m.00$. Для цефеиды по соседним звездам найдено $A_{vis} = 1^m.71$, в то время как для скопления в среднем $A_{vis} = 1^m.62$.

Авторы [14] дают $m_0 - M = 11^m.00$, а для цефеиды $\langle M_V \rangle = -3^m.62$, $\langle M_B \rangle = -2^m.91$.

S Nor. Входит в скопление NGC 6087. Смещением диаграмм найдено, что $m_0 - M = 9^m.00 \pm 0^m.03$ (ср. ош.). Находим для цефеиды $\langle M_V \rangle = -3^m.24$, $\langle M_B \rangle = -2^m.45$. Дж. Ферни находил [15], что для скопления $m_0 - M = 9^m.36 \pm 0^m.1$ и для цефеиды $\langle M_V \rangle = -3^m.62$, $\langle M_B \rangle = -2^m.87$.

Y Oph. Г. Абт [16] методом Весселинка нашел для этой цефеиды $R = 72 R_\odot$, $\langle M_V \rangle = -4^m.43$. Цефеида, возможно, относится к населению II.

T Mon и SV Vul. Р. Сэнфорд [17] методом Весселинка нашел для этих цефеид $R = 119$ и $142 R_\odot$, а $\langle M_V \rangle = -5^m.06$ и $-5^m.35$ соответственно.

RS Pup. Цефеида входит в ОБ-ассоциацию Pup III, детально изученную Б. Вестерлундом [18]. Он нашел $m_0 - M = 11^m.2$, и для цефеиды $\langle M_V \rangle = -6^m.1$. Нами получено $m_0 - M = 10^m.64 \pm 0^m.10$ (ср. ош.), откуда для цефеиды имеем $\langle M_V \rangle = -5^m.52$, $\langle M_B \rangle = -4^m.65$.

2. На фиг. 1 мы приводим в координатах $M_V, (B - V)_0$ положение ИГП, взятой из [2], и положения средних диаграмм $M_V, (B - V)_0$ для семи скоплений, содержащих цефеиды. Нижние участки главных последовательностей каждого из этих скоплений совмещены с ИГП, определяя, таким образом, $m_0 - M$ для скоплений и абсолютные величины соответствующих цефеид.

На фиг. 2 нанесена зависимость период — светимость для цефеид из табл. 1 в координатах $M_B, \lg P$. Здесь не нанесены цефеиды, для которых M_B или M_V определялись методом Весселинка, т. е. методом, не свободным от некоторых элементов гипотетичности, связанных с его применением.

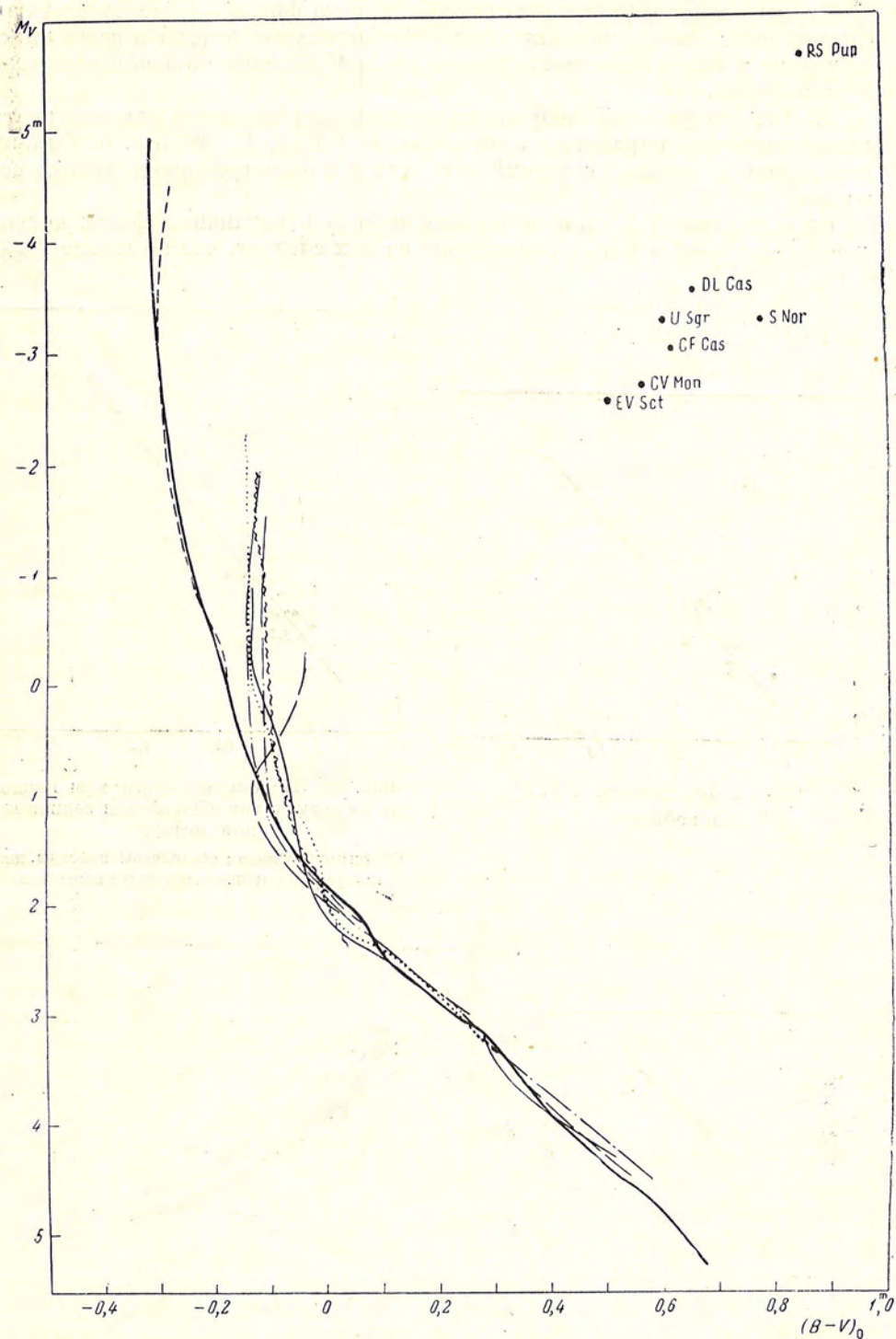
Зависимость период — светимость, представленная на фиг. 2, может быть выражена соотношением

$$M_B = -0^m.40 - 2^m.67 \lg P, \quad (1)$$

а зависимость $M_V, \lg P$, представленная на фиг. 3, — соотношением

$$M_V = -0^m.77 - 2^m.93 \lg P. \quad (2)$$

На фиг. 4 представлена диаграмма спектр — абсолютная величина для всех цефеид из табл. 1.

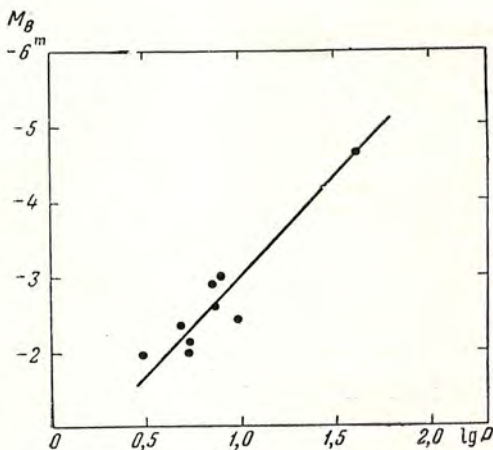


Фиг. 1. Диаграмма $M_V, (B - V)_0$ для галактических скоплений, содержащих цефеиды
Сплошной жирной линией нанесена ИГП

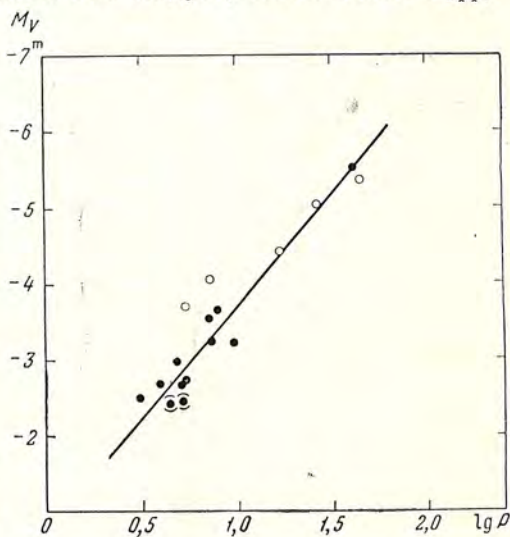
Результаты, представленные в табл. 1 и на фиг. 1—4, позволили нам сделать ряд оценок основных параметров отдельных цефеид и всего класса цефеид в целом и высказать некоторые соображения об эволюции звезд В в цефеиды.

3. Для разработки теорий пульсаций цефеид очень важно знать такие основные параметры этих звезд, как $T_{\text{эфф}}$, R , M и т. п. Однако достаточно надежных сведений для них в настоящее время практически нет.

Определению $T_{\text{эфф}}$ для отдельных цефеид в различных фазах посвящено всего 3—4 работы, однако уже из них следует, что по шкале $T_{\text{эфф}}$,

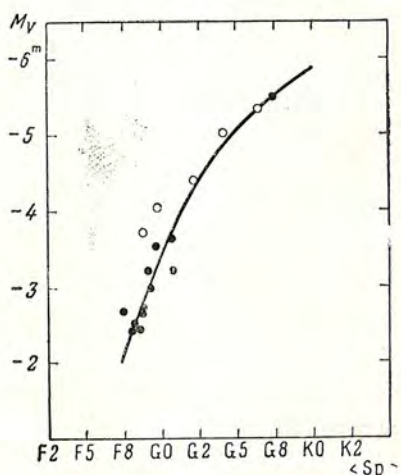


Фиг. 2. Зависимость $\lg P$, M_B для цефеид

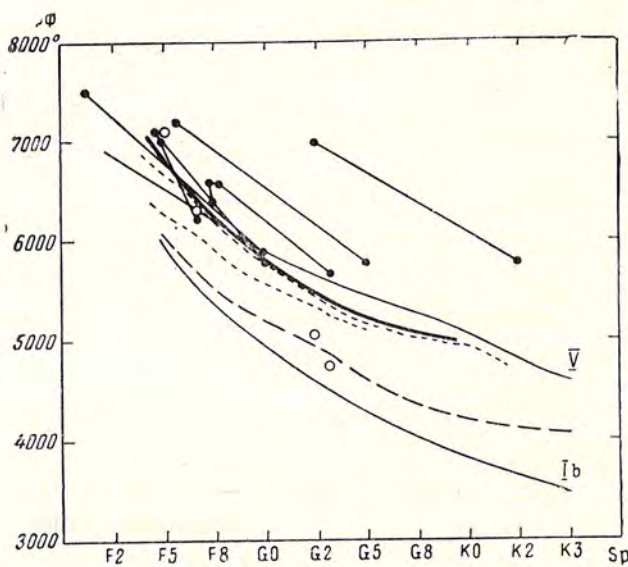


Фиг. 3. Зависимость «логарифм периода — визуальная абсолютная величина» для цефеид

Светлыми кружками обозначены цефеиды, для которых M_V найдено методом Весселинка



Фиг. 4. Диаграмма спектр — абсолютная величина для цефеид
Обозначения те же, что на фиг. 3



Фиг. 5. К установлению шкалы $T_{\text{эфф}}$ для цефеид

предложенной в [19] для сверхгигантов Ib — Iab, к которым относятся и цефеиды, температуры получаются слишком заниженными.

На фиг. 5 тонкой сплошной линией (Ib) проведена зависимость ($T_{эфф}$, Sp) для звезд класса светимости Ib по [19], тонкой сплошной линией (V) — зависимость ($T_{эфф}$, Sp) для звезд класса светимости V по [20]. Штриховой линией обозначена зависимость ($T_{эфф}$, Sp), полученная П. П. Паренаго для цефеид [24]. Пунктирными линиями обозначены зависимости ($T_{эфф}$, Sp) для δ Сер (нижняя кривая) и η Aql (верхняя кривая) [41]. Светлые кружки — результаты определения $T_{эфф}$ и Sp в максимуме и минимуме блеска для δ Сер и η Aql [22]. Черные кружки — результаты определения $T_{эфф}$ для семи цефеид в максимуме и минимуме блеска по фотоэлектрическим наблюдениям цефеид в видимой и инфракрасной областях спектра [23]. Из фиг. 5 следует, как это отмечалось в [22] и подтверждено в [23], что истинная шкала $T_{эфф}$ для сверхгигантов в интервале F0 — K2 выше принятой в [19] по крайней мере на 800—1200°, хотя отдельные определения и показывают значительный разброс.

В качестве шкалы $T_{эфф}$ для цефеид (сверхгигантов Ib) мы приняли среднюю зависимость ($T_{эфф}$, Sp) по спектрофотометрическим работам [41, 22, 23] (жирная сплошная кривая), которая в интервале спектральных классов F5 — K0 практически полностью совпадает с зависимостью ($T_{эфф}$, Sp) для η Aql в различных фазах [41].

По $\langle T_{эфф} \rangle$ мы нашли болометрические поправки $\Delta m_{бол}$ [20] и для каждой цефеиды смогли определить $\langle M_{бол} \rangle$. Возможные ошибки в шкале $T_{эфф}$ сказываются на $\Delta m_{бол}$ незначительно, так как в рассматриваемом интервале $T_{эфф}$ (5000—7000° K) $\Delta m_{бол}$ меняется незначительно (от — 0^m.22 до 0^m.0). Далее для каждой из рассматриваемых цефеид был вычислен $\langle \lg R \rangle$, который, естественно, определяется с относительной ошибкой по крайней мере вдвое больше, чем ошибка в $\lg T_{эфф}$. Ошибка в $\langle \lg R \rangle$ может составлять 0,10, т. е. порядка 20—25%.

4. Мы попытались также оценить массы отдельных цефеид из табл. 1, а также крайние пределы масс и среднюю массу для всего класса долгопериодических цефеид в целом. Эти вычисления были проделаны следующим путем. Все рассматриваемые цефеиды были нанесены на диаграмму ($M_{бол}$, Sp). Кроме того, по $\lg P$ были оценены крайние значения $M_{бол}$ и Sp для минимального (0, 0) и максимального (1,7) значения $\lg P$ для типа долгопериодических цефеид. Эти значения $\lg P_{мин}$, $\lg P_{макс}$, а также $\overline{\lg P}$ (с учетом эффекта видимости) были определены по материалам ОКПЗ (1958) и первого дополнения к нему (1960) [24].

Далее эволюционные треки звезд O и B с массами от 30 до 3,5 $M_{\odot}$ (см. табл. 7 в [20]), вычисленные авторами (см. литературные ссылки в табл. 7 в [20]) в координатах ($M_{бол}$, $T_{эфф}$), были пересчитаны в соответствии со шкалой $T_{эфф}$ [20] в координаты ($M_{бол}$, Sp).

Результаты всех этих вычислений нанесены на фиг. 6. Здесь слева сплошной кривой изображена ИГП по [2], вдоль которой цифрами отмечены массы тех звезд O и B, эволюционные треки которых изображены вблизи главной последовательности в виде тонких линий с точками.

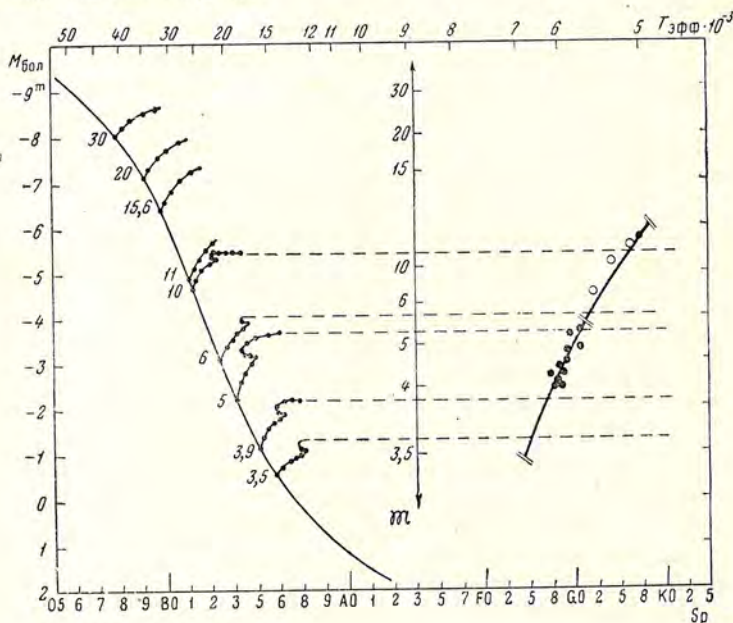
По современным представлениям, после выгорания водорода в центральных частях звезды, чему соответствует уход звезды с ИГП с изменением $M_{бол}$ в среднем примерно на 1^m.0, звезды с массами 2—20 $M_{\odot}$ быстро уходят в область красных и желтых гигантов и сверхгигантов, практически не меняя своей светимости (или слегка ее уменьшая). Этот последний этап эволюции отмечен на диаграмме горизонтальными штриховыми линиями.

По оси абсцисс сверху нанесены $T_{эфф}$. Черными и светлыми кружками нанесены индивидуальные цефеиды. На средней линии зависимости ($M_{бол}$,

Sp) для цефеид двумя параллельными черточками отмечены значения ($M_{\text{бол}}$, Sp), соответствующие $\lg P_{\text{мин}}$, $\lg P = 1$ и $\lg P_{\text{макс}}$.

Анализ фиг. 6 позволяет определить значение массы для каждой цефеиды, определить диапазон масс для всего класса цефеид в целом, а также найти «типичную» массу цефеиды.

Все эти сведения собраны в левой половине табл. 2, где в верхней ее части приводятся параметры 15 рассмотренных цефеид, а в нижней ее части дается сводка тех же параметров, характеризующих весь класс долгопериодических цефеид.



Фиг. 6. Диаграмма (Sp , $M_{\text{бол}}$) для горячих звезд и долгопериодических цефеид

В строке $\lg P = 1,00$ даются основные параметры некоей абстрактной цефеиды, располагающейся на границе, разделяющей весь класс долгопериодических цефеид на два подкласса ($P < 10^d$ и $P > 10^d$, обладающих некоторыми различиями, в частности в форме кривой блеска. В последней строке таблицы даются параметры «типичной» (по $\lg P$) цефеиды. Здесь R и M выражены в солнечных единицах.

5. Далее мы сделали попытку оценить возраст цефеид, входящих в скопления, возраст скоплений и оценить нижний предел времени пребывания звезды в цефеидной стадии.

Последний можно оценить как разницу между возрастом всего скопления в целом и тем временем, которое звезде — потенциальной цефеиде — потребуется для того, чтобы прийти в область, занимаемую на диаграмме спектр — светимость цефеидами. А это время в свою очередь практически совпадает со временем, которое требуется для прихода этой звезды от ИГП к верхней границе главной последовательности.

По эволюционным трекам звезд В на диаграмме Рессела (см. ссылки в [20]) для каждой цефеиды по ее массе было оценено время прихода ее на верхнюю границу главной последовательности t_0 (время жизни звезды в доцефеидной стадии). Для звезд с массами 3—12 $M_{\odot}$ (пределы, в которых заключены массы цефеид) t_0 составляет $20 \cdot 10^7 \div 1,45 \cdot 10^7$ лет.

Далее мы оценили возраст тех скоплений, которые содержат в своем составе долгопериодические цефеиды. Для этого эволюционные треки

звезд В с массами от 2 до $20M_{\odot}$ были пересчитаны в координаты M_V , $(B - V)_0$ и нанесены на диаграмму типа фиг. 1 с указанием времени, требующегося звезде для прохождения пути от ИГП до нескольких точек, расположенных вдоль трека. Совмещение нижней части диаграммы M_V , $(B - V)_0$ для каждого скопления с ИГП давало нам абсолютный возраст скопления в целом, находимый по местам пересечения уклоняющейся от ИГП главной последовательности скопления с эволюционными треками звезд В различных масс.

В шести случаях из семи оказалось, что найденный таким путем возраст скопления в целом (t_{cl}) определенно больше времени жизни цефеиды данного скопления в пределах главной последовательности (t_0). Разница $t_{cl} - t_0$ дает нам, очевидно, примерную продолжительность пребывания цефеиды скопления в «цефеидной» стадии T_C , что, как легко понять, оказывается в то же время и нижним пределом полного времени пребывания звезды данной массы в «цефеидной» стадии.

Для шести изученных цефеид скоплений ($3^d < P < 9^d.7$ и $4 < M/M_{\odot} < 5$) это время равно $1-4 \cdot 10^7$ лет.

У долгопериодической цефеиды RS Pup ($P = 41^d$), входящей в ОВ-ассоциацию, возраст оказался втрое больше, чем у ассоциации. Это обусловлено, по нашему мнению, значительными ошибками в оценках возраста самых молодых группировок звезд.

Результаты определения t_{cl} , t_0 и T_C приведены в трех последних столбцах табл. 2.

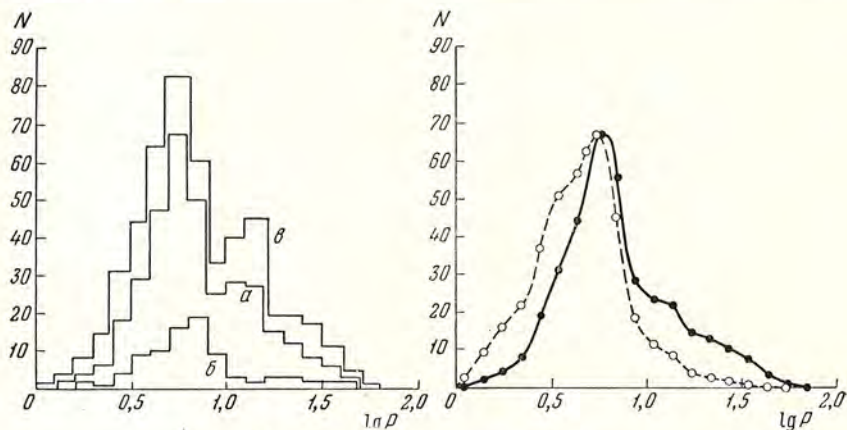
Таблица 2

Звезда	$\lg P$	$\langle M_v \rangle$	$\langle Sp \rangle$	$T_{эфф}$	$\Delta M_{бол}$	$\langle M_{бол} \rangle$	$\langle \lg R \rangle$	$M/M_{\odot}$	10^7 лет		
									t_{cl}	t_0	T_C
EV Sct	0,490	$\overset{m}{-2,53}$	F8,3	6050°	$\overset{m}{0,01}$	$\overset{m}{-2,53}$	1,42	4,1	11,0	10,2	1
α UMi	0,599	-2,70	F8,0	6200	0,01	-2,70	1,43	4,2		9,8	
CEb Cas	0,651	(-2,44)	F8,2	6100	0,0	(-2,44)	1,39	4,0		11,0	
CF Cas	0,688	-3,01	F8,7	5850	0,0	-3,01	1,54	4,5	11,4	8,7	3
CEa Cas	0,711	(-2,47)	F8,4	6000	0,0	(-2,47)	1,41	4,0		11,0	
δ Cep	0,730	-2,73	F8,5	5950	0,0	-2,73	1,47	4,2		9,8	
CV Mon	0,731	-2,72	F8,5	5950	0,0	-2,72	1,47	4,2	14,0	9,8	4
η Aql	0,856	-3,57	F8,9	5800	-0,01	-3,58	1,66	5,0		7,1	
U Sgr	0,872	-3,24	F8,7	5850	0,0	-3,24	1,58	4,8	10,9	7,8	3
DL Cas	0,903	-3,67	G0,3	5650	-0,02	-3,69	1,67	5,1	10,6	6,9	4
S Nor	0,989	-3,24	G0,3	5650	-0,02	-3,26	1,58	4,8	9,9	7,8	2
Y Oph	1,234	(-4,43)	G0,9	5450	-0,06	(-4,49)	1,89	7,0		3,8	
T Mon	1,432	(-5,06)	G2,7	5250	-0,12	(-5,18)	2,07	9,0		2,4	
RS Pup	1,617	-5,52	G8,0	5000	-0,22	-5,74	2,22	10,7	0,6	1,7	-1?
SV Vul	1,654	(-5,35)	G5,6	5050	-0,20	(-5,55)	2,17	10,2		1,9	
$\lg P_{мин}$	0,0	-0,75	F2,8	6900	0,0	-0,75	0,94	3,0		20,0	
$\lg P$	1,00	-3,70	G0,5	5600	-0,02	-3,72	1,72	5,2		6,6	
$\lg P_{макс}$	1,70	-5,75	G8,5	4950	-0,25	-6,00	2,28	12,0		1,5	
$\lg \bar{P}$	0,68	-2,80	F8,6	5900	0,0	-2,80	1,49	4,3		9,4	

6. Наконец, проведем общее рассмотрение характера эволюции звезд В в долгопериодические цефеиды населения I, рассмотрение по необходимости предварительное и требующее дальнейшего уточнения. Для этого

начнем с краткого анализа распределения цефеид населения I по $\lg P$ с учетом результатов, приведенных в табл. 2.

По материалам каталога ОКПЗ (1958 г.) и первого дополнения к нему (1960 г.) было найдено распределение цефеид по $\lg P$. Были взяты звезды типа Сδ и С ярче $m_{pg} = 14^m.0$ в минимуме (347 звезд, выборка а). Среди этих звезд примесь цефеид типа W (сферическая составляющая) должна быть незначительной.



Фиг. 7. Распределение цефеид

С л е в а: наблюдаемое распределение цефеид по $\lg P$ для трех выборок звезд: а — ярче $14^m.0$ в минимуме; б — ярче $10^m.0$ в минимуме; в — все долгопериодические цефеиды. С п р а в а: сплошная кривая — среднее наблюдаемое распределение цефеид по $\lg P$, штриховая — распределение, «исправленное» за эффект видимости

Для контроля были взяты распределения по $\lg P$ для цефеид ярче $m_{pg} = 10^m.0$ в минимуме (87 звезд, выборка б) и для всех долгопериодических цефеид (498 звезд, выборка в). Дело в том, что цефеиды разных периодов показывают различную степень концентрации к середине спиральных ветвей, т. е. различную структурность в пространственном распределении, и в зависимости от выбора предельной видимой величины (предельного радиуса зоны в галактике) мы можем, вообще говоря, получить несколько различное распределение цефеид по $\lg P$.

В действительности же, как показывают гистограммы на левой половине фиг. 7, распределение цефеид по $\lg P$ довольно слабо зависит от того, какой предельной видимой величиной мы ограничимся. Если мы, например, нормируем гистограммы б и в к гистограмме а, то это обстоятельство станет совершенно очевидным: для $0 < \lg P < 0,80$ и $1,2 < \lg P < 1,75$ нормированные гистограммы полностью совпадают, и лишь для $0,80 < \lg P < 1,2$ имеются некоторые различия, несущественные, вообще говоря, для хода дальнейших рассуждений.

За исходное видимое распределение цефеид по $\lg P$ мы взяли среднее по трем нормированным гистограммам.

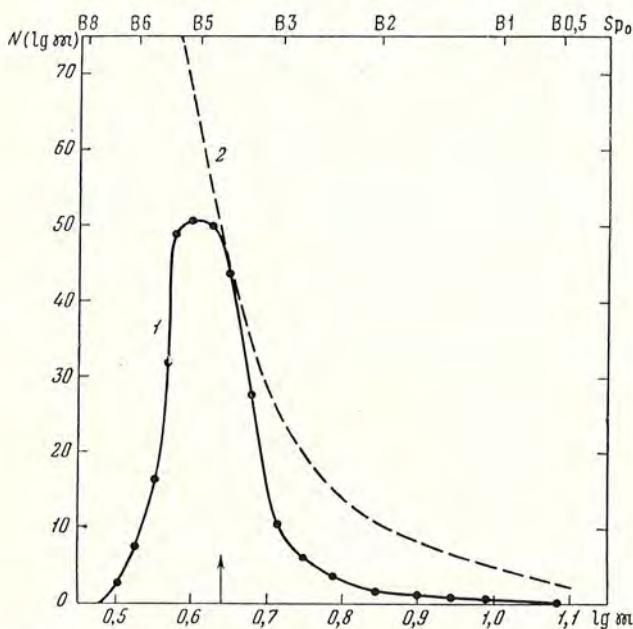
Это распределение было исправлено за условия видимости, приводящие к тому, что цефеиды больших периодов, как абсолютно более яркие, мы видим на больших расстояниях, чем цефеиды более коротких периодов. Мы привели все численности цефеид с различными $\lg P$ к некоему стандартному расстоянию (объему), за которое мы взяли «среднее расстояние» цефеид, видимым образом наиболее многочисленных, т. е. с $\lg P = 0,78$. При этом мы считали, что цефеиды располагаются вблизи галактической плоскости в тонком слое постоянной толщины (плоская составляющая). Межзвездное поглощение света при этих подсчетах не учитывалось. Отметим, что учет межзвездного поглощения лишь частично возвратил бы

«исправленное» распределение к «видимому», что несущественно для нас, если учесть общий характер проводимого анализа.

«Видимое» распределение цефеид по $\lg P$ и распределение, «исправленное» за эффект видимости, приведены на фиг. 7 справа. Для «исправленного» распределения $\lg P = 0,68$.

Используя зависимость ($\lg P, M_B$) [соотношение (1)], мы преобразовали распределение цефеид по $\lg P$ в распределение по M_B , а затем и в распределение по $M_{\text{бол}}$. Вслед за этим мы использовали зависимость между массой звезды и ее $M_{\text{бол}}$ после ухода от верхней границы главной последовательности вправо, построенную по 13 моделям звезд с массами от 2 до 30 $M_{\odot}$. Эта зависимость должна выполняться и для цефеид, в случае если звезда В, проходя быстро от верхней границы главной последовательности в область желтых и красных звезд, не изменяет или почти не изменяет своей светимости.

Это дало нам возможность построить в итоге распределение долгопериодических цефеид по $\lg M$. Это распределение представлено на фиг. 8, откуда следует, что массы долгопериодических цефеид заключены в пределах от 3 до 6—7 $M_{\odot}$ с «типичной» массой, равной 4,2 $M_{\odot}$. Однако распределение цефеид по массам в области больших масс имеет далеко простирающееся крыло, вплоть до значений масс порядка 10—11 $M_{\odot}$. Впрочем, число таких цефеид с массами $M > 7 M_{\odot}$ составляет всего 2—3%.



Фиг. 8. Функция масс для долгопериодических цефеид (1) и для звезд В главной последовательности (2)

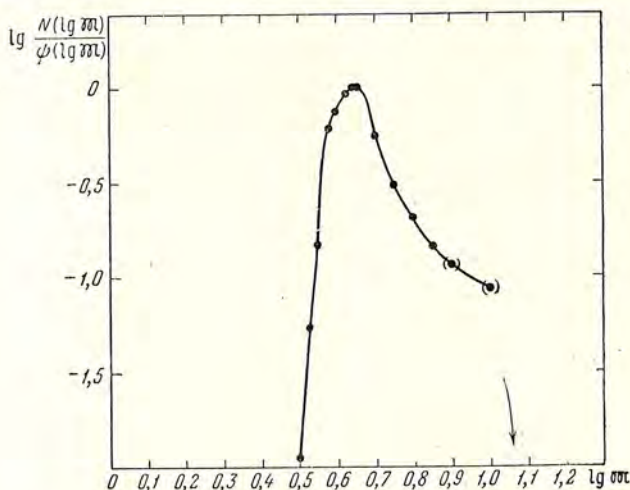
Сопоставление представленного на фиг. 8 распределения цефеид по $\lg M$ с зависимостью спектрального класса звезды, располагающейся на ИГП [2], от массы (см. также и фиг. 6) показывает, что в цефеиды с наименьшими периодами ($P \geq 1^d$) и массами ($M \geq 3 M_{\odot}$) должны эволюционировать звезды спектрального класса B6,5. Максимуму в распределении цефеид по $\lg M$ ($M \simeq 4,2$) соответствуют на ИГП звезды спектрального класса $\sim B 3,7$. Предельно ранний спектральный класс звезд В на ИГП, которые еще могут эволюционировать в цефеиды самых длинных периодов (для до сих пор обнаруженных и изученных цефеид $\lg P_{\text{макс}} \leq 1,70$) и

наибольших масс (для цефеид $M_{\text{макс}} \leq 11 M_{\odot}$), оказывается равным B1,0.

Таким образом, цефеиды могут возникать из звезд В с массами 3—11 $M_{\odot}$, лежащих на ИГП в интервале B6,5 ÷ B1.

Чтобы оценить по необходимости качественным образом, как изменяется относительная вероятность превращения звезды В главной последовательности в долгопериодическую цефеиду в зависимости от ее массы, необходимо сравнить распределение цефеид по массам с аналогичным распределением для звезд спектрального класса В.

С этой целью мы использовали известную функцию светимости $\lg \phi (M_V)$ для абсолютно ярких звезд главной последовательности (см. к примеру табл. 39 в [25]) в интервале $+1^m > M_V > -3^m$, что соответствует звездам A0 — B0. Перейдя к $M_{\text{бол}}$, а затем по зависимости



Фиг. 9. Относительная функция масс для цефеид

($M_{\text{бол}}$, M) к $\lg M$, мы получаем функцию масс для звезд В главной последовательности в форме $\lg \psi (\lg M)$.

Условно приравняв $\lg N (\lg M)$ в распределении цефеид значению $\lg \psi (\lg M)$ для звезд В при $\lg M = 0,64$, $M = 4,4 M_{\odot}$, мы получаем возможность провести сравнение относительных функций масс для звезд В главной последовательности и возникающих из них долгопериодических цефеид.

Функция $\psi (\lg M)$ изображена на фиг. 8 штриховой линией. На фиг. 9 изображена функция $\lg \frac{N (\lg M)}{\psi (\lg M)} + C$, причем постоянная C , как мы уже отмечали, выбрана таким образом, чтобы $\lg \frac{N (\lg M)}{\psi (\lg M)} = 0$ для $\lg M = 0,64$, т. е. функции $\lg N (\lg M)$ и $\lg \psi (\lg M)$ нормированы для $M = 4,4 M_{\odot}$.

Из фиг. 8 видно, что по мере перехода от цефеид с $\lg M = 0,64$ к цефеидам с меньшими или большими массами относительная численность цефеид (по отношению к их предшественникам — звездам В с той же самой массой) очень быстро падает. Она сходит на нет уже для $\lg M = 0,50$: цефеид с $\lg P \approx 0,0 \div 0,1$ ($M \approx 3 M_{\odot}$) в 10—15 раз меньше, чем цефеид с $\lg P \approx 0,70$ ($M \approx 4,4 M_{\odot}$), в то время как звезд В с $M \approx 3 M_{\odot}$ примерно в четыре раза больше, чем звезд В с $M \approx 4,4 M_{\odot}$.

В случае перехода к звездам больших масс относительная численность цефеид падает несколько медленнее, однако и в этом случае $\frac{N (\lg M)}{\psi (\lg M)}$ прак-

тически должно достигнуть нуля при $\lg M \approx 1,06$ (отсутствуют долгопериодические цефеиды с $P > 50^d$).

Относительную численность цефеид и звезд В, функцию $\frac{N(\lg M)}{\psi(\lg M)}$, можно представить в виде произведения двух функций:

$$\frac{N(\lg M)}{\psi(\lg M)} = A p(\lg M) r(\lg M). \quad (3)$$

Здесь $p(\lg M)$ — вероятность возникновения у звезды с массой M , после ухода ее вправо от главной последовательности, явлений пульсационного характера, наблюдающихся у цефеид, т. е., другими словами, вероятность возникновения цефеиды из звезды В с массой M .

Функция $r(\lg M)$ есть отношение времени жизни звезды с массой M в стадии цефеиды — $t_C(\lg M)$ — к ее времени жизни в пределах главной последовательности — $t_B(\lg M)$. $t_B(\lg M)$ есть по существу t_0 из столбца 11 табл. 2, а для $t_C(\lg M)$ нижним пределом является время T_C из столбца 12 той же таблицы. Таким образом,

$$r(\lg M) = \frac{t_C(\lg M)}{t_B(\lg M)} \geq \frac{T_C}{t_0}.$$

Как видно из табл. 2, отношение T_C/t_0 (нижний предел для функции $r(\lg M)$ в среднем $\sim 1/3$ для цефеид с массами $4-5M_\odot$). Таким образом, множитель $r(\lg M)$ оказывается порядка единицы.

С другой стороны, согласно П. Г. Шнирельман [26] число звезд В5 (соответствующих по своим массам долгопериодическим цефеидам с $\lg P$ от 0,20 до 0,90) в окрестностях Солнца в круге с радиусом 500 пс равно по крайней мере 300—400, в то время как в этой же области цефеид с $0,20 < \lg P < 0,90$ (при всех разумных предположениях об их абсолютных величинах) содержится не более 15—20 (см., к примеру, [27]). Так как из-за примерного равенства $t_C(\lg M)$ и $t_B(\lg M)$ (выполняющегося по крайней мере для звезд с $M \sim 4 \div 5 M_\odot$) характер пространственного распределения звезд В и цефеид в окрестностях Солнца не может сильно различаться, то отсюда можно сделать вывод, что из 20—30 звезд В данной массы при уходе их с главной последовательности только одна становится цефеидой.

Для звезд с массами, меньшими чем $3,5-4 M_\odot$ и большими чем $5 \div 5,5 M_\odot$, трудно сказать что-либо достаточно определенное относительно функций $p(\lg M)$ и $r(\lg M)$. Вероятнее, по нашему мнению, считать, что резкое уменьшение $\lg \frac{N(\lg M)}{\psi(\lg M)}$ по обе стороны от своего максимального значения для $\lg M = 0,64$ связано скорее с резким спадом функции $p(\lg M)$, чем функции $r(\lg M)$, т. е. вероятность нарушения стационарности внешних слоев звезды и появления пульсаций типа цефеидных после ухода звезды вправо от главной последовательности в существенной степени зависит от основных параметров звезды, одним из которых, если не основным, является ее масса. Наиболее типичная масса, при которой вероятность возникновения пульсационной неустойчивости типа цефеид в процессе эволюции особенно велика, равна $3,5-5,5 M_\odot$.

Однако этот вопрос требует специального всестороннего изучения как с точки зрения современных теорий внутреннего строения и эволюции звезд, так и на основе сравнительного анализа всех звездно-астрономических характеристик звезд В и долгопериодических цефеид.

28 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. J. B. I r w i n. Monthly Notes Astron. Soc. of S. Africa, 1955, 14, 38.
2. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1964, 32, 88.
3. I. M. K o p y l o v. I. A. U. Symposium N 10, The Hertzsprung — Russell Diagram, Ann. d'Ap. Suppl., 1959, 8, 41.
4. H. C. A r p. Astrophys. J., 1958, 128, 166.
5. S. C. B. G a s c o i g n e, O. J. E g g e n. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1957 117, 430.
6. A. S a n d a g e. Astrophys. J., 1958, 128, 150.
7. Г. А. С т а р и к о в а. Переменные звезды, 1949, 7, № 3, 124.
8. Ю. П. П с к о в с к и й. Астр. ж., 1957, 34, 49.
9. J. S t e b b i n s. Publs Astron. Soc. Pacific, 1953, 65, 118.
10. H. C. A r p. Astrophys. J., 1960, 131, 322.
11. J. B. O k e. Astrophys. J., 1961, 133, 90.
12. A. S a n d a g e. Astrophys. J., 1960, 131, 610.
13. J. W a m p l e r, P. P e s c h, W. A. H i l t n e r, R. P. K r a f t. Astrophys. J., 1961, 133, 895.
14. H. C. A r p, A. R. S a n d a g e, C. S t e p h e n s. Astrophys. J., 1959, 130, 80.
15. J. D. F e r n i e. Astrophys. J., 1961, 133, 64.
16. H. A. A b t. Publs Astron. Soc. Pacific, 1954, 66, 65.
17. R. F. S a n f o r d. Astrophys. J., 1956, 123, 201.
18. B. E. W e s t e r l u n d. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 127, 71.
19. J. A. H y n e k (ed.) Astrophysics. N. Y., 1951, p. 20.
20. И. М. К о п ы л о в. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 30, 69.
21. П. П. П а р е н а г о. Труды 4-го совещания по вопросам космогонии. Изд-ва АН СССР, 1955.
22. О. А. М е л ь н и к о в. Труды ГАО АН СССР, 1950, 64, 3.
23. В. В. П р о к о ф ь е в а. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1961, 25, 3.
24. Б. В. К у к а р к и н и д р. Общйй каталог переменных звезд, изд. 2. Изд-во АН СССР, 1958.
25. М. Ш в а р ц ш и л ь д. Строение и эволюция звезд. ИЛ, 1961.
26. П. Г. Ш н и р е л ь м а н. Астр. ж., 1952, 29, 179.
27. R. P. K r a f t, M. S c h m i d t. Astrophys. J., 1963, 137, 249.

АНОМАЛЬНОЕ ПОКРАСНЕНИЕ РАННИХ В-ЗВЕЗД
В РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ

Р. М. Разник

По сорока молодым рассеянным скоплениям исследуется эффект аномального покраснения, заключающийся в увеличении избытков E_{U-B} и E_{B-V} для звезд спектральных подклассов В3—В0. Максимальное отклонение значений E_{U-B} и E_{B-V} от средних для каждого скопления наблюдается в подклассе В0 и в среднем для всех скоплений составляет $\Delta E_{U-B} = 0^m,12$ и $\Delta E_{B-V} = 0^m,14$. Продолжается ли возрастание эксцессов для звезд класса О, пока не выяснено. Эффект аномального покраснения более четко выражается у сверхгигантов.

ANOMALOUS REDDENING OF EARLY B TYPE STARS IN GALACTIC CLUSTERS, by R. M. Raznik.— The anomalous reddening effect, i. e. increased colour excesses E_{U-B} and E_{B-V} for В3—В0 type stars, is studied on the basis of data for 40 young clusters. The maximum deviation of E_{U-B} and E_{B-V} from the mean for each cluster is observed for the В0 subclass and is $\Delta E_{U-B} = 0^m,12$ and $\Delta E_{B-V} = 0^m,14$ in the mean for all of the clusters. It is not as yet clear whether O type stars also show this increase in colour excess. The anomalous reddening effect is more definitely pronounced for supergiants.

В связи с найденным ранее эффектом аномального покраснения звезд в новой О-ассоциации Сер IV (более ранним звездам соответствуют большие значения избытков [1, 2]) возникла необходимость проверить, не обладают ли этим свойством другие О-ассоциации и молодые рассеянные скопления [3—6].

Было изучено около сорока группировок горячих звезд, для которых опубликованы фотоэлектрические измерения в системе U, B, V . Определение спектральных подклассов звезд производилось Q -методом, так как для большинства скоплений детальная спектральная классификация звезд пока не выполнена.

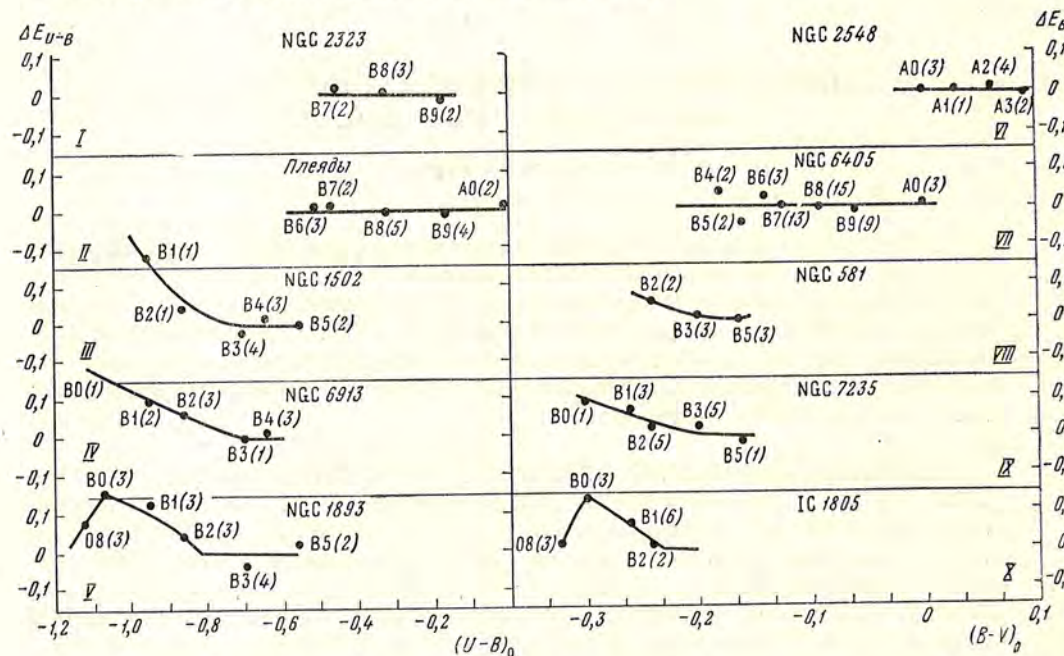
Для каждого скопления строились диаграммы $V, (B - V)_0$ и $(U - B)$, $(B - V)$ и по ним отбирались звезды главной последовательности, спектрального класса не позднее чем А0. Затем на основании наблюдаемых значений $(B - V)$ и $(U - B)$ Q -методом по номограмме Джонсона [7] определялось $(B - V)_0$ в предположении, что все отобранные звезды скопления относятся к V классу светимости. По таблицам, приведенным в [7], определялись значения $(U - B)_0$ и $Sp(Q)$, соответствующие найденным по номограмме $(B - V)_0$. Избытки E_{B-V} и E_{U-B} вычислялись известным способом

$$E_{B-V} = (B - V) - (B - V)_0,$$

$$E_{U-B} = (U - B) - (U - B)_0,$$

и строились графики избытков цвета в зависимости от нормальных цветов для каждого из скоплений. В скоплениях, самые ранние члены которых относятся к более поздним спектральным подклассам, чем В3, все члены скоплений имеют близкие значения избытков цвета, и поэтому можно считать, что свет всех звезд поглощен примерно одинаково.

Так, например, постоянство избытков наблюдается в скоплениях NGC 2323 [8], NGC 2287 [8] и др., для звезд которых спектральные классы определялись Q -методом, а также в скоплениях Плеяды [9], NGC 6105 [10], NGC 2548 [11] и др., для которых опубликована спектральная классификация звезд (фиг. 1, I, II, VI, VII).



Фиг. 1. Зависимость избытков от нормальных цветов ΔE_{B-V} , $(B-V)_0$ и ΔE_{U-B} , $(U-B)_0$ для ряда рассеянных скоплений

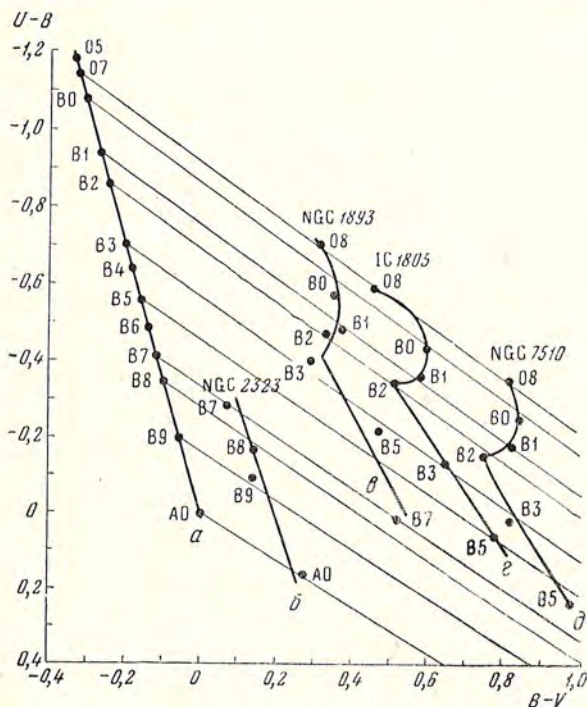
Двухцветная диаграмма таких скоплений, построенная по наблюдаемым $(B-V)$ и $(U-B)$, усредненным в пределах спектральных подклассов, представляет собой обычную двухцветную диаграмму для нормальных цветов, сдвинутую в направлении линий покраснения (фиг. 2, а, б).

Иначе обстоит дело у молодых скоплений. Можно заметить, что кривые, выражающие зависимость избытков от нормальных цветов, начиная примерно со спектральных подклассов В3 — В2, начинают загигаться вверх, достигая максимума около спектрального подкласса В0 (фиг. 1, III, IV, VIII, IX). При этом формы двухцветных диаграмм скоплений, построенных по наблюдаемым $(B-V)$ и $(U-B)$, существенно меняются (фиг. 2, в, г, д). К таким скоплениям относятся NGC 663 [8], NGC 957 [8], NGC 1502 [8], NGC 2169 [8], NGC 2264 [12], NGC 6530 [13], NGC 6531 [8], NGC 6871 [8], NGC 6913 [8], NGC 7235 [8], NGC 7380 [8], Сег III [14] и др.

О-звезды, в отличие от ранних В, не проявляют единой тенденции. Для многих скоплений кривые E_{B-V} и E_{U-B} загигаются книзу, свидетельствуя об уменьшении избытков (NGC 7510 [8], IC 1805 [8], NGC 1893 [8], NGC 6823 [8], и др.) (фиг. 1, V, X), но в то же время для некоторых О-ассоциаций (Sgr V [15], Сег IV [1, 2], Пер II [16] и особенно

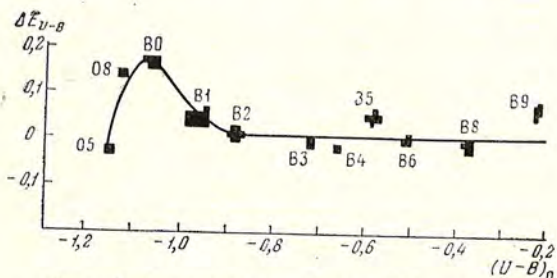
Суг VI [17], исключительно богатой Of-звездами) избытки продолжают возрастать, и загиб кривых не наблюдается.

Можно привести примеры скоплений с очень большим эффектом аномального покраснения ранних В-звезд, достигающим $0^m.3$ (NGC 6910 [8]

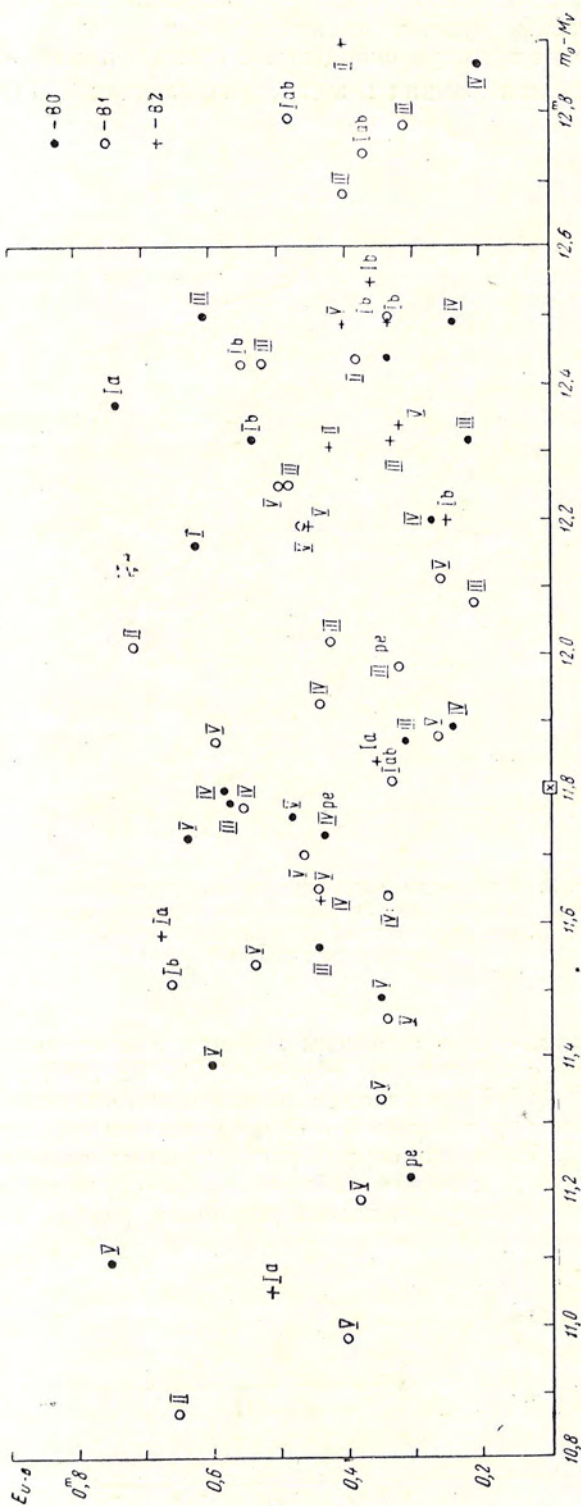


Фиг. 2. Изменение вида двухцветных диаграмм скоплений, содержащих звезды более ранние, чем В3 (в, г, д), а — двухцветная диаграмма, построенная по нормальным цветам [7]

и др.), и, наоборот, с едва заметным эффектом, не превышающим $0^m.05$, может быть, даже с отсутствием эффекта (IC 2602 [18], NGC 654 [19], IC 4996 [8], Ori I [29]). Не исключена возможность, что подобные явления могут наблюдаться и у скоплений с более поздними звездами, например у NGC 7654 [21]. Но среди сорока рассмотренных нами скоплений не найдено ни одного, у которого наблюдался бы обратный эффект, т. е. чтобы поглощение света уменьшалось для более ранних В-звезд.



Фиг. 3. Зависимость избытка ΔE_{U-B} от нормального цвета $(U-B)_0$, полученная Q-методом для двойного скопления χ и h Per [22]

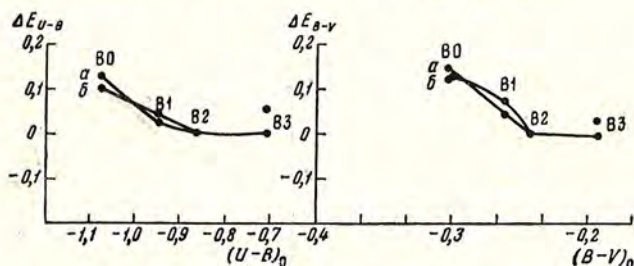


Фиг. 4. Распределение звезд (B0, B1 и B2) скопления χ и η Per [22,24] в зависимости от избытка E_{U-V} и модулей расстояний $m_0 - M_V$

Подтверждение и некоторую детализацию эффекта аномального покраснения дает рассмотрение скоплений и ассоциаций, для которых имеется спектральная классификация звезд в системе МК.

Для сравнения сначала применим Q -метод для определения нормальных цветов 123 звезд скопления χ и h Per [22]. При этом, как видно из фиг. 3, эффект аномального покраснения выражается очень четко и имеет примерно тот же вид, что и у выше рассмотренных скоплений.

Затем, оставив в стороне Q -метод, вычислим E_{U-B} и E_{B-V} , приписывая звездам нормальные цвета [23] в соответствии с их двумерной спектральной классификацией [22, 24]. Чтобы исключить далекие сильно покрасневшие звезды, вычислим модули расстояний всех членов скопления, приписывая им абсолютные величины M_V по [25]. Отбросив звезды, расположенные за пределами скоплений [26], найдем, что уровень поглощения внутри скопления не зависит от модулей расстояний. Избытки цвета E_{U-B} меняются в пределах $0^m,2-0^m,8$, а средний избыток цвета для всего скопления χ и h Per равен $0^m,5$ (фиг. 4).



Фиг. 5. Зависимость избытков ΔE_{U-B} , ΔE_{B-V} для звезд спектральных подклассов В3 — В0 скопления χ и h Per от нормальных цветов

а — по данным [22] и б — по объединенным данным [22, 24]

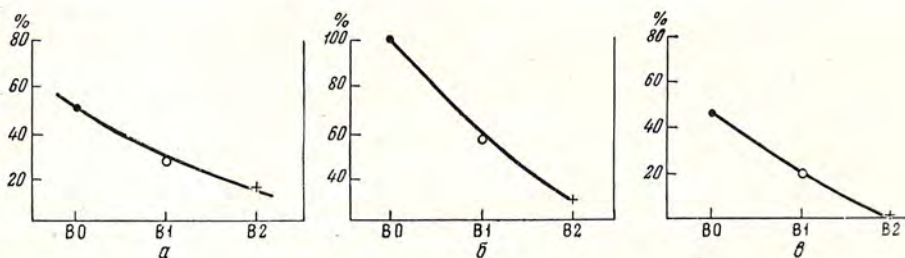
Перейдем к рассмотрению интересующего нас эффекта. Как видно из фиг. 4, разброс значений E_{U-B} для звезд В0 довольно велик и составляет $0^m,6$; поэтому было бы неправильно считать, что все В0-звезды имеют большие значения избытков, чем звезды В1 или В2, но в среднем для всей массы звезд В0 E_{U-B} больше, чем среднее E_{U-B} для звезд В1, а оно в свою очередь больше, чем E_{U-B} для звезд В2. Выражающая эту зависимость кривая на фиг. 5 имеет почти такой же ход, как и кривая на фиг. 3.

Это же явление отражает фиг. 6, а, где по оси ординат откладывается относительное число звезд каждого из спектральных подклассов, имеющих избытки, большие, чем средний избыток скопления в целом.

Звезд, имеющих $E_{U-B} > 0^m,5$, в спектральном подклассе В0 — 50%, в подклассе В1 — 26%, а в подклассе В2 всего 17%.

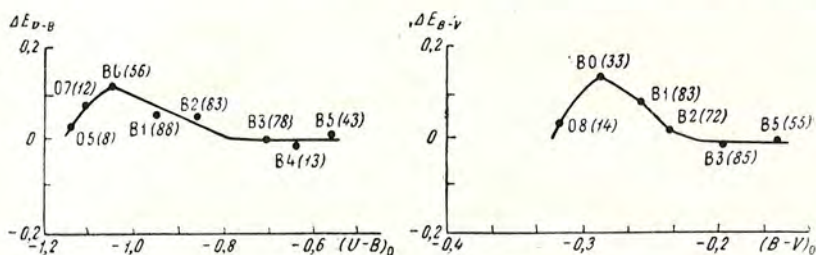
Нужно отметить, что сверхгиганты в среднем обладают большими избытками, чем звезды III — V классов светимости. Так, например, из рассмотрения фиг. 6, б и в видно, что в подклассе В0 все 100% сверхгигантов имеют $E_{U-B} > 0^m,5$, а из звезд III — V классов светимости такими избытками обладают только 43% звезд. В подклассе В1 сверхгигантов с $E_{U-B} > 0^m,5$ насчитывается 58%, а звезд III — V классов светимости с такими значениями E_{U-B} — 20%. В спектральном подклассе В2 30% сверхгигантов имеют избытки цвета выше среднего, но зато ни для одной звезды III — V классов светимости E_{U-B} не достигает значения $0^m,5$.

Те же закономерности можно проследить и в ассоциациях Сер III и Per II, но в них, к сожалению, гораздо меньше звезд, имеющих классификацию в системе МК.



Фиг. 6. Доля звезд в скоплениях χ и h Per, имеющих значения $E_{U-B} > 0^m.5$
 а — по всем классам светимости вместе; б — для классов светимости II — Ia; в — для классов светимости V — III

Таким образом, эффект аномального покраснения в различных молодых скоплениях имеет одинаковый ход независимо от способа определения спектральных подклассов. Это еще раз подтверждает его реальность.



Фиг. 7. Средний ход аномального покраснения, выведенный по всем рассмотренным скоплениям. В скобках указано число звезд

Обобщая результаты, полученные по всем изученным скоплениям и О-ассоциациям, можно сделать вывод, что эффект аномального покраснения явно проявляется у ранних В-звезд и в подклассе В0 достигает значений (фиг. 7):

$$\Delta E_{U-B} = 0^m.12,$$

$$\Delta E_{B-V} = 0^m.14.$$

С целью выявления физического смысла эффект покраснения сопоставлялся с возрастом скоплений, с расстоянием скоплений от Солнца, с общим поглощением в скоплениях, с видимым угловым размером скоплений и т. д. При этом никаких четких связей обнаружено не было. Замечено только, что у ранних В-звезд скоплений весьма велик разброс точек на двухцветной диаграмме [27].

Дальнейшее исследование эффекта аномального покраснения ранних В-звезд, наблюдаемого в рассеянных скоплениях, представляет большой интерес и должно, безусловно, продолжаться.

В заключение выражаю глубокую благодарность Б. В. Кукаркину, В. Б. Никонову, И. М. Копылову и И. И. Проник за постоянное внимание к моей работе, полезные советы и обсуждение полученных результатов.

13 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. V. M. Blanco, A. D. Williams. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 482.
2. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1964, 32, 165.
3. G. Alter, J. Ruprecht, V. Vanysek. *Catalog of Star Clusters and Associations*. Prague, 1958.
4. H. L. Johnson. *Catalog of 106 Clusters, observed in the UBV system*. Lowell Obs. Bull., N 113.
5. K.-H. Schmidt. *Astron. Nachr.*, 1963, 287, 1—3.
6. W. Becker. *Zs. Astrophys.*, 1963, 57, 117.
7. H. L. Johnson. *Lowell Obs. Bull.*, N 90, 91.
8. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. *Publ. Naval Obs. Second series*, 1961, 17, 7.
9. E. E. Mendoza. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 54.
10. K. Rohlf, K.-W. Schrick, J. Stock. *Zs. Astrophys.*, 1959, 47, 15.
11. P. Pesch. *Astrophys. J.*, 1961, 134, 602.
12. M. F. Walker. *Astrophys. J. Suppl.*, 1956, 2, 23.
13. M. F. Walker. *Astrophys. J.*, 1957, 125, 636.
14. A. Blaauw, W. A. Hiltner, H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1959, 130, 69.
15. L. Perek. *B. A. C.*, 1962, 13, 2, 69.
16. D. L. Harris. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 371.
17. D. H. Schulte. *Astrophys. J.*, 1958, 128, 41.
18. I. B. Whiteoak. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1961, 123, 3.
19. P. Pesch. *Astrophys. J.*, 1960, 132, 696.
20. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1957, 126, 134.
21. P. Pesch. *Astrophys. J.*, 1960, 132, 689.
22. H. L. Johnson, W. W. Morgan, McDonald, 261.
23. J. S. Hall. *Naval Obs. Publ., II Ser.*, 1958, 17, 6.
24. H. L. Johnson, W. A. Hiltner. *Astrophys. J.*, 1956, 123, 267.
25. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1958, 20, 156.
26. Н. М. Артюхина, П. Н. Холопов. *Астр. ж.*, 1959, 36, 6, 1007.
27. В. Шёнайх и Н. С. Николов. *Астр. ж.*, 1963, 40, 534, 3.

ЗВЕЗДНЫЙ СПЕКТРОГРАФ С ЭШЕЛЕ

И. М. Копылов, Н. В. Стешенко

Описывается спектрограф с эшеле, установленный в неподвижном фокусе 2,6-м телескопа и предназначенный для получения спектров звезд с высокой дисперсией, от 1,1 до 2,1 Å/мм для λ 3500 и λ 6700 Å соответственно. Эшеле работает в 73—39 порядках. Разрешающая способность спектрографа 0,06 Å. Спектрограф позволяет получать спектры звезд до 5^m с экспозициями не более 3^h—4^h.

A STELLAR SPECTROGRAPH WITH AN ECHELLE, by I. M. Kopylov and N. V. Steshenko.— The spectrograph with an echelle mounted in the coude focus of the 2.6 m telescope is described. It is designed for photography of stellar spectra with high dispersion from 1.1 to 2.1 Å/mm at λ 3500 and λ 6700 Å. The echelle operates in the 73—39 order numbers. The resolving power of the spectrograph is 0.06 Å. Spectra of stars up to the fifth magnitude can be obtained with an exposure of not more than 3—4 hours.

Успешный опыт применения эшеле на Башенном солнечном телескопе (БСТ) для фотографирования спектров быстрых нестационарных явлений на Солнце [1] и для получения спектрограмм Сириуса [2] и Венеры [3] с дисперсией 0,5—1 Å/мм в интервале λ 3250—6700 Å позволил приступить к конструированию и изготовлению звездного эшелюного спектрографа, предназначенного для установки в неподвижном фокусе 2,6-м телескопа имени акад. Г. А. Шайна. Принцип работы эшеле изложен в [4], основные свойства изготавливаемых эшеле описаны в [5].

Механическая конструкция спектрографа и его основные оптические параметры в значительной мере определялись необходимостью использовать тот же изготовленный Ф. М. Герасимовым (ГОИ) экземпляр эшеле, который применялся на БСТ [1].

Требования к параметрам спектрографа определялись следующими данными.

а) Спектрограф должен быть установлен в фокусе куда 2,6-м телескопа (фокусное расстояние 104 м, относительное отверстие $f/40$, масштаб в фокальной плоскости 2"/мм, средний размер изображения звезды 2—3").

б) Эшеле имеет следующие параметры: число штрихов на 1 мм — 50, заштрихованная площадь 80 × 110 мм. Эшеле работает в 39—80 порядке (λ 6700—3250 Å).

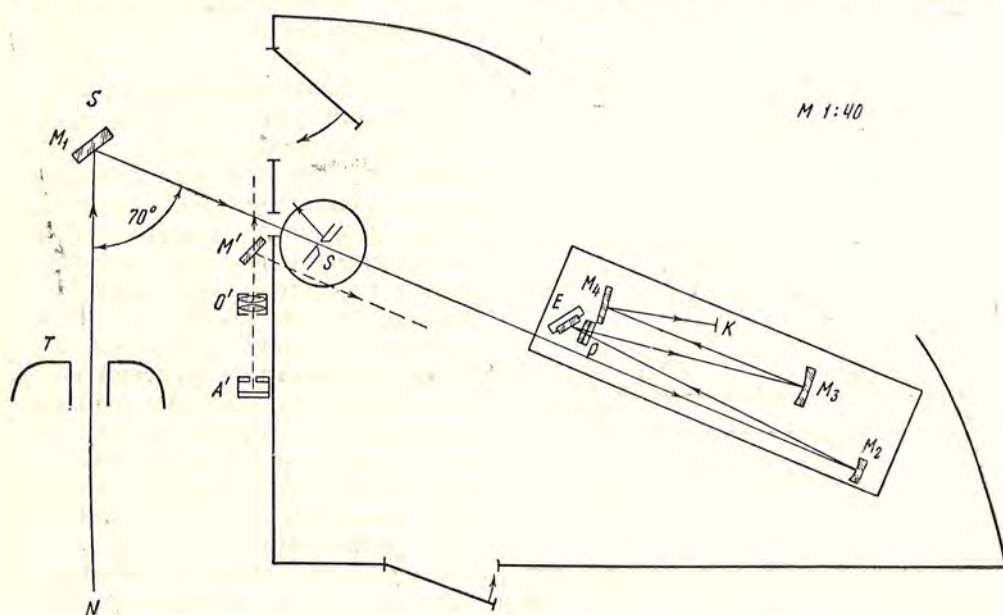
в) Было поставлено предварительное условие: линейная дисперсия спектрограмм должна быть порядка 1—2 Å/мм для λ 3500—6500 Å (разрешающая способность 0,06—0,07 Å).

г) По возможности требовалось исключить стеклянные оптические детали в спектрографе для получения ультрафиолетового участка спектра.

Все это и определило основные параметры и конструктивные особенности спектрографа: фокусное расстояние коллиматорного зеркала дол-

жно быть около 3,2 м ($f/40$), фокусное расстояние камерного зеркала 1,8 м (эффективное относительное отверстие $f/22$). Малые относительные отверстия этих зеркал дали возможность сделать их сферическими.

В качестве диспергирующей системы для разведения порядков решено было использовать призму из легкого крона (ЛК5). Преимущества такой призмы состоят в следующем. Она обладает сравнительно медленным изменением угловой дисперсии с длиной волны, более медленным, чем у тяжелых сортов стекла, что в сочетании с увеличением угловой дисперсии в спектре эшеле в сторону ультрафиолетового участка спектра приводило к достаточно равномерному разведению порядков. Сорт стекла ЛК5 имеет



Фиг. 1. Оптическая схема звездного спектрографа с эшеле

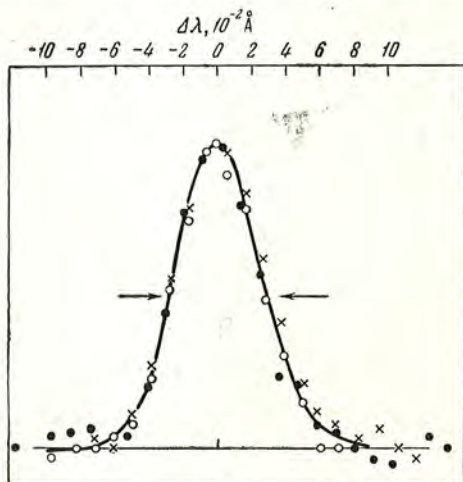
относительно хорошую прозрачность для коротковолнового излучения. Призма пропускает ультрафиолетовое излучение вплоть до $\lambda 3500 \text{ \AA}$ (при $\lambda 3500 \text{ \AA}$ поглощение составляет не более 40 % при толщине основания призмы 40 мм).

Механическая конструкция спектрографа в основном была разработана конструктором Л. А. Иоаннисиани, оптические детали спектрографа (зеркала и призма) были изготовлены оптиком обсерватории Г. М. Поповым. Спектрограф полностью изготовлен в механических мастерских обсерватории. Спектрограф установлен в западном отсеке помещения для спектрографа кудэ. Плоское перебрасывающее зеркало M_1 (фиг. 1), укрепленное на кронштейне у южного конца полярной оси телескопа, посылает идущий вдоль полярной оси пучок света от звезды в горизонтальной плоскости в направлении, составляющем угол около 70° с меридианом.

Собственно спектрограф состоит из двух механически независимых частей, установленных отдельно на бетонной плите — фундаменте. Эта плита полностью изолирована от межэтажных перекрытий башни телескопа и опирается на три колонны, имеющие каждая самостоятельные фундаменты, не связанные с фундаментами башни и самого телескопа.

Передняя часть спектрографа, включающая в себя щелевую головку и устройство для визуального гидирования звезды на щели, установлена

на массивной подставке, опирающейся на три юстировочных винта. Основная часть спектрографа включает все остальные узлы, смонтированные на массивном металлическом столе размером 60×200 см. Стол имеет три опоры, также снабженные удобными юстировочными приспособлениями для установки поверхности стола в строго горизонтальной плоскости и на нужной высоте. Все оптические узлы, установленные на столе спектрографа, снабжены юстировочными устройствами, необходимыми для окончательной отладки спектрографа.



Фиг. 2. Инструментальный контур спектрографа

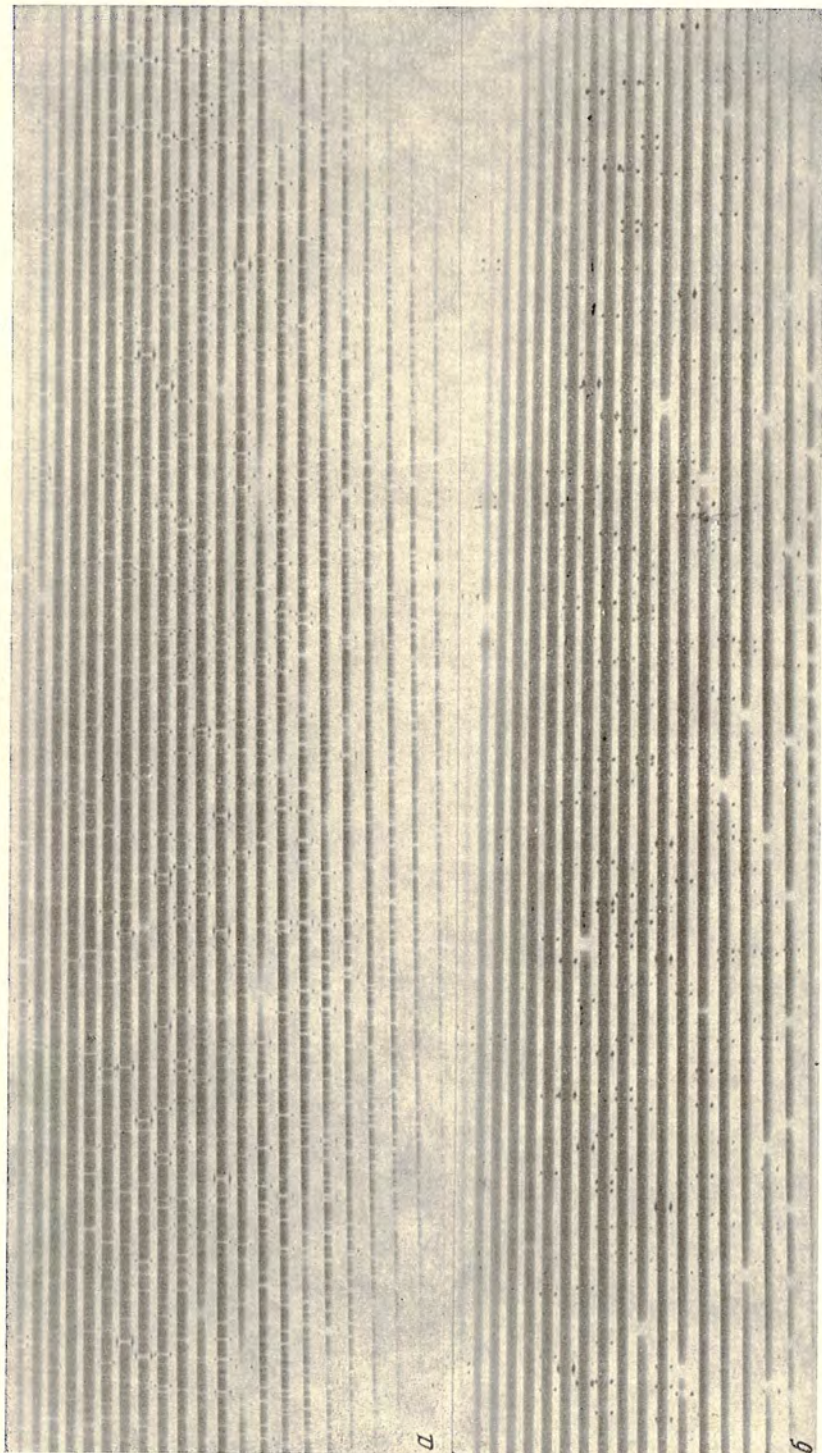
т. е. практически чуть меньше или равна среднему диаметру звездных изображений ($d \sim 1,0-1,5$ мм). Кроме того, мы имеем возможность, сохраняя достаточную ширину полосок, свободно впечатывать при желании по обе стороны от каждой полоски спектра звезды спектр сравнения, в нашем случае спектр железной дуги A' .

В процессе предварительного исследования макета спектрографа было обнаружено, что астигматизм имеющегося у нас экземпляра эшелле может быть полностью устранен соответствующим подбором угла падения светового пучка на зеркало камеры M_3 . Оказалось, однако, что в этом случае на пути к кассете часть светового пучка экранируется оправой эшелле. Поэтому было введено дополнительное плоское зеркало M_4 , перехватывающее весь пучок, идущий от камерного зеркала, и направляющее его на фотографическую пластинку K .

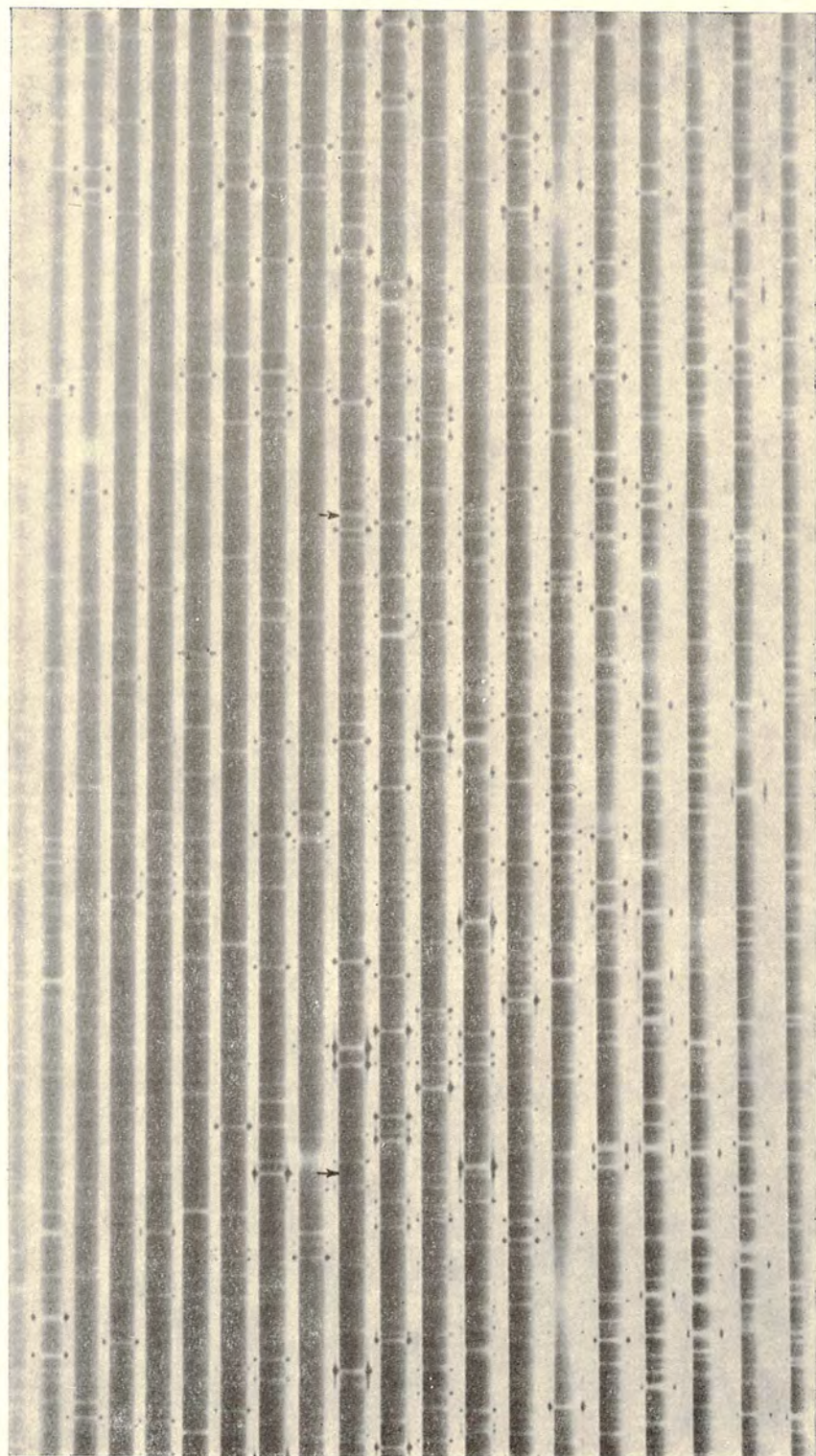
Спектрограммы звезд получают на фотопластинках размером 9×12 см в виде серии параллельных полосок (строк). Перпендикулярность спектральных линий к направлению дисперсии эшелле (к полоскам) достигается взаимным поворотом щели и штрихов эшелле вокруг оси светового пучка до параллельности. Параллельность полосок по отношению к краям пластинки была достигнута вращением пластинки в ее собственной плоскости. Возможность такого вращения была предусмотрена при конструировании узла кассетной части спектрографа.

Длина полосок составляет при $\lambda 6600$ (39-й порядок) около 230 Å , при $\lambda 3500$ (73-й порядок) — около 120 Å . Линейная дисперсия на спектрограммах изменяется от $2,07 \text{ Å/мм}$ у $\lambda 6563$ (H_α) до $1,33 \text{ Å/мм}$ у $\lambda 4300 \text{ Å}$ и до $1,10 \text{ Å/мм}$ у $\lambda 3500 \text{ Å}$. При длине полосок $120-230 \text{ Å}$ уже частично сказывается нелинейность изменения показателя преломления с длиной волны у призмы — делителя порядков, что приводит к некоторому

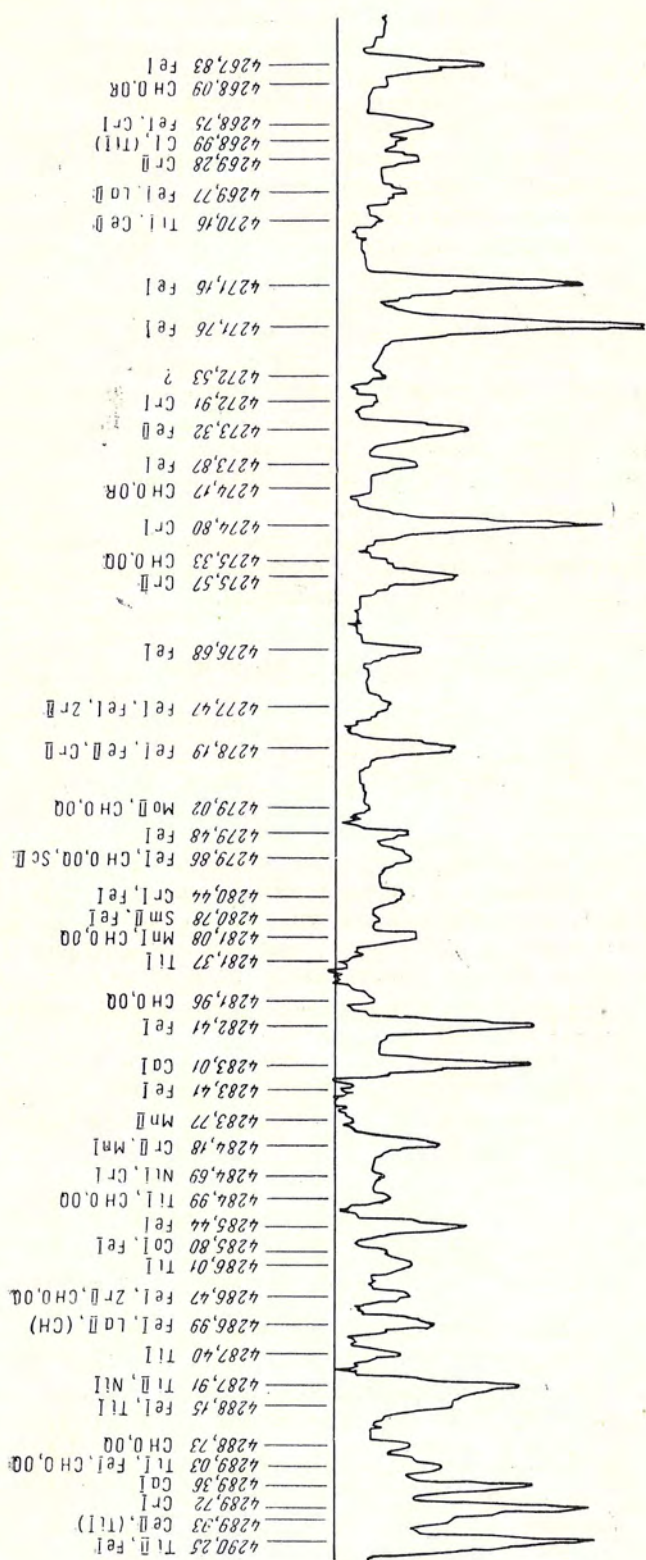
Диаметры зеркала коллиматора M_2 и зеркала камеры M_3 — 12 и 20 см, а замеренные фокусные расстояния 308 и 180 см соответственно. Призма P , разводящая порядки, была изготовлена с преломляющим углом $22^\circ,5$ и установлена непосредственно перед эшелле E , так что при двойном прохождении через нее светового пучка было достигнуто достаточное разведение порядков (полосок) во всем спектральном интервале вплоть до $\lambda 7000 \text{ Å}$. При этом сохраняется необходимая для надежной спектрофотометрии ширина полосок, которую можно увеличивать в случае надобности до $0,6-0,7$ мм без соприкосновения полосок. Высота входной щели спектрографа составляет при этом $1,0-1,2$ мм,



Фиг. 3. Репродукция спектрограмм, полученных со спектрографом с эшелле. Увеличение в 1,7 раза
 а — α CM1, F5 IV — V; б — ζ Tau B2 IV ер (звезда Ве с оболочкой)



Фиг. 4. Репродукция части спектрограммы α CMi. Увеличение в пять раз. Отмечены границы интервала, записанного на регистрограмме фиг. 5



Фиг. 5. Часть регистрограммы спектра α СМі, записанная в прямых интенсивностях

искривлению полосок — порядков. Однако измеренная стрелка прогиба в рабочей части полоски составляет примерно 0,1 мм. При ширине полоски порядка 0,6—0,7 мм это не создает никаких затруднений для спектрофотометрической обработки полученных спектрограмм.

Достаточно полные исследования спектрографа после его окончательной отладки показали, что он обладает отличными оптическими характеристиками и достаточной жесткостью. Астигматизм эшелле полностью устранен. Исследование тонкой структуры спектральных линий показало, что разрешающая способность спектрографа составляет 0,06 Å. Инструментальный контур спектрографа, построенный по измерениям трех линий, приведен на фиг. 2.

Регулярное фотографирование спектров звезд с помощью эшеллевого спектрографа на 2,6-м телескопе было начато в конце 1963 г. Почти полугодовой опыт работы со спектрографом показал, что при среднем диаметре звездных изображений 3" и при ширине входной щели спектрографа 0,2—0,3 мм, что соответствует 0,15—0,25 Å на пластинке, имеется возможность на обычно используемых нами сортах пластинок Kodak 0a-O или Kodak 103a-O (рабочий интервал длин волн $\lambda\lambda 3500$ —5000 Å) получать спектры звезд до $4^m,5$ — $5^m,0$.

На фиг. 3 и 4 мы приводим репродукции спектрограмм звезд, полученных с описанным выше эшеллевым спектрографом. Некоторые сведения о звездах приведены в прилагаемой табличке.

Звезда	m_V	Sp(MK)	Ширина входной щели, мм	Экспозиция
α CMi	$0,48^m$	F5 IV — V	0,10	25^m
ζ Tau	3,00	B2 IV ep	0,25	$1^h 10^m$

Регистрограмма небольшого участка спектра α CMi в интервале $\lambda\lambda 4267$ —4290 Å, записанная в прямых интенсивностях с линейным увеличением в 20 раз, представлена на фиг. 5. Несмотря на то что при фотографировании спектра щель спектрографа в пять раз превышала нормальную ширину щели, приведенная регистрограмма показывает заметно большее разрешение, чем дает известный фотометрический атлас В. Хильтнера и Р. Вильямса [6].

В заключение авторы выражают признательность Г. М. Попову за изготовление высококачественных оптических деталей спектрографа и Э. А. Витриченко за значительную помощь при окончательной отладке спектрографа.

27 апреля 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный, Н. В. Стешенко, В. Л. Хохлова. Астр. ж., 1960, 37, 23.
2. А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 123.
3. В. К. Прокофьев, Н. Н. Петрова. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 29, 3.
4. G. H. Harrison. J. Opt. Soc. America, 1949, 39, 522.
5. Г. Н. Рассудова, Ф. М. Герасимов. Изв. АН СССР, серия физ., 1962, 26, 960.
6. W. A. Hiltner, R. C. Williams. Photometric atlas of stellar spectra. Chicago, 1946, book VII.

О НАБЛЮДЕНИИ СЛАБЫХ ЗВЕЗД С ТЕЛЕСКОПОМ
СРЕДНЕГО РАЗМЕРА

*А. Н. Абраменко, Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, Ю. С. Ефимов,
В. В. Прокофьева, С. М. Синенко*

Применение высокочувствительной телевизионной системы позволило получить на 500-мм телескопе фотографии звезд до $20-21^m$ с экспозициями 4—60 сек. Эти звездные величины близки к теоретическому пределу обнаружения слабых звезд на данном телескопе.

OBSERVATIONS OF FAINT STARS WITH A MODERATE SIZE TELESCOPE, by *A. N. Abramenko, E. S. Agapov, V. F. Anisimov, Y. S. Efimov, V. V. Prokofyeva and S. M. Sinenok*.— The application of a high sensitivity TV system together with the 500 mm telescope permits the photography of stars to 20^m-21^m with an exposure of 4—60 sec. These magnitudes are close to the theoretical limit of detection of faint tars with the given telescope.

Возможность обнаружения и быстрой регистрации слабых звезд и движущихся объектов зависит от свойств приемника излучения, от его способности к регистрации предельно малых световых потоков на фоне, создаваемом свечением ночного неба. Подобный приемник должен обладать большим квантовым выходом, иметь минимальный уровень собственных шумов и высокую контрастную чувствительность.

Высокий квантовый выход по сравнению с фотоэмульсиями обычного типа имеют фотоэлектрические светоприемники с мультищелочными или сурьмяно-цезиевыми фотокатодами. Задача обнаружения малоконтрастного объекта облегчается применением нелинейных систем усиления, например телевизионных, в которых можно ограничивать постоянную составляющую фона неба, что приводит к увеличению выходного контраста изображения объекта [1—3].

Ниже приводится оценка пороговой чувствительности идеального приемника и сравнение ее с практическими результатами, полученными в Крымской астрофизической обсерватории на менисковом телескопе МТМ-500 ($D = 500$ мм, $F = 6,5$ м) при помощи высокочувствительной телевизионной системы.

Пороговая чувствительность идеального приемника

Пороговая чувствительность приемника излучения определяется наименьшим количеством излучения, которое может быть обнаружено при единичном наблюдении с заданной вероятностью p .

Будем считать, что система приема и регистрации излучения идеальна: ее квантовый выход $\varepsilon = 1$, она свободна от собственных шумов и имеет усиление, достаточное для регистрации каждого поглощенного кванта.

Пусть за время t приемник регистрирует $\bar{N}_{\text{зв}}$ и $\bar{N}_{\text{ф}}$ квантов излучения объекта и фона соответственно. Тогда, как принимают обычно, в условиях пороговой чувствительности может быть зарегистрировано

$$\bar{N}_{\text{зв}} = \xi \sqrt{\bar{N}_{\text{ф}}}. \quad (1)$$

Коэффициент ξ определяется заданной величиной вероятности обнаружения излучения объекта p . Величина p принимается достаточно большой ($p \geq 0,8$; при этом $\xi \geq \sqrt{2}$).

В условиях наблюдения слабых звезд на фоне неба средние значения количества квантов фона $\bar{N}_{\text{ф}}$ с площадки, равной размеру изображения звезды, и объекта $\bar{N}_{\text{зв}}$ соизмеримы. Поэтому выражение для порогового значения регистрируемого излучения должно учитывать не только флуктуации среднего числа квантов фона $\sqrt{\bar{N}_{\text{ф}}}$, но и флуктуации собственного излучения $\sqrt{\bar{N}_{\text{зв}}}$. Е. С. Ратнером [4] показано, что в этом случае предельно обнаружимое количество квантов $\bar{N}_{\text{зв}}$ с достаточной точностью может быть определено по приближенной формуле

$$\bar{N}_{\text{зв}} \approx 1 + \sqrt{0,75 + 2\bar{N}_{\text{ф}}} \quad (2)$$

при условии, что отношение сигнал/шум $n = \frac{\bar{N}_{\text{зв}}}{\sqrt{2\bar{N}_{\text{ф}} + \bar{N}_{\text{зв}} + 0,5}} = 1$ ($p = 0,84$). На фиг. 1 зависимость (2) приведена графически в интервале значений $1 \leq \bar{N}_{\text{ф}} \leq 10^4$ (сплошная кривая 1); штрих-пунктирная кривая 1 характеризует получающуюся при этом величину контраста изображения $k = \bar{N}_{\text{зв}}/\bar{N}_{\text{ф}}$.

Перейдем к конкретным условиям наблюдений малых световых потоков от звезд. Если излучение Солнца в области спектральной чувствительности мультищелочного фотокатода ($0,3-0,9 \text{ мк}$) вне земной атмосферы составляет $N_{\odot} = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ квант} \cdot \text{мм}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ [5], то световой поток от звезды m -й величины спектрального класса G2 за время экспозиции t будет равен

$$N_m = 4,8 \cdot 10^{4-0,4m} t. \quad (3)$$

С учетом диаметра зеркала телескопа D (мм), фокусного расстояния F (мм), коэффициента пропускания оптики телескопа Q и среднего коэффициента прозрачности атмосферы $\bar{p}_{\lambda}$ количество квантов от звезды и от фона неба, падающих на площадку фотокатода, занимаемую изображением звезды диаметром δ (мм), за время экспозиции t равно

$$\bar{N}_{\text{зв}} = 3,8 \cdot 10^{4-0,4m} D^2 Q \bar{p}_{\lambda} t, \quad (4)$$

$$\bar{N}_{\text{ф}} = 1,6 \cdot 10^{15-0,4m_{\text{ф}}} \delta^2 \left(\frac{D}{F}\right)^2 Q \bar{p}_{\lambda} t. \quad (5)$$

Для телескопа МТМ-500 ($D = 500 \text{ мм}$, $F = 6500 \text{ мм}$, $Q = 0,3$ при $\bar{p}_{\lambda} = 0,8$, $\delta = 0,1 \text{ мм}$, $m_{\text{ф}} = 22^m$ с квадратной секунды дуги) имеем

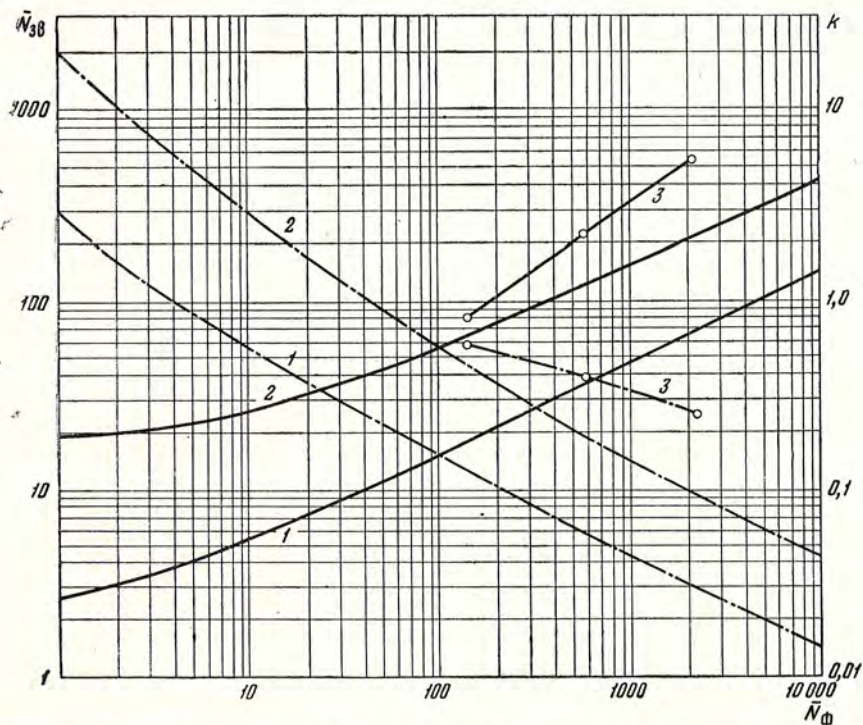
$$\bar{N}_{\text{зв}} = 2,2 \cdot 10^{9-0,4m} t, \quad (6)$$

$$\bar{N}_{\text{ф}} = 36t. \quad (6a)$$

Из выражения (6) легко получить формулу, определяющую проникающую способность телескопа МТМ-500 с идеальным приемником:

$$m = \frac{9,3 + \lg t - \lg \bar{N}_{\text{зв}}}{0,4}, \quad (7)$$

где $\bar{N}_{зв}$ определяется из формулы (2) с учетом (6а). Зависимость проникающей способности m от времени t для данного телескопа приведена на фиг. 2 (кривая 1). Из графика видно, что теоретически за время наблюдений 0,1 сек. можно регистрировать звезды $19^m,5$. С увеличением времени наблюдения до 60 сек. проникающая способность растет до $23^m,4$.



Фиг. 1. Зависимость предельно обнаружимого количества квантов объекта $\bar{N}_{зв}$ (сплошные кривые) и контраста k (штрих-пунктирные кривые) от количества квантов излучения фона $\bar{N}_{\phi}$

1 — для идеального приемника с квантовым выходом $\epsilon = 1$; 2 — для квазиидеального приемника с $\epsilon = 0,1$; 3 — экспериментальные результаты

Из фиг. 1 и формулы (6а) следует, что время наблюдения $t = 0,1$ сек. ($\bar{N}_{\phi} = 3,6$ кванта) позволяет обнаруживать излучение звезды с контрастом не менее единицы. Увеличение времени наблюдения до 60 сек. ($\bar{N}_{\phi} = 216$ квантов) позволяет обнаруживать изображение с контрастом 0,03.

При современном состоянии техники квантовый выход ϵ фотокатода значительно меньше единицы. Общее количество эффективно поглощенных квантов резко уменьшается, поэтому и пороговые условия наблюдений ухудшаются. Они определяются флуктуациями фотоэлектронов, эмиттированных фотокатодом под действием эффективно поглощенных квантов излучения звезды $\sqrt{\bar{N}_{зв}}$ и фона $\sqrt{\bar{N}_{\phi}}$:

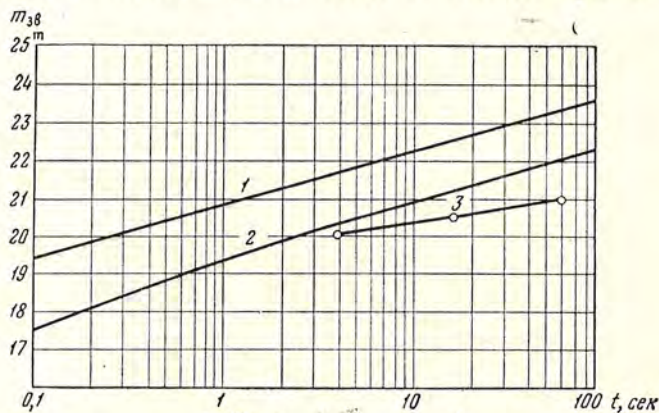
$$\bar{N}_{зв} = 1 + \sqrt{0,75 + 2\bar{N}_{\phi}}. \quad (8)$$

Если $\bar{N}_{зв} = \epsilon \bar{N}_{зв}$, а $\bar{N}_{\phi} = \epsilon \bar{N}_{\phi}$, то

$$\bar{N}_{зв} = \frac{\bar{N}_{зв}}{\epsilon} = \frac{1 + \sqrt{0,75 + 2\epsilon \bar{N}_{\phi}}}{\epsilon}. \quad (9)$$

Квантовый выход в зависимости от длины волны принимаемого излучения также имеет различное значение. Произведенный подсчет показал, что полный квантовый выход, т. е. отношение числа эффективно поглощенных фотокатодом квантов к общему числу падающих квантов солнечного излучения в спектральной области $0,3-0,9 \mu$, равен $\epsilon = 0,1$.

С учетом реального квантового выхода были получены кривые 2 (фиг. 1 и 2) зависимости пороговой чувствительности, проникающей способности и порогового контраста. Отметим, что эти кривые определяют



Фиг. 2. Зависимость проникающей способности телескопа МТМ-500 (фокус куде) от времени экспозиции

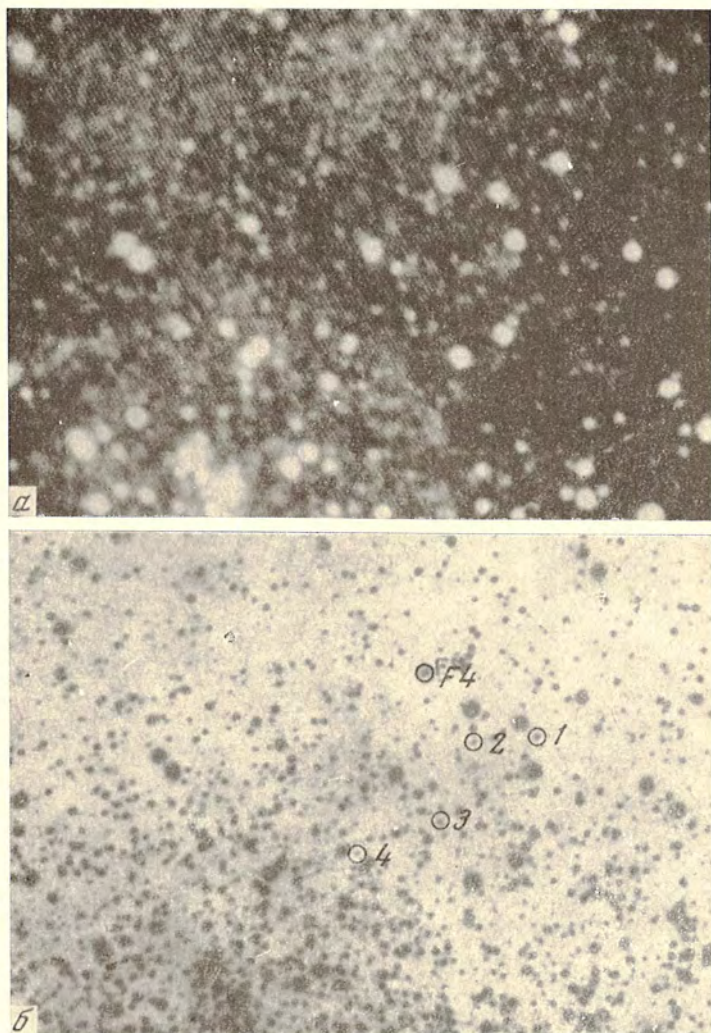
1 — для случая идеального приемника с квантовым выходом $[\epsilon = 1]$; 2 — для случая квазиидеального приемника с $\epsilon = 0,1$; 3 — экспериментальные результаты, полученные с телевизионной системой

предел обнаружения излучения в случае, когда светоприемник имеет усиление, достаточное для регистрации каждого эффективно поглощенного кванта излучения [6], а собственные шумы его пренебрежимо малы по сравнению с флуктуациями измеряемого излучения. Чтобы практически оценить характеристики телевизионной системы и сравнить их с вычисленной зависимостью (кривые 2, фиг. 1 и 2), были проведены наблюдения звезд, слабее $16^m,0$.

Определение проникающей способности телескопа МТМ-500 с телевизионной системой

Наблюдения были проведены на менисковом телескопе МТМ-500 с телевизионной аппаратурой, описанной ранее [1]. Поскольку проникающая способность существенно зависит от размера кружка рассеяния в фокальной плоскости телескопа, были приняты меры для улучшения качества изображения. Оказалось, что несовершенная система разгрузки зеркала ограничивала качество изображений звезд тремя секундами дуги. Улучшение системы разгрузки позволило повысить разрешающую способность его до $0'',4$.

В период подготовки к наблюдениям были также проведены проверка и юстировка отдельных узлов телевизионной системы, улучшена фокусировка луча кинескопа по полю и усовершенствована стабилизация источников питания. Для проверки режимов работы всего комплекса аппаратуры использовалась специальная мира, изображение которой проектировалось на фотокатод светоприемника. Разрешающая способность системы по полю достигла $12-15 \text{ штрих/мм}$. Для увеличения чувствительности аппаратуры применялся дополнительный усилитель яркости [7] с длительностью послесвечения, соизмеримой с длительностью одного телевизионного кадра.



Фиг. 3. Северная часть скопления МЗ (а), сфотографированная на телескопе МТМ-500 с помощью телевизионной системы (экспозиция 16 сек.); репродукция фотографии того же участка скопления МЗ (б), сделанной на 200" телескопе

Кружками отмечены звезды F4—18^m,5; 1,3 — 19^m,9; 2 — 20^m,2; 4 — 20^m,5

Работа проводилась как в режиме непрерывного считывания, так и в режиме накопления информации на мишени суперорбитона. В последнем случае время накопления на мишени составляло 0,32 сек. Изображение с экрана видеоконтрольного устройства фотографировалось на пленку типа А-2 (чувствительность 180 ед. ГОСТ) в режиме накопления световой информации. Чтобы избежать завышения проникающей способности аппаратуры, были выбраны экспозиции, превосходящие постоянную времени системы в десять раз и более, а именно 4, 16 и 60 сек.

Проникающая способность определялась по звездам северной части скопления М 3 [8], где фотовизуальные величины определены фотографически до $21^m.2$. Поскольку наша фотометрическая система получена с мультищелочным фотокатодом, имеющим весьма широкую область спектральной чувствительности (0,3—0,9 $\mu\text{к}$), то проникающая способность применявшейся аппаратуры, оцененная по звездам скопления М 3 (показатель цвета около +0,5), может быть несколько завышена.

В ночь с 17 на 18. II 1964 г. было получено около 20 фотографий скопления М 3. Проникающая способность определялась следующим образом. На каждом снимке отождествлялись несколько (обычно 5—6) самых слабых звезд *, для каждого снимка вычислялось среднее значение их звездных величин. Затем эти значения были усреднены для всех кадров, снятых в одном и том же режиме и с одной и той же экспозицией **. Средняя ошибка результатов $\pm 0^m.1 \div 0^m.2$.

Экспозиция t , сек	Предельная звездная величина		Число квантов $N_{\text{зв}}$	Контраст k , %
	m_1	m_2		
4	$20,0^m$ (3)	$20,2^m$ (3)	80	55
16	$20,2^m$ (2)	$20,7^m$ (4)	220	40
60	$20,9^m$ (1)	$21,1^m$ (2)	530	25

Полученные значения проникающей способности приведены в таблице. В 1-м столбце указана величина экспозиции, во 2-м и 3-м — предельные звездные величины m_1 и m_2 для режимов непрерывного считывания и накопления на мишени соответственно (в скобках показано число кадров, использованных для усреднения). Различие в проникающей способности в обоих случаях объясняется большей эффективностью накопления на мишени, чем на пленке. В 4-м столбце приведено число квантов, полученных фотокатодом от предельно слабых звезд в течение соответствующих экспозиций.

На фиг. 3, а приведена репродукция одного из снимков северной части скопления М 3. Время накопления одного телевизионного кадра составляло 0,32 сек., а время полной экспозиции 16 сек. Необходимо отметить, что слабые звезды на репродукции видны значительно хуже, чем на негативе.

На фиг. 3, б в том же масштабе приведена репродукция фотографии скопления М 3, сделанной на 200" телескопе [9]. Кружками отмечены звезды $F4-18^m.5$; $1,3-19^m.9$; $2-20^m.2$; $4-20^m.5$.

По данным таблицы с учетом формулы (6а) построена характеристика пороговой чувствительности телевизионной системы (кружки и кривые

* Отношение сигнал/шум для этих звезд, как показало фотометрирование, около единицы.

** Под величиной экспозиции понимается общее время накопления световой энергии в телевизионной системе (включая фотопленку).

3 на фиг. 1). Анализ ее показывает, что при малых экспозициях экспериментальная кривая приближается к теоретической для квазиидеального приемника (кривая 2, фиг. 1). Из фиг. 2 видно, что при t , равном 4 сек., достигнутая нами проникающая способность (кривая 3) всего на $0^m,5$ хуже теоретической (кривая 2). Увеличение времени экспозиции приводит к большим расхождениям с теоретическими данными; это, возможно, объясняется несовершенством накопления в телевизионной системе.

Для оценки величины контраста звезд на входе телевизионной системы (фокальная плоскость телескопа) $k = \bar{N}_{\text{зв}}/\bar{N}_{\text{ф}}$ надо знать как размер турбулентного диска звезды, так и величину потери контраста в оптике телескопа. Измерение этих величин не производилось, поэтому пришлось ограничиться только приближенной оценкой величины контраста. Результаты измерений размеров изображений звезд на негативах, в пересчете на масштаб фотокатода, дали значение диаметра слабых звезд, равное $0,1$ мм, что соответствует $\sim 3'',1$. Величины пороговых значений контраста, вычисленные по формулам (6) и (6а) без учета потерь контраста в оптике телескопа, приведены в 5-м столбце таблицы и показаны на графике 1 кружками и штрих-пунктирной линией 3.

Отметим, что при экспозиции 60 сек. ($\bar{N}_{\text{зв}} = 500$ квантов) зарегистрированы звезды с контрастом 25%, в то время как теоретически при тех же условиях при $\epsilon = 0,1$ возможно наблюдение звезд с контрастом 10%. При меньших экспозициях изображения предельно слабых звезд имеют больший контраст. Так, при $t = 4$ сек. ($\bar{N}_{\text{зв}} = 80$ квантов) зарегистрированы звезды с контрастом $k = 55\%$; теоретически при тех же условиях возможна регистрация контраста $k = 40\%$.

Результаты работы показывают, что применение высокочувствительной телевизионной системы позволяет на телескопе среднего размера за время экспозиции от нескольких секунд до минуты регистрировать звезды $20-21^m$. При этих экспозициях пороговая чувствительность телевизионной системы близка к идеальной, обусловленной лишь флуктуациями фототока.

Таким образом, применение телевизионного метода позволяет достаточно близко подойти к теоретическому пределу регистрации предельно малых световых потоков. Это открывает широкие возможности для изучения быстропеременных процессов в нестационарных звездах, а также дает возможность регистрировать движущиеся объекты, имеющие малую яркость.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. Б. Никонову за ценные советы во время проведения работы и обсуждения ее результатов, а также Г. М. Попову за помощь и советы при исследовании зеркала телескопа.

18 мая 1964 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. С. Агапов, В. Ф. Аписимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьев, С. М. Синенко. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 30, 3.
2. R. K. H. Gebel, L. Devol. Ohio J. Science, 1962, 62, 289.
3. W. T. Powers, R. S. Aikens. Applied Optics, 1963, 2, 157.
4. Е. С. Ратнер. Оптика и спектроскопия, 1960, 9, 101.
5. R. K. H. Gebel, R. R. Hayslett, L. R. Wylie. Ohio J. Science, 1962, 62, N 4, 191.
6. Е. К. Завойский, М. М. Бутслов, Г. Е. Смолкин. Докл. АН СССР, 1956, 111, 996.
7. М. М. Бутслов, И. М. Копылов, В. Б. Никонов, А. Б. Северный, К. К. Чуваев. Астр. ж., 1962, 39, 315.
8. A. R. Sandage. Astron. J., 1953, 58, 61.
9. H. L. Johnson, A. R. Sandage. Astrophys. J., 1956, 124, 379.