

А К А Д Е М И Я   Н А У К   С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXVI



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА—1967



Редакционная коллегия:

Член-корреспондент 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)



## МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСЩЕПЛЕНИИ УРОВНЕЙ АТОМОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Д. Н. Рачковский*

Предложен простой метод вывода матрицы рассеяния для резонансной линии с любым типом расщепления уровней в магнитном поле. Предполагается чисто когерентное по частоте переизлучение квантов. Показано, что в общем случае можно представить матрицу рассеяния в виде суммы произведений матриц, зависящих только от одного аргумента.

THE SCATTERING MATRIX AT ARBITRARY SPLITTING OF ATOMIC LEVELS IN A MAGNETIC FIELD, by *D. N. Rachkovsky*.— A simple method is proposed for the deduction of the scattering matrix of a resonance line with any type of splitting of the levels in a magnetic field. Pure coherent quanta re-emission with frequency is assumed. It is shown that in the general case the scattering matrix can be represented by a sum of the products of matrices, which depend only on one argument.

Составление уравнений переноса излучения в магнитном поле осложняется трудностями при выводе условия лучистого равновесия.

Впервые уравнения лучистого равновесия в магнитном поле для некоторых резонансных линий были получены В. Е. Степановым [1]. Однако автор ограничивался при характеристике поляризованного излучения лишь двумя параметрами Стокса, тогда как в общем случае для полного описания излучения в магнитном поле требуются три параметра. По этой причине из всех матриц рассеяния, полученных В. Е. Степановым, строго правильной оказалась лишь одна — для резонансной линии перехода  $j = 0 \rightarrow j = 1$ .

В. Н. Обридко [2] получил правильную матрицу рассеяния для перехода  $j = 1 \rightarrow j = 0$ .

Общий с нашей точки зрения недостаток упомянутых работ — сложность метода получения матрицы рассеяния и необходимость повторения выкладок во всем их объеме для каждой новой линии. Форма записи матрицы рассеяния оказывается при этом неудобной для решения уравнений переноса излучения.

Ниже выводятся простые соотношения, на основании которых легко за несколько минут получить матрицу рассеяния для любой линии с любым характером расщепления верхнего и нижнего уровней. Матрица рассеяния автоматически получается в виде, наиболее удобном для решения уравнения переноса.

Нужно отметить, что у нас, как и в [1, 2], матрица рассеяния выводится для дипольного излучения. Характер переизлучения предполага-

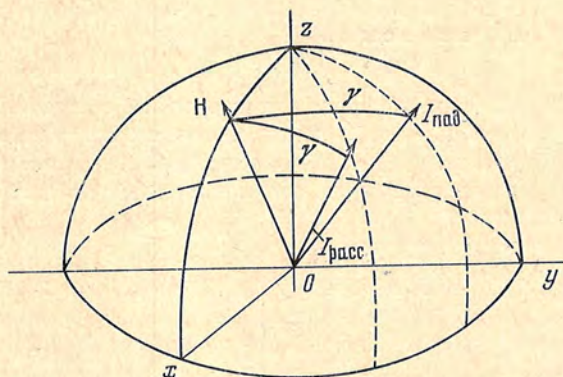


ется чисто когерентным по частоте; фазовыми зависимостями между квантами при переходах с верхних подуровней пренебрегается.

Выпишем коэффициенты поглощения и соответствующие им комплексные векторы поглощаемого излучения для переходов, характеризующихся изменением магнитного квантового числа  $\Delta m$ .

| $\Delta m$ | Коэффициент поглощения              | Комплексный вектор                                                         |       |
|------------|-------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|-------|
| $-1$       | $\frac{1}{2}k_2(1 + \cos^2 \gamma)$ | $\mathbf{e}_2 = \frac{x_0 \cos \gamma + y_0 i}{(1 + \cos^2 \gamma)^{1/2}}$ | } (1) |
| $+1$       | $\frac{1}{2}k_1(1 + \cos^2 \gamma)$ | $\mathbf{e}_1 = \frac{x_0 \cos \gamma - y_0 i}{(1 + \cos^2 \gamma)^{1/2}}$ |       |
| $0$        | $k_0 \sin^2 \gamma$                 | $\mathbf{e}_0 = x_0$                                                       |       |

Если за ось  $z$  выбрать направление распространения луча, то оси  $x$  и  $y$  образуют с осью  $z$  правую систему координат, причем оси  $x$  и  $z$  лежат



Фиг. 1. Относительное расположение направлений падающего и рассеянного квантов и вектора напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$

в одной плоскости с вектором напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  (фиг. 1).  $x_0$  и  $y_0$  — единичные векторы вдоль осей  $x$  и  $y$ . Коэффициенты  $k_{1,2,0}$  для линий с нормальным эффектом Зеемана равны

$$k_1(v - \Delta v_H) = k_2(v + \Delta v_H) = k_0(v); \quad (2)$$

здесь  $k_0(v)$  — коэффициент поглощения в отсутствие магнитного поля. Легко определить величины  $k_{1,2,0}$  для линии с любым типом расщепления [1].

Рассмотрим сначала переход, соответствующий изменению  $\Delta m = -1$  при поглощении. Если из падающего на атом излучения выделить составляющую  $I_2$  с поляризацией, характеризуемой комплексным вектором

$$\mathbf{e}_2 = \frac{x_0 \cos \gamma + y_0 i}{(1 + \cos^2 \gamma)^{1/2}}, \quad (3)$$

то поглощенное излучение характеризуется параметрами Стокса в системе векторов  $\mathbf{e}_2$  и  $\mathbf{e}'_2$ :

$$\Delta I_2 = \frac{1}{2}k_2(1 + \cos^2 \gamma) I_2, \quad \Delta I'_2 = \Delta V_2 = \Delta U_2 = 0. \quad (4)$$

Для переходов с  $\Delta m = +1$  и  $\Delta m = 0$  совершенно аналогично получаем

$$\Delta I_1 = \frac{1}{2}k_1(1 + \cos^2 \gamma) I_1, \quad \Delta I'_1 = \Delta V_1 = \Delta U_1 = 0, \quad (5)$$

$$\Delta I_0 = k_0 \sin^2 \gamma I_0, \quad \Delta I'_0 = \Delta V_0 = \Delta U_0 = 0.$$



Если, например, на верхний подуровень возможны все три типа переходов, то населенность такого подуровня пропорциональна

$$N \sim k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) (k_1 I_1 + k_2 I_2). \quad (6)$$

Будем считать, что переходы вниз совершаются без изменения частоты. Разделим верхние подуровни на три типа по числу возможных переходов с них. Для уровней, с которых возможен только один переход, при излучении имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_{1,2} &= \frac{3k_{1,2}}{32\pi} (1 + \cos^2 \gamma') (1 + \cos^2 \gamma) I_{1,2}, \\ \Delta I_0 &= \frac{3}{8\pi} k_0 \sin^2 \gamma' \sin^2 \gamma I_0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь параметры  $I_2$ ,  $I_1$ ,  $I_0$  соответствуют комплексным векторам  $\mathbf{e}_2$ ,  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_0$ . Углы  $\gamma$  и  $\gamma'$  равны соответственно углам между падающим или рассеянным лучом и направлением магнитного поля. Коэффициенты в (7) определяются нормировкой.

Для уровней, с которых возможны два перехода, имеем два варианта. Первый: излучение возможно в поляризации, соответствующей векторам  $\mathbf{e}_2$  и  $\mathbf{e}_0$ , тогда

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_0 &= \frac{3}{8\pi} \frac{k_0}{k_0 + k_2} \sin^2 \gamma' \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} k_2 (1 + \cos^2 \gamma) I_2 \right\}, \\ \Delta I_2 &= \frac{3}{16\pi} \frac{k_2}{k_0 + k_2} (1 + \cos^2 \gamma') \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} k_2 (1 + \cos^2 \gamma) I_2 \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Второй вариант: излучение соответствует векторам  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}_0$ :

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_0 &= \frac{3}{8\pi} \frac{k_0}{k_0 + k_1} \sin^2 \gamma' \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} k_1 (1 + \cos^2 \gamma) I_1 \right\}, \\ \Delta I_1 &= \frac{3}{16\pi} \frac{k_1}{k_0 + k_1} (1 + \cos^2 \gamma') \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} k_1 (1 + \cos^2 \gamma) I_1 \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Если с верхнего уровня возможны все три перехода, то для излучения с такого уровня имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_0 &= \frac{3}{8\pi} \frac{k_0}{k_0 + k_1 + k_2} \sin^2 \gamma' \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) (k_1 I_1 + k_2 I_2) \right\}, \\ \Delta I_{1,2} &= \frac{3}{16\pi} \frac{k_{1,2}}{k_0 + k_1 + k_2} (1 + \cos^2 \gamma') \left\{ k_0 \sin^2 \gamma I_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \gamma) (k_1 I_1 + k_2 I_2) \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Перейдем в (7)–(10) к параметрам  $I_0$ ,  $I_0'$ ,  $V_0$ . Для этого заметим, что переход между двумя системами параметров Стокса определяется соотношением

$$I_2 = \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & \frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{2}} \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & -\frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{2}} \\ -\frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{2}} & \frac{\sin 2\varphi}{\sqrt{2}} & \cos 2\varphi \end{vmatrix} I_0 = \hat{L}(\varphi) I_0. \quad (11)$$

В (11) вместо обычно применяемого параметра  $V$  мы ввели  $V'$ :

$$V' = \frac{V}{\sqrt{2}}. \quad (12)$$



Можно записать:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{0,1,2} &= \hat{L}(\varphi_{0,1,2}) \mathbf{I}_0, \\ \mathbf{I}_0 &= \hat{L}(-\varphi_{0,1,2}) \mathbf{I}_{0,1,2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Углы  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_0$  определим, приравнявая соответствующий вектор  $\mathbf{e}$  из (1) и вектор

$$\mathbf{e} = \cos \varphi \mathbf{x}_0 + i \sin \varphi \mathbf{y}_0. \quad (14)$$

Получаем:

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi_{1,2} &= \frac{\cos \gamma}{(1 + \cos^2 \gamma)^{1/2}}, \quad \sin \varphi_{1,2} = \frac{\mp 1}{(1 + \cos^2 \gamma)^{1/2}}, \\ \cos \varphi_0 &= 1, \quad \sin \varphi_0 = 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

В качестве примера рассмотрим третье из уравнений (10). Умножая правую и левую части (10) слева на матрицу  $\hat{L}(-\varphi_2)$  и переходя в правой части уравнения к системе  $\mathbf{I}_0$ , получаем

$$\Delta \mathbf{I}_0 = \frac{3}{32\pi} \frac{k_2}{k_0 + k_1 + k_2} \{k_0 \hat{r}(\gamma') \tilde{\pi}(\gamma) + k_1 \hat{r}(\gamma') \tilde{l}(\gamma) + k_2 \hat{r}(\gamma') \tilde{r}(\gamma)\} \mathbf{I}_0, \quad (16)$$

где

$$\hat{r}(\gamma) = \begin{vmatrix} \cos^2 \gamma & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ \sqrt{2} \cos \gamma & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \hat{l}(\gamma) = \begin{vmatrix} \cos^2 \gamma & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ -\sqrt{2} \cos \gamma & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad \hat{\pi}(\gamma) = \begin{vmatrix} 2 \sin^2 \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (17)$$

Уравнения (7)–(10) теперь можно записать:

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{I}_0 &= \frac{3}{32\pi} k_2 \hat{r}(\gamma') \tilde{r}(\gamma) \mathbf{I}_0, \\ \Delta \mathbf{I}_0 &= \frac{3}{32\pi} k_1 \hat{l}(\gamma') \tilde{l}(\gamma) \mathbf{I}_0, \\ \Delta \mathbf{I}_0 &= \frac{3}{32\pi} k_0 \hat{\pi}(\gamma') \tilde{\pi}(\gamma) \mathbf{I}_0; \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta \mathbf{I}_0 &= \frac{3}{32\pi} \frac{1}{k_0 + k_2} \{k_0 \hat{\pi}(\gamma') + k_2 \hat{r}(\gamma')\} \{k_0 \tilde{\pi}(\gamma) + k_2 \tilde{r}(\gamma)\} \mathbf{I}_0, \\ \Delta \mathbf{I}_0 &= \frac{3}{32\pi} \frac{1}{k_0 + k_1} \{k_0 \hat{\pi}(\gamma') + k_1 \hat{l}(\gamma')\} \{k_0 \tilde{\pi}(\gamma) + k_1 \tilde{l}(\gamma)\} \mathbf{I}_0; \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\Delta \mathbf{I}_0 = \frac{3}{32\pi} \frac{1}{k_0 + k_1 + k_2} \{k_0 \hat{\pi}(\gamma') + k_1 \hat{l}(\gamma') + k_2 \hat{r}(\gamma')\} \{k_0 \tilde{\pi}(\gamma) + k_1 \tilde{l}(\gamma) + k_2 \tilde{r}(\gamma)\} \mathbf{I}_0. \quad (20)$$

Таким образом, (20) представляет собой излучение с любого верхнего подуровня. В каждом конкретном случае необходимо выяснить, какие из коэффициентов  $k_{0,1,2}$  равны нулю. Для каждого рассматриваемого перехода имеем столько уровней типа (20), сколько верхних подуровней. Можно уменьшить их число, комбинируя любые три в одно произведение матриц. Примеры такого объединения будут приведены ниже.

Рассмотрим резонансный переход  $j = 0 \rightarrow j = 1$ . Так как верхний уровень не расщепляется и с него возможны три перехода, то матрица рассеяния получается сразу из (20). Запишем ее так:

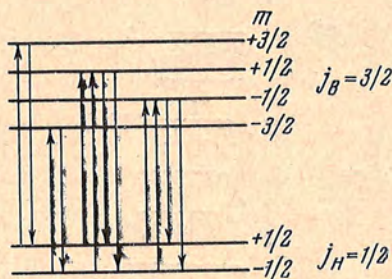
$$\hat{S}(\gamma', \gamma) = \frac{3}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma') \tilde{\beta}(\gamma), \quad (21)$$

$$\text{где } \hat{\beta}(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{k_0 + k_1 + k_2}} \begin{vmatrix} (k_1 + k_2) \cos^2 \gamma & 0 & 0 \\ k_2 + k_1 & 0 & 0 \\ \sqrt{2}(k_2 - k_1) \cos \gamma & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (22)$$



Для резонансного перехода  $j = 1 \rightarrow j = 0$  верхний уровень расщепляется на три подуровня. С каждого из них возможен только один переход. Следовательно, имеем три выражения (18). Так как каждое из них состоит из произведения матрицы с одним столбцом на матрицу с одной строчкой, причем только один ряд в этих матрицах имеет элементы, отличные от нуля, то, как легко проверить непосредственным вычислением,

Фиг. 2. Схема уровней линии  $cj_B = 3/2, l_H = 1/2$



их можно объединить в одно произведение матриц. Первое из произведений (18) займет соответственно первый столбец и первую строку объединенной матрицы, второе займет второй столбец и вторую строку. Соответствующее место займет третье из произведений (18). Выражая матрицу рассеяния в виде (21), получим

$$\hat{\beta}(\gamma) = \begin{vmatrix} \sqrt{k_2} \cos^2 \gamma & \sqrt{k_1} \cos^2 \gamma & 2\sqrt{k_0} \sin^2 \gamma \\ \sqrt{k_2} & \sqrt{k_1} & 0 \\ \sqrt{2k_2} \cos \gamma & -\sqrt{2k_1} \cos \gamma & 0 \end{vmatrix}. \quad (23)$$

Рассмотрим линию с  $j = 3/2 \rightarrow j = 1/2$ . На фиг. 2 показаны возможные переходы в этой линии. Обозначим коэффициенты  $k$  следующим образом:

$$k_{1/2 \rightarrow 3/2} = k'_1, \quad k_{1/2 \rightarrow 1/2} = k'_0, \quad k_{1/2 \rightarrow -1/2} = k'_2, \\ k_{-1/2 \rightarrow 3/2} = k''_2, \quad k_{-1/2 \rightarrow 1/2} = k''_1, \quad k_{-1/2 \rightarrow -1/2} = k''_0.$$

Используя формулы (18), (19), получаем

$$\left. \begin{aligned} \Delta I_0 &= \frac{3}{32\pi} k'_1 \hat{l}(\gamma') \tilde{l}(\gamma) I_0, \\ \Delta I_0 &= \frac{3}{32\pi} k''_2 \hat{r}(\gamma') \tilde{r}(\gamma) I_0, \\ \Delta I_0 &= \frac{3}{32\pi} \frac{1}{k'_0 + k''_1} \{k'_0 \hat{\pi}(\gamma') + k''_1 \hat{l}(\gamma')\} \{k'_0 \tilde{\pi}(\gamma) + k''_1 \tilde{l}(\gamma)\} I_0, \\ \Delta I_0 &= \frac{3}{32\pi} \frac{1}{k'_0 + k''_2} \{k''_0 \hat{\pi}(\gamma') + k'_2 \hat{r}(\gamma')\} \{k''_0 \tilde{\pi}(\gamma) + k'_2 \tilde{r}(\gamma)\} I_0. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Эти соотношения можно группировать различными способами, например:

$$\Delta I_0 = \frac{2}{32\pi} \{ \hat{\beta}_1(\gamma') \tilde{\beta}_1(\gamma) + \hat{\beta}_2(\gamma') \tilde{\beta}_2(\gamma) \} I_0, \quad (25)$$

где

$$\hat{\beta}_1(\gamma) = \{ \sqrt{k''_2} \gamma, \sqrt{k'_1} \gamma, 0 \} = \begin{vmatrix} \sqrt{k''_2} \cos^2 \gamma & \sqrt{k'_1} \cos^2 \gamma & 0 \\ \sqrt{k''_2} & \sqrt{k'_1} & 0 \\ \sqrt{2k''_2} \cos \gamma & -\sqrt{2k'_1} \cos \gamma & 0 \end{vmatrix}, \quad (26)$$



$$\begin{aligned}
\hat{\beta}_2(\gamma) &= \left\{ \sqrt{\frac{k_0'}{k_0' + k_1''}} \pi(\gamma) + \sqrt{\frac{k_1''}{k_0' + k_1''}} l(\gamma), \right. \\
&\quad \left. \sqrt{\frac{k_0''}{k_0'' + k_2'}} \pi(\gamma) + \sqrt{\frac{k_2'}{k_0'' + k_2'}} r(\gamma), 0 \right\} = \\
&= \begin{vmatrix} 2 \sqrt{\frac{k_0'}{k_0' + k_1''}} \sin^2 \gamma + & 2 \sqrt{\frac{k_0''}{k_0'' + k_2'}} \sin^2 \gamma + & 0 \\ + \sqrt{\frac{k_1''}{k_0' + k_1''}} \cos^2 \gamma & + \sqrt{\frac{k_2'}{k_0'' + k_2'}} \cos^2 \gamma & \\ \sqrt{\frac{k_1''}{k_0' + k_1''}} & \sqrt{\frac{k_2'}{k_0'' + k_2'}} & 0 \\ - \sqrt{2 \frac{k_1''}{k_0' + k_1''}} \cos \gamma & \sqrt{2 \frac{k_2'}{k_0'' + k_2'}} \cos \gamma & 0 \end{vmatrix} \quad (27)
\end{aligned}$$

Из изложенного ясно, что общий вид матрицы рассеяния для любой резонансной линии можно представить так:

$$\hat{S}(\gamma', \gamma) = \frac{3}{32\pi} \sum_i \hat{\beta}_i(\gamma') \tilde{\beta}_i(\gamma). \quad (28)$$

Отметим замечательное свойство матрицы (28) — разложение ее на сумму множителей, зависящих только от одного угла  $\gamma$  или  $\gamma'$ . Это позволяет интегрировать уравнения переноса излучения несмотря на то, что матрица поглощения и матрица рассеяния одновременно не диагонализуются.

19 декабря 1935 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 27, 140.
2. В. Н. Обридко. Астрон. ж., 1965, 42, № 1, 102.



ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Н. Рачковский

Рассматривается образование линии поглощения с любым типом расщепления уровней в магнитном поле. Решены уравнения переноса для параметров Стокса в предположении однородной атмосферы с постоянным магнитным полем. Учтены как истинное поглощение, так и рассеяние излучения в линии.

Проведены некоторые предварительные расчеты. Сравнивались две линии с нормальным всемановским триплетом (переходы  $i = 1 \rightarrow i = 0$  и  $i = 0 \rightarrow i = 1$ ). Изменения параметров Стокса  $I$ ,  $Q$  с частотой внутри обеих линий почти аналогичны. Для полей, близких к поперечным, параметр  $V$  может сильно различаться.

THE FORMATION OF ABSORPTION LINES IN A MAGNETIC FIELD, by D. N. Rachkovsky.— The formation of absorption lines with any type of splitting of the levels in a magnetic field is considered. Transfer equations for the Stokes parameters are solved, assuming a homogeneous atmosphere with a constant magnetic field. True absorption and radiative scattering are taken into account.

Some preliminary calculations are made. Two lines with a normal Zeeman triplet (transitions  $i = 1 \rightarrow i = 0$  and  $i = 0 \rightarrow i = 1$ ) are compared. The variations of the Stokes parameters  $I$  and  $Q$  with frequency in both lines are quite similar. The parameter  $V$  can differ significantly in the case of fields which are almost transversal.

В [1—3] была решена задача образования линии поглощения при условии чисто когерентного переизлучения квантов по частоте для перехода  $j = 0 \rightarrow j = 1$ . В [2] было показано, что при полном перераспределении рассеянных квантов по частотам теория, развитая в [1], легко обобщается на случай любой резонансной дипольной линии. Оказывается, что при чисто когерентном рассеянии уравнения переноса также могут быть решены в общем случае.

В [4] нам удалось представить матрицу рассеяния для произвольной резонансной линии в виде суммы произведений отдельных матриц, зависящих только от одного аргумента — угла падения или угла рассеяния кванта.

Такая форма записи матрицы рассеяния позволяет обобщить теорию, развитую в [1] на случай линии с произвольным типом расщепления уровней. Как и в [1], здесь мы рассматриваем образование линии в полубесконечной атмосфере с однородным магнитным полем и постоянным отношением (с оптической глубиной) коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре.



## § 1. Уравнения переноса излучения

В [4] матрица рассеяния была представлена в виде

$$\hat{S}(\gamma, \gamma') = \frac{3}{32\pi} \sum_i \hat{\beta}_i(\gamma) \tilde{\beta}_i(\gamma'). \quad (1)$$

Для сокращения выкладок опустим в (1) знак суммы; фактически это означает, что будем рассматривать линии, у которых верхний уровень расщепляется не больше чем на три компоненты. В § 6 мы снова вернемся к матрице рассеяния вида (1).

Уравнения переноса излучения, записанные в параметрах Стокса  $I_1, I'_1, V_1$ , имеют вид

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} I_1 = (1 + \alpha) I_1 - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\kappa} \int \hat{\beta}(\gamma) \tilde{\beta}(\gamma') I_1 d\omega' - \frac{(1+\beta_0\tau)}{2} (1 + \varepsilon\alpha) B_0. \quad (2)$$

Обозначения здесь приняты те же, что и в [4].

Матрица  $(1 + \alpha)$  получена впервые Унно [5] и имеет вид

$$(1 + \alpha) = \begin{vmatrix} 1 + \eta_0 \sin^2 \gamma + \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \cos^2 \gamma & 0 & \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\sqrt{2}} \cos \gamma \\ 0 & 1 + \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} & \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\sqrt{2}} \cos \gamma \\ \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\sqrt{2}} \cos \gamma & \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\sqrt{2}} \cos \gamma & 1 + \frac{\eta_0}{2} \sin^2 \gamma + \\ & & + (1 + \cos^2 \gamma) \frac{\eta_1 + \eta_2}{4} \end{vmatrix}. \quad (3)$$

В целях симметризации здесь введен новый параметр  $V'$ , определяемый соотношением

$$V' = \frac{V}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Несмотря на то, что введение параметров  $I_+ = \{I_+, I_-, V\}$  (см. [6, 7]), диагонализующее матрицу  $\hat{\alpha}$ , не разделяет уравнения (2), так как при этом вообще матрица  $\hat{\beta}_i(\gamma) \tilde{\beta}_i(\gamma')$  не диагонализуется, решение уравнений переноса, записанных в параметрах  $I_+$ , все же проще. Перейдем в (2) к параметрам  $I_+$ , используя соотношения (23), (24) [7]:

$$I_1 = \hat{L}(-\varphi) I_+, \quad I_+ = \hat{L}(\varphi) I_1. \quad (5)$$

Получим

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} I_+ &= \hat{L}(\varphi) (1 + \alpha) \hat{L}(-\varphi) I_+ - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\kappa} \int_{4\pi} \hat{L}(\varphi) \hat{\beta}(\gamma) \tilde{\beta}(\gamma') \times \\ &\times \hat{L}(-\varphi) I_+ d\omega' - \frac{1+\beta_0\tau}{2} \hat{L}(\varphi) (1 + \varepsilon\alpha) \hat{L}(-\varphi) B_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Выражение для  $\hat{L}(\varphi) (1 + \alpha) \hat{L}(-\varphi)$  было получено в [7]:

$$(1 + \eta_+) = \begin{vmatrix} 1 + \eta_+ & 0 & 0 \\ 0 & 1 + \eta_- & 0 \\ 0 & 0 & 1 + \frac{1}{2}(\eta_+ + \eta_-) \end{vmatrix}; \quad (7)$$



здесь

$$\eta_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ \eta_1 + \eta_2 + \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2\eta_0 - \eta_1 - \eta_2) \pm \sqrt{\frac{\sin^4 \gamma}{4} (2\eta_0 - \eta_1 - \eta_2)^2 + \cos^2 \gamma (\eta_1 - \eta_2)^2} \right], \quad (8)$$

нужно отметить, что (8) имеет одинаковый вид для любой линии. Введем обозначения:

$$\hat{\beta}_+(\gamma) = \frac{1}{\kappa} \hat{L}(\varphi) \hat{\beta}(\gamma) = \begin{vmatrix} \cos^2 \varphi & \sin^2 \varphi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi \\ \sin^2 \varphi & \cos^2 \varphi & -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{vmatrix} \frac{\hat{\beta}(\gamma)}{\kappa}. \quad (9)$$

Угол  $\varphi$  определяется [7]

$$\left. \begin{aligned} \cos 2\varphi &= \frac{a}{c}, \quad \sin 2\varphi = \frac{b}{c}, \\ a &= \frac{\sin^2 \gamma}{2} (2\eta_0 - \eta_1 - \eta_2), \quad b = \cos \gamma (\eta_2 - \eta_1), \quad c = \sqrt{a^2 + b^2}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Используя (7), (9), перепишем (6):

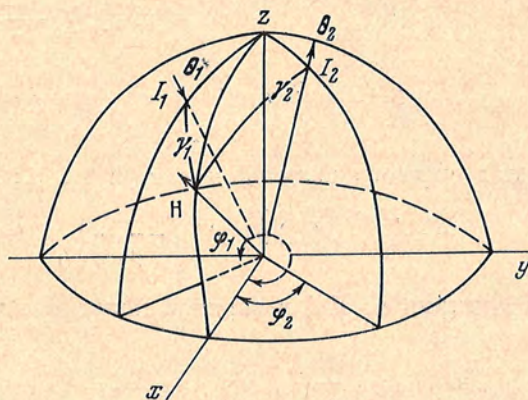
$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_+ = (1 + \hat{\eta}_+) \mathbf{I}_+ - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \int_{4\pi} \hat{\beta}_+(\gamma) \tilde{\beta}_+(\gamma') \mathbf{I}_+ d\omega' - \frac{1 + \beta_0 \tau}{2} (1 + \hat{\varepsilon}_+^1) \mathbf{B}_0. \quad (11)$$

## § 2. Принцип взаимности

Пусть на плоскопараллельную атмосферу с магнитным полем напряженности  $H$  падает поток излучения интенсивности  $I_1$ . Рассеянное атмосферой излучение имеет интенсивность  $I_2$  (фиг. 1). Предполагается, что

Фиг. 1. К выводу принципа взаимности

$I_1$  — падающий луч света,  $I_2$  — рассеянный,  $H$  — направление вектора напряженности магнитного поля, ось  $z$  — [нормаль к атмосфере]



параметры  $I_1$  и  $I_2$  записаны в системе векторов  $e_+$ ,  $e_-$ , которые определяются углом между лучом и направлением магнитного поля. Запишем связь между  $I_1$  и  $I_2$  в виде

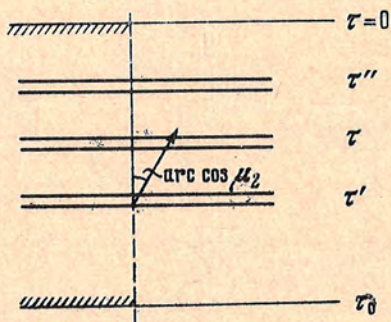
$$I_2 = \mu_0 (1 - \varepsilon) \hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1. \quad (12)$$



Поменяем направления падающего и рассеянного лучей на обратные. Записывая интенсивности в параметрах, соответствующих новым направлениям, получим

$$\bar{I}_2 = \mu_2 (1 - \varepsilon) \hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2) \bar{I}_1. \quad (13)$$

Выясним связь между функциями  $\hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1)$  и  $\hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2)$ . Обозначим через  $\hat{\varepsilon}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1$  энергию излучения единицы объема в направлении  $(\varphi_2, \theta_2)$  на глубине  $\tau'$  (фиг. 2) при освещении атмосферы потоком интенсивности  $I_1$ . Выбор параметров определяется углом  $\gamma_2$ . Выведем интегральное уравнение для матрицы  $\hat{\varepsilon}(\tau)$ .



Фиг. 2

Пусть  $\tau' > \tau$ . Интенсивность излучения, достигшего слоя, будет

$$\hat{\varepsilon}\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) \frac{1}{\mu_2'} I_1.$$

Здесь обозначено

$$\hat{\varepsilon}\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right) = \begin{vmatrix} \exp\left[-(1 + \eta_+') \frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right] & 0 & 0 \\ 0 & \exp\left[-(1 + \eta_-') \frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right] & 0 \\ 0 & 0 & \exp\left[-\left(1 + \frac{\eta_+ + \eta_-}{2}\right) \frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right] \end{vmatrix}. \quad (14)$$

Вклад от этого излучения в  $\varepsilon(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1$  запишется в виде

$$\frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}^3(\gamma_2) \tilde{\beta}(\gamma_2) \hat{\varepsilon}\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta_2', \varphi_2'; \pi - \theta_1, \varphi_1) \frac{1}{\mu_2'} I_1.$$

Интегрируя по  $d\omega_2'$  в верхней полусфере и по  $d\tau_1$ ,  $\tau' > \tau$ , получаем

$$\frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega_2'}{\mu_2'} \int_{\tau}^{\tau_0} \hat{\beta}(\gamma_2) \hat{\varepsilon}\left(\frac{\tau' - \tau}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta_2', \varphi_2'; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 d\tau'. \quad (15)$$

Аналогичным образом при  $\tau' < \tau$  имеем

$$\frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega_2'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \tilde{\beta}(\pi - \gamma_2) \hat{\varepsilon}\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \pi - \theta_2', \varphi_2'; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 d\tau'. \quad (16)$$



В [4] было показано, что для любой линии  $\hat{\beta}(\gamma)$  имеет  $\cos \gamma$  только в третьей строке. Произведение  $\hat{L}(\varphi)\hat{\beta}(\gamma) = \hat{\beta}_+(\gamma)$  опять имеет  $\cos \gamma$  только в третьей строке, поэтому

$$\hat{\beta}_+(\pi - \gamma) = \hat{i} \hat{\beta}_+(\gamma). \quad (17)$$

Здесь

$$\hat{i} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{vmatrix}. \quad (18)$$

С другой стороны, должно быть:

$$\hat{\varepsilon}(\tau'; \pi - \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 = \hat{\beta}(\pi - \theta'_2, \varphi'_2) \hat{\varepsilon}(\tau', \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1,$$

поэтому

$$\hat{\varepsilon}(\tau'; \pi - \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) = \hat{i} \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1). \quad (19)$$

Используя (17), (19) и учитывая, что  $\hat{\xi}$  диагональна, записываем (16):

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \hat{\beta}(\gamma_2') \hat{\xi}\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 d\tau'. \quad (20)$$

Объединим (20) и (15):

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \tilde{\beta}(\gamma_2') \hat{\xi}\left(\frac{|\tau - \tau'|}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 d\tau'. \quad (21)$$

Учитывая излучение, дошедшее до слоя  $\tau$  без рассеяния, имеем

$$\begin{aligned} \varepsilon(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_0 &= \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \tilde{\beta}(\pi - \gamma_1) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_1}\right) I_0 + \\ &+ \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \tilde{\beta}(\gamma_2') \hat{\xi}\left(\frac{|\tau - \tau'|}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) I_1 d\tau'. \end{aligned}$$

Поскольку вектор  $I_0$  произволен, можем записать:

$$\begin{aligned} \hat{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) &= \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \tilde{\beta}(\pi - \gamma_1) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_1}\right) + \\ &+ \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma_2) \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \tilde{\beta}(\gamma_2') \hat{\xi}\left(\frac{|\tau - \tau'|}{\mu_2'}\right) \hat{\varepsilon}(\tau'; \theta'_2, \varphi'_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) d\tau'. \quad (22) \end{aligned}$$

Пусть на оптической глубине  $\tau$  элемент объема освещается потоком интенсивности  $I_1(\theta, \varphi)$ . Обозначим через  $\hat{P}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \theta_1, \varphi_1) I_1$  часть потока  $I_1$ , которая рассеялась в рассматриваемом элементе объема и вышла затем из атмосферы под углом  $(\theta_2, \varphi_2)$ .

Пусть  $\tau' < \tau$ . Интенсивность излучения, рассеянного в слое  $\tau$ , а затем без рассеяний дошедшего до слоя  $\tau'$ , будет

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\xi}\left(\frac{\tau - \tau'}{\mu_2'}\right) \hat{\beta}(\gamma_2') \tilde{\beta}(\gamma_1) \frac{1}{\mu_2'} I_1.$$

Некоторая часть этого потока рассеется в слое  $\tau'$  и затем после многократных рассеяний выйдет из атмосферы под углом  $(\theta_2, \varphi_2)$ . Эта часть



будет равняться

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\mu_2'} \hat{P}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \theta_2', \varphi_2') \hat{\xi}\left(\frac{\tau-\tau'}{\mu_2'}\right) \hat{\beta}(\gamma_2') \tilde{\beta}(\gamma_1) \mathbf{I}_1;$$

интегрируя по  $\tau' < \tau$  и  $d\omega_2'$ , получаем

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \int_{2\pi} \frac{d\omega_2'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \hat{P}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \theta_2', \varphi_2') \hat{\xi}\left(\frac{\tau-\tau'}{\mu_2'}\right) \hat{\beta}(\gamma_2') \tilde{\beta}(\gamma_1) \mathbf{I}_1 d\tau'. \quad (23)$$

Пусть  $\tau < \tau''$ . Интенсивность излучения, рассеянного в слое  $\tau$ , а затем без рассеяния дошедшего до слоя  $\tau''$ , будет

$$\frac{3}{32\pi} (1-\varepsilon) \hat{\xi}\left(\frac{\tau''-\tau}{\mu_2''}\right) \hat{\beta}(\pi-\gamma_2'') \tilde{\beta}(\gamma_1) \frac{1}{\mu_2''} \mathbf{I}_1.$$

Аналогично предыдущему можно показать, что из атмосферы выйдет

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \int_{2\pi} \frac{d\omega''}{\mu_2''} \int_{\tau}^{\tau_0} \hat{P}(\tau''; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_2'', \varphi_2'') \hat{\xi}\left(\frac{\tau''-\tau}{\mu_2''}\right) \hat{\beta}(\pi-\gamma_2'') \tilde{\beta}(\gamma_1) \mathbf{I}_1 d\tau''. \quad (24)$$

Смысл функции  $P(\tau''; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_2'', \varphi_2'')$  указывает, что должно быть

$$\hat{P}(\tau''; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_2'', \varphi_2'') = \hat{C}(\tau''; \theta_2, \varphi_2) \tilde{\beta}(\pi-\theta_2'', \varphi_2'').$$

Используя (17), получаем

$$\hat{P}(\tau''; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_2'', \varphi_2'') = \hat{P}(\tau''; \theta_2, \varphi_2; \theta_2'', \varphi_2'') \hat{i}. \quad (25)$$

Поэтому (24) записывается аналогично (23), и мы эти формулы можем объединить. Учитывая также излучение, вышедшее без рассеяний, а также то, что вектор  $\mathbf{I}_1$  произволен, получаем

$$\begin{aligned} \hat{P}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \theta_1, \varphi_1) &= \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) \hat{\beta}(\gamma_2) \tilde{\beta}(\gamma_1) + \\ &+ \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \hat{P}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \theta_2', \varphi_2') \hat{\xi}\left(\frac{|\tau-\tau'|}{\mu_2'}\right) \hat{\beta}(\gamma_2') \tilde{\beta}(\gamma_1) d\tau'. \end{aligned} \quad (26)$$

Умножаем теперь (22) на  $\hat{i}$  справа, а затем транспонируем уравнение; получим

$$\begin{aligned} \hat{i} \tilde{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_1, \varphi_1) &= \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_1}\right) \hat{\beta}(\gamma_1) \tilde{\beta}(\gamma_2) + \\ &+ \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{i} \int_{2\pi} \frac{d\omega'}{\mu_2'} \int_0^{\tau} \tilde{\varepsilon}(\tau'; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_1, \varphi_1) \hat{\xi}\left(\frac{|\tau-\tau'|}{\mu_2'}\right) \hat{\beta}(\gamma_2') \tilde{\beta}(\gamma_2) d\tau'. \end{aligned} \quad (27)$$

Сравнивая (27) и (26), выводим

$$\hat{i} \tilde{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_1, \varphi_1) = \hat{P}(\tau; \theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2). \quad (28)$$

Выразим с помощью функций  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{P}$  интенсивность рассеянного атмосферой излучения:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_2(0; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_1, \varphi_1) &= \frac{1}{\mu_2} \int_0^{\tau_0} \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) \hat{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi-\theta_1, \varphi_1) \mathbf{I}_1 d\tau, \\ \mathbf{I}_2(0; \theta_1, \varphi_1; \pi-\theta_2, \varphi_2) &= \frac{1}{\mu_1} \int_0^{\tau_0} \hat{P}(\tau; \theta_1, \varphi_1; \pi-\theta_2, \varphi_2) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_1}\right) \mathbf{I}_1 d\tau. \end{aligned}$$



Используя определение (12), получаем

$$\left. \begin{aligned} \hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) &= \frac{1}{(1-\varepsilon)\mu_1\mu_2} \int_0^{\tau_0} \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) \hat{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) d\tau, \\ \hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2) &= \frac{1}{(1-\varepsilon)\mu_1\mu_2} \int_0^{\tau_0} \hat{P}(\tau; \theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) d\tau. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

Второе из равенств (29) записываем с помощью (28):

$$\hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2) = \frac{1}{(1-\varepsilon)\mu_1\mu_2} \int_0^{\tau_0} \hat{i} \hat{\varepsilon}(\tau; \pi - \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) d\tau,$$

или, используя соотношение (19):

$$\hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2) = \frac{1}{(1-\varepsilon)\mu_1\mu_2} \int_0^{\tau_0} \hat{i} \hat{\varepsilon}(\tau; \theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_2}\right) \hat{i} d\tau. \quad (30)$$

Умножая первое из уравнений (29) и уравнение (30) справа на  $\hat{i}$ , получаем

$$\hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) \hat{i} = \hat{i} \hat{\rho}(\theta_1, \varphi_1; \pi - \theta_2, \varphi_2). \quad (31)$$

Введем матрицу

$$\bar{\rho}_2(\theta_2, \varphi_2; \theta_1, \varphi_1) = \hat{\rho}(\theta_2, \varphi_2; \pi - \theta_1, \varphi_1) \hat{i}. \quad (32)$$

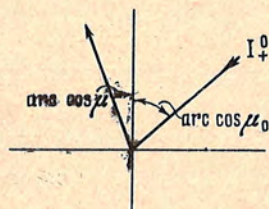
Имеем

$$\hat{\rho}_2(\theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2) = \bar{\rho}_2(\theta_2, \varphi_2; \theta_1, \varphi_1). \quad (33)$$

Это соотношение и будет выражением принципа взаимности в рассматриваемой задаче.

### § 3. Решение задачи о диффузном отражении

Атмосфера освещается потоком интенсивности  $I_+^0$  под углом, косинус которого равен  $\mu_0$ .



Фиг. 3

Уравнения переноса излучения записываются в виде

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{d}{d\tau} I_+ &= (1 + \eta_+) I_+ - \\ &- \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}_+(\gamma) \left\{ \int_{4\pi} \hat{\beta}_+(\gamma') I_+ d\omega' + \hat{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0 \right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

Выходящее из атмосферы излучение ищем в виде

$$I_+(0; \theta, \varphi) = \mu_0 (1 - \varepsilon) \hat{\rho}(\theta, \varphi; \pi - \theta_0, \varphi_0) I_+^0. \quad (35)$$



Для излучения, идущего вверх, на глубине  $\tau$

$$I_+(\tau, \theta) = (1 - \varepsilon) \mu_0 \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0 + \\ + (1 - \varepsilon) \int_{2\pi} \mu' \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') I_+(\tau, \pi - \theta') d\omega'.$$

Для сокращения записи здесь и в дальнейшем опустим азимут  $\varphi$ . Дифференцируя и полагая  $\tau = 0$ , имеем

$$\frac{d}{d\tau} I_+(\tau, \theta) = -(1 - \varepsilon) \rho(\theta, \pi - \theta_0) (1 + \hat{\eta}_+(\gamma_0)) I_+^0 + \\ + (1 - \varepsilon) \int_{2\pi} \mu' \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \frac{d}{d\tau} I_+(\tau; \pi - \theta') d\omega'. \quad (36)$$

Производные, входящие в (36), находим, используя (34):

$$\frac{d}{d\tau} I_+(\tau, \theta) = \frac{1}{\mu} (1 + \hat{\eta}_+(\gamma)) I_+(0, \theta) - \\ - \frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi\mu} \hat{\beta}_+(\gamma) \left\{ \int_{2\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') I_+(0, \theta') d\omega' + \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) I_+^0 \right\}, \\ \frac{d}{d\tau} I_+(\tau, \pi - \theta) = \frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi\mu} \hat{\beta}_+(-\gamma) \left\{ \int_{2\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') I_+(0, \theta') d\omega' + \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) I_+^0 \right\}.$$

Эти выражения с помощью (35) приводятся к виду

$$\frac{d}{d\tau} I_+(\tau, \theta) = (1 - \varepsilon) \left[ \frac{\mu_0}{\mu} (1 + \hat{\eta}_+(\gamma)) \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) - \right. \\ \left. - \frac{3\hat{\beta}_+(\gamma)}{32\pi\mu} \left\{ (1 - \varepsilon) \mu_0 \int_{2\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') \rho(\theta', \pi - \theta_0) d\omega' + \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \right\} \right] I_+^0, \\ \frac{d}{d\tau} I_+(\tau, \pi - \theta) = \\ = \frac{3(1 - \varepsilon)}{32\pi\mu} \beta_+(\pi - \gamma) \left\{ (1 - \varepsilon) \mu_0 \int_{2\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') \rho(\theta', \pi - \theta_0) d\omega' + \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \right\} I_+^0.$$

Подставим производные в (36). Учитывая произвольность вектора  $I_+^0$ , находим

$$\mu_0 (1 + \hat{\eta}_+(\gamma)) \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) + \mu \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) (1 + \hat{\eta}_+(\gamma_0)) = \\ = \frac{3}{32\pi} \left\{ \hat{\beta}_+(\gamma) + (1 - \varepsilon) \mu \int_{2\pi} \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \beta(\pi - \gamma') d\omega' \right\} \times \\ \times \left\{ \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) + (1 - \varepsilon) \mu_0 \int_{2\pi} \beta(\gamma') \rho(\theta', \pi - \theta_0) d\omega' \right\}. \quad (37)$$

Умножая (37) справа на  $\hat{i}$  и используя (17), (32), получаем

$$\mu_0 (1 + \hat{\eta}_+(\gamma)) \hat{\rho}_2(\theta, \theta_0) + \mu \rho_2(\theta, \theta_0) (1 + \hat{\eta}_+(\gamma_0)) = \\ = \frac{3}{32\pi} \left\{ \hat{\beta}_+(\gamma) + (1 - \varepsilon) \mu \int_{2\pi} \rho_2(\theta, \theta') \hat{\beta}(\gamma') d\omega' \right\} \times \\ \times \left\{ \tilde{\beta}_+(\gamma) + (1 - \varepsilon) \mu_0 \int_{2\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') \rho_2(\theta', \theta_0) d\omega' \right\}. \quad (38)$$



Вводим матрицу  $\Phi(\gamma)$  соотношением

$$\hat{\Phi}(\gamma) = \hat{\beta}_+(\gamma) + (1 - \varepsilon) \mu \int_{2\pi} \hat{\rho}_2(\theta, \theta') \beta_+(\gamma') d\omega'. \quad (39)$$

Подставляя (39) в (38), выводим

$$\rho_2^{ik}(\theta, \theta_0) = \frac{3}{32\pi} \frac{\Phi_{il}(\gamma) \Phi_{kl}(\gamma_0)}{\mu_0(1 + \eta_l(\gamma)) + \mu(1 + \eta_k(\gamma_0))}, \quad (40)$$

здесь

$$\eta_{1,2}(\gamma) = \eta_{\pm}(\gamma), \quad \eta_3(\gamma) = 1/2 (\eta_+(\gamma) + \eta_-(\gamma)).$$

Соотношения (32), (35), (39), (40) дают решение задачи о диффузном отражении от полубесконечной атмосферы с однородным произвольно ориентированным магнитным полем.

#### § 4. Диффузное отражение с учетом только однократного рассеяния

Численное решение системы (39), (40) можно проводить методом последовательных приближений. За первое приближение функции  $\hat{\Phi}(\gamma)$  берем  $\hat{\beta}(\gamma)$ , подставляем в (40) и находим  $\hat{\rho}_2(\theta, \theta_0)$ ; затем снова возвращаемся к уравнению (39) и так далее. Этот процесс аналогичен нахождению функции  $\Phi(\mu)$  при отсутствии магнитного поля. В связи с этим интересно выяснить физический смысл первого приближения функции  $\rho_2(\theta, \theta_0)$ . Покажем, что первое приближение функции  $\rho_2(\theta, \theta_0)$  соответствует учету только рассеяний первого порядка при отражении.

Пусть на атмосферу падает излучение интенсивности  $I_+^0$ . Без рассеяния доходит до слоя  $\tau$  интенсивность

$$\hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0.$$

Рассеивается на глубине  $\tau$  в направлении  $(\theta, \varphi)$  интенсивность

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\mu} \hat{\beta}_+(\gamma) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0 d\tau.$$

Выходит из атмосферы под углом  $(\theta, \varphi)$  интенсивность

$$\frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\mu} \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu}\right) \hat{\beta}_+(\gamma) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0 d\tau.$$

Интегрируя по всей толщине атмосферы, получаем

$$I(0; \theta, \varphi) = \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi\mu} \int_0^\infty \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu}\right) \hat{\beta}_+(\gamma) \tilde{\beta}_+(\pi - \gamma_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) I_+^0 d\tau.$$

Сравнивая с (35), находим:

$$\rho_2(\theta, \theta_0) = \frac{3}{32\pi\mu\mu_0} \int_0^\infty \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu}\right) \hat{\beta}_+(\gamma) \tilde{\beta}_+(\gamma_0) \hat{\xi}\left(\frac{\tau}{\mu_0}\right) d\tau.$$

Интегрируя это выражение, получаем

$$\rho_2^{ik} = \frac{3}{32\pi} \frac{\beta_{il}(\gamma) \beta_{kl}(\gamma_0)}{(1 + \eta_l(\gamma)) \mu_0 + (1 + \eta_k(\gamma_0)) \mu}. \quad (41)$$

Сравнивая (40) с (41), убеждаемся в справедливости утверждения, сказанного выше. Аналогичным образом можно показать, что второе прибли-



жение функции  $\hat{\rho}_2$  соответствует учету первого, второго и части третьего порядков рассеяния. На основании этого можно ожидать, что процесс последовательных приближений должен быстро сходиться для слишком глубоких линий.

## § 5. Образование линий поглощения

Перепишем уравнение (11):

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}_+ = (1 + \hat{\eta}_+) \mathbf{I}_+ - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}_+(\gamma) \int_{4\pi} \tilde{\beta}_+(\gamma') \mathbf{I}_+ d\omega' - \frac{1+\beta\tau}{2} (1 + \varepsilon \hat{\eta}_+) \mathbf{B}_0. \quad (11)$$

Следуя Басбридж [9], ищем частное решение, линейное при больших  $\tau$ , в виде

$$\mathbf{I}_+(\tau, \theta) = \frac{1}{2} (1 + \beta\tau) \mathbf{B}_0 + \frac{1}{2} \beta \cos \theta \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) \mathbf{B}_0; \quad (42)$$

здесь

$$\left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) = \begin{vmatrix} \frac{1}{1 + \eta_+} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{1 + \eta_-} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{2}{2 + \eta_+ + \eta_-} \end{vmatrix}. \quad (43)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что (42) является частным решением (11).

Ищем общее решение в виде

$$\mathbf{I}_+(\tau; \theta) = \frac{1}{2} (1 + \beta\tau) \mathbf{B}_0 + \frac{1}{2} \beta \cos \theta \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) \mathbf{B}_0 + \mathbf{I}^*(\tau, \theta). \quad (44)$$

Подставляя (44) в (11), получаем

$$\cos \theta \frac{d}{d\tau} \mathbf{I}^* = (1 + \hat{\eta}_+) \mathbf{I}^* - \frac{3(1-\varepsilon)}{32\pi} \hat{\beta}(\gamma) \int_{4\pi} \hat{\beta}(\gamma') \mathbf{I}^* d\omega'. \quad (45)$$

При граничных условиях

$$\mathbf{I}^*(0; \pi - \theta) = -\frac{1}{2} \mathbf{B}_0 + \frac{1}{2} \beta \cos \theta \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) \mathbf{B}_0. \quad (46)$$

Поэтому  $\mathbf{I}^*(0; \theta)$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^*(0, \theta) = & -\frac{1-\varepsilon}{2} \int_{2\pi} \mu' \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') d\omega' \mathbf{B}_0 + \\ & + \frac{(1-\varepsilon)\beta}{2} \int_{2\pi} \mu'^2 \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) \mathbf{B}_0 d\omega'. \end{aligned}$$

Следовательно, выходящее из атмосферы излучение записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{I}(0, \theta) = & \frac{1}{2} \left[ \mathbf{B}_0 + \beta \cos \theta \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) \mathbf{B}_0 - (1 - \varepsilon) \int_{2\pi} \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \mu' d\omega' \mathbf{B}_0 + \right. \\ & \left. + (1 - \varepsilon) \beta \int_{2\pi} \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \mu'^2 \left( \frac{\hat{1}}{1 + \eta_+} \right) d\omega' \mathbf{B}_0 \right]. \end{aligned} \quad (47)$$



Выражение (47) является более простым и более удобным для вычисления, чем полученное в [1].

Рассмотрим теперь резонансный переход  $j = 0 \rightarrow j = 1$ . В [1] матрица рассеяния для этой линии была записана так:

$$\hat{S}(\gamma, \gamma') = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{\eta_1 + \eta_2 + \eta_0} \begin{vmatrix} \eta_+(\gamma) & 0 \\ 0 & \eta_-(\gamma) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \eta_+(\gamma') & 0 \\ 0 & \eta_-(\gamma') \end{vmatrix}.$$

Как показано в [4], логичнее ее записать

$$\hat{S}(\gamma, \gamma') = \frac{3}{8\pi} \frac{1}{\eta_1 + \eta_2 + \eta_0} \begin{vmatrix} \eta_+(\gamma) & 0 \\ \eta_-(\gamma) & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \eta_+(\gamma') & \eta_-(\gamma') \\ 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (48)$$

Следовательно,

$$\hat{\beta}_+(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\eta_1 + \eta_2 + \eta_0}} \begin{vmatrix} \eta_+(\gamma) & 0 \\ \eta_-(\gamma) & 0 \end{vmatrix}. \quad (49)$$

Обозначая через  $\varphi_{ik}$  элементы матрицы  $\hat{\Phi}(\gamma)$ , а через  $\varphi_{\pm}(\gamma)$  функцию, определенную в [1], находим:

$$\varphi_{11}(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\eta_1 + \eta_2 + \eta_0}} \varphi_+(\gamma) \eta_+(\gamma), \quad (50)$$

$$\varphi_{21}(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\eta_1 + \eta_2 + \eta_0}} \varphi_-(\gamma) \eta_-(\gamma),$$

$$\varphi_{31} = \varphi_{13} = \varphi_{12} = \varphi_{22} = 0.$$

Контур линии поглощения определяется выражением

$$I_{\pm} = \frac{B_0}{2} \left\{ 1 + \beta \frac{\mu}{1 + \eta_{\pm}} - (1 - \varepsilon) A \frac{\eta_{\pm}}{1 + \eta_{\pm}} \varphi_{\pm} \left( \frac{\varphi_+ \frac{\eta'_+}{1 + \eta'_+}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_+}} \times \left( 1 - 3 \frac{\mu'}{1 + \eta'_+} \right) + \frac{\varphi_- \frac{\eta'_-}{1 + \eta'_-}}{\frac{\mu}{1 + \eta_{\pm}} + \frac{\mu'}{1 + \eta'_-}} \left( 1 + \beta \frac{\mu'}{1 + \eta'_-} \right) \right) \mu' d\omega' \right\}. \quad (15)$$

## § 6. Обобщение теории на случай линии с аномальным расщеплением Зеэмана

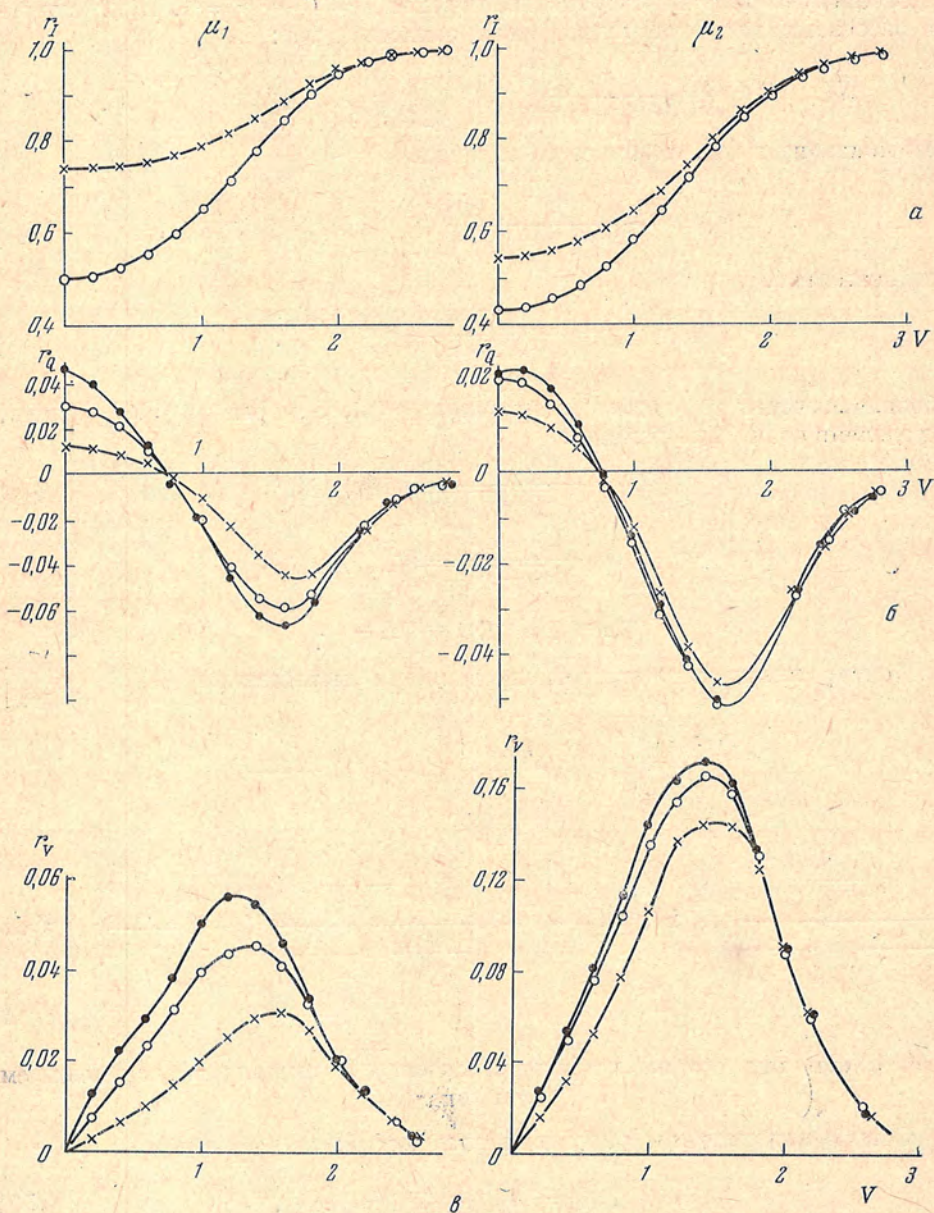
Общий вид матрицы рассеяния следующий:

$$\hat{S}(\gamma_2, \gamma_1) = \sum_j \hat{\beta}_j(\gamma_2) \tilde{\beta}_j(\gamma_1) \frac{3}{32\pi}. \quad (52)$$

Если при выводе уравнения (37) не переходить к конкретному виду матрицы рассеяния, то получим

$$\begin{aligned} \mu_0 (1 + \widehat{\eta_+}(\gamma)) \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) + \mu_0 \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta_0) (1 + \widehat{\eta_+}(\gamma_0)) &= \hat{S}(\gamma, \pi - \gamma_0) + \\ + (1 - \varepsilon) \mu \int_{2\pi} \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \hat{S}(\pi - \gamma', \pi - \gamma_0) d\omega' + \\ + (1 - \varepsilon) \mu_0 \int_{2\pi} \hat{S}(\gamma, \gamma') \hat{\rho}(\theta', \pi - \theta_0) d\omega' + \\ + (1 - \varepsilon)^2 \mu \mu_0 \int_{2\pi} d\omega' \int_{2\pi} \hat{\rho}(\theta, \pi - \theta') \hat{S}(\pi - \gamma', \gamma'') \hat{\rho}(\theta'', \pi - \theta_0) d\omega''. \end{aligned} \quad (53)$$





Фиг. 4. Изменение параметров Стокса излучения с частотой внутри линии ( $\mu_1 = 0,238$ ,  $\mu_2 = 0,661$ ,  $V_H = 0,5$ ,  $\eta_0 = 5$ )

Кривые, обозначенные темными кружками, относятся к линии  $j_B = 1$ ,  $j_H = 0$ , светлыми кружками — к линии  $j_B = 0$ ,  $j_H = 1$ , крестиками — вычислены по теории Унно



Подставляя снова (52), находим:

$$\rho_2^{ik}(\theta_1, \theta_2) = \frac{\sum_j \varphi_{j, il}(\gamma) \varphi_{j, kl}(\gamma_0)}{\mu_0(1 + \eta_i(\gamma)) + \mu(1 + \eta_k(\gamma_0))} \frac{3}{32\pi}, \quad (54)$$

$$\hat{\varphi}_j(\gamma) = \hat{\beta}_j(\gamma) + (1 - \varepsilon)\mu \int_{2\pi} \hat{\rho}_2(\theta, \theta') \hat{\beta}_j(\gamma') d\omega'. \quad (55)$$

При выводе (54) и (55) использовалось соотношение

$$\hat{i}\hat{S}(\pi - \gamma_2, \gamma_1) = \hat{S}(\gamma_2, \gamma_1), \quad (56)$$

которое справедливо для любой линии. Применялся также принцип взаимности

$$\hat{\rho}_2(\theta_2, \theta_1) = \tilde{\rho}_2(\theta_1, \theta_2). \quad (57)$$

Его справедливость можно проверить, просматривая выкладки § 2 для случая матрицы рассеяния (52).

## § 7. Численное сравнение линий, соответствующих переходам

Эти линии имеют существенно разные матрицы рассеяния [[4] формулы (17), (18)], между тем теория Унно не делает между ними различия. Поэтому численное сравнение контуров этих линий может иллюстрировать значение точного учета эффектов рассеяния. Расчеты проводились для азимутально симметричной задачи — вектор  $\mathbf{H}$  нормален к поверхности атмосферы. Все значения параметров, определяющих контуры линий, приведены на фиг. 4.

Из рассмотрения фиг. 4 можно заключить, что параметры Стокса  $I$ ,  $Q$  для обеих рассматриваемых линий мало различаются. Параметр  $V$  для полей, близких к поперечным, существенно отличается. Для сравнения приведены также расчеты по теории Унно.

В заключение заметим, что представление матрицы рассеяния в виде двух множителей позволяет без труда обобщить развитую выше теорию на случай учета аномальной дисперсии внутри зеемановских компонент. Это будет сделано в дальнейшем.

19 декабря 1965 г.

## Л и т е р а т у р а

1. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 97.
2. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 267.
3. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 111.
4. Д. Н. Рачковский. Наст. том, стр. 3.
5. W. U n n o. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
6. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 18, 136.
7. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 63.
8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 140.
9. I. W. B u s b r i d g e. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1953, 113, N 1, 52.



КАЛИБРОВКА СИГНАЛОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
СОЛНЕЧНОГО МАГНИТОГРАФА

А. Б. Северный

Калибровка сигналов продольного  $\delta_{\parallel}$  и поперечного  $\delta_{\perp}$  полей солнечного магнитографа проведена тремя различными методами. 1) Сигналы  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  (в единицах калибровочного сигнала  $E - W$ ) сравниваются с напряженностями поля  $H_m$ , определенными фотографически на Медонской обсерватории [5] для тех же мест в группе пятен 17 и 18. IX 1963 г.; соответствующая средняя калибровочная кривая приведена на фиг. 6. 2) Сигналы  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  сравниваются с напряженностью поля по визуальным измерениям расщепления для 32 дней одновременных наблюдений (наиболее надежный метод), причем, так же как в первом методе, выделяются случаи практически целиком продольного (для сигналов  $\delta_{\parallel}$  — 51 точка) и целиком поперечного (для  $\delta_{\perp}$  — 72 точки) полей (фиг. 7); соответствующие средние калибровочные кривые показаны на фиг. 8. 3) Определяется зависимость сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  от напряженности лабораторного магнита при наблюдении вдоль и поперек силовых линий соответственно (плюсы на фиг. 8).

Все три метода дают калибровочные зависимости, хорошо согласующиеся друг с другом и сильно (на 200—300%) отличающиеся от теоретической зависимости, получаемой для оптически толстой линии в однородном поле (штриховая линия на фиг. 8). Анализ всех возможных источников этого расхождения приводит к выводу, что существующие теории неадекватны — они не учитывают фактически наблюдаемых неоднородностей поля. Использование новых калибровочных кривых приводит к тому, что магнитное поле внутри тени пятна становится более продольным и возрастает в 2—3 раза по сравнению с более ранними заключениями [4, 15, 16], основанными на наблюдениях с магнитографами, но это согласуется с непосредственными измерениями [17, 18].

CALIBRATION OF THE RECORDS OF SOLAR MAGNETOGRAPH, by A. B. Severyny — Calibration of the signals of longitudinal  $\delta_{\parallel}$  and transversal  $\delta_{\perp}$  magnetic field recorded by solar magnetograph is carried out by three different methods. 1) These signals  $\delta_{\parallel}$  and  $\delta_{\perp}$  (expressed in units of calibration signal  $E - W$ ) are compared with field strengthes  $H_m$  determined photographically at Meudon observatory [5] for the same points inside sunspot groups Sept. 17 and 18, 1963; the corresponding mean callibration curve is on the fig. 6. 2) Signals  $\delta_{\parallel}$  and  $\delta_{\perp}$  are compared with the field strengthes determined from visual measurements of Zeeman splitting for 32 days of simultaneous observations (and this is the most reliable method) and the cases of practically entirely longitudinal (for signals  $\delta_{\parallel}$  — 51 points) and transversal (for  $\delta_{\perp}$  — 72 points) fields are selected (fig. 7). The corresponding mean calibration curve is on fig. 8 (black circles). 3) The dependence of signals  $\delta_{\parallel}$  and  $\delta_{\perp}$  from field strength of laboratory magnet is determined by observations along and across the lines of force respectively (pluses on fig. 8).

All three methods lead to calibration dependences which are in good mutual agreement but deviating very strongly (by 200—300%) from theoretical dependence obtained for optically thick spectral line in a homogeneous field (dashed line on fig. 8). Analysis



of all possible sources of this divergence has led to the conclusion that existing theories are inadequate because they do not account the real observed unhomogeneity of magnetic field. The use of new calibration curves leads to the field inside umbra of a sunspot which is more longitudinal and 2—3 times stronger as compared with former conclusions [4, 15, 16] based on magnetografic measures, but this is in agreement with direct measurements [17, 18].

Предложенные способы калибровки сигналов продольного ( $\delta_{\parallel}$ ) и поперечного ( $\delta_{\perp}$ ) полей, даваемых солнечным магнитографом, основываются обычно на теоретических выражениях этих сигналов в зависимости от абсолютной величины поля  $H$ , угла наклона  $\gamma$  вектора поля к лучу зрения и принятой схемы образования линии поглощения в солнечной атмосфере в присутствии магнитного поля при допущении, что поле однородно по глубине (см. [1, 2]). В [3] показано, что все теории дают практически более или менее одинаковые зависимости сигналов продольного ( $\delta_{\parallel}$ ) и поперечного ( $\delta_{\perp}$ ) полей от напряженности  $H$ . Однако всякому наблюдателю хорошо известно, например, что сигнал продольного поля, записываемого в линии Fe I,  $\lambda$  5250, очень быстро «насыщается»: уже для полей 500—600 гс сигнал  $\delta_{\parallel}$  практически перестает расти, несмотря на то что фактическая напряженность поля, измеренная непосредственно по расщеплению линии, продолжает возрастать, превосходя 1000 гс и более. В то же время теория не предусматривает такого быстрого насыщения — зависимость сигнала продольного поля  $\delta_{\parallel}$  от  $H$  практически линейна вплоть до значений  $H = 1000$  гс, где отклонение от пропорциональности не превосходит 15%. Поэтому представляется очень важным получение калибровки сигналов магнитографа способом, не зависимым от каких-либо теоретических допущений, как бы правдоподобными они ни казались на первый взгляд. Всякое надежно полученное на этом пути отклонение от теории представляет большой интерес, поскольку оно будет указывать на необходимость пересмотра теории.

#### § 1. Калибровка, основанная на сравнении с медонскими измерениями поля

Первая попытка получить эмпирическую калибровку сигналов магнитографа в [4] основана на сравнении данных Крымского магнитографа с измерениями поля, сделанными в Медонской обсерватории [5]. Это сравнение мы сделали, считая, что последние измерения характеризуют полную напряженность поля  $H$ . Тогда, зная поле  $H_{\parallel}$ , определенное по сигналу  $\delta_{\parallel}$ , и считая, согласно указаниям теории, что  $\delta_{\parallel} \propto H$  вплоть до  $H = 1000$  гс, можно оценить  $\cos \gamma = H_{\parallel}/H_m$ , где  $H_m$  — медонские значения напряженности поля для тех же самых точек на Солнце, для которых зарегистрированы как  $\delta_{\parallel}$ , так и  $H_m$ . Зная  $\cos \gamma$ , а следовательно,  $\sin \gamma$ , мы отобрали случаи, где  $\sin \gamma \geq 0,8$ , т. е. когда поле практически поперечное. Сопоставление полученных значений  $H_m \sin \gamma$  с фактически измеренными сигналами поперечного поля  $\delta_{\perp}/(E - W)$  (в единицах калибровочного сигнала  $E - W$ ) для соответствующих точек дало калибровочную зависимость, резко отличающуюся от теоретической: полученная зависимость имела максимум при  $H_{\perp} = 1000$  гс вместо 2000 гс согласно теории, причем величины максимальных сигналов в  $\sim 3$  раза меньше ожидаемых из теории (см. фиг. 4, стр. 39 [4]).

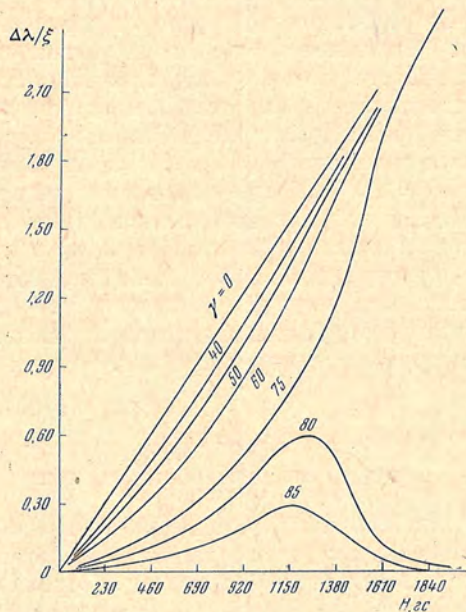
Одним из несущественных недостатков подобного сравнения является различие времени определения значений  $H_m$  и регистрации наших сигналов: из табл. 1 видно, что, хотя различие времени определения  $\delta_{\parallel}$  и  $H_m$  только 5<sup>h</sup>, сигналы  $\delta_{\perp}$  определены почти за сутки до измерений  $H_m$ . От этого недостатка, однако, свободны последующие сравнения за 17 и 18. IX



Моменты (UT) карт поля Крыма и Медона

| Дата,<br>1963 г. | Медон                          | Крым                           |                                            | Единица,<br>гс | $(E-W)_{\perp}$ ,<br>мм | Число сопоставлений  |                  |
|------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------------|----------------|-------------------------|----------------------|------------------|
|                  |                                | $\delta_{\parallel}$           | $\delta_{\perp}$                           |                |                         | $\delta_{\parallel}$ | $\delta_{\perp}$ |
| 12.VI            | 8 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup> | 3 <sup>h</sup> 55 <sup>m</sup> | 14 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup><br>(11.VI) | 10             | 490                     | 90                   | 55               |
| 17.IX            | 9 08                           | 11 05                          | 12 40                                      | 6              | 530                     | 102                  | 50               |
| 18.IX            | 11 28                          | 7 55                           | 8 50                                       | 9,4            | 680                     | 87                   | 61               |

1963 г., которые были сделаны в дальнейшем (см. ниже)<sup>1</sup>. Вторым, более существенным недостатком является то, что медонские данные представляют в основном (до 1000 гс) продольную составляющую поля  $H_{\parallel}^*$ , так



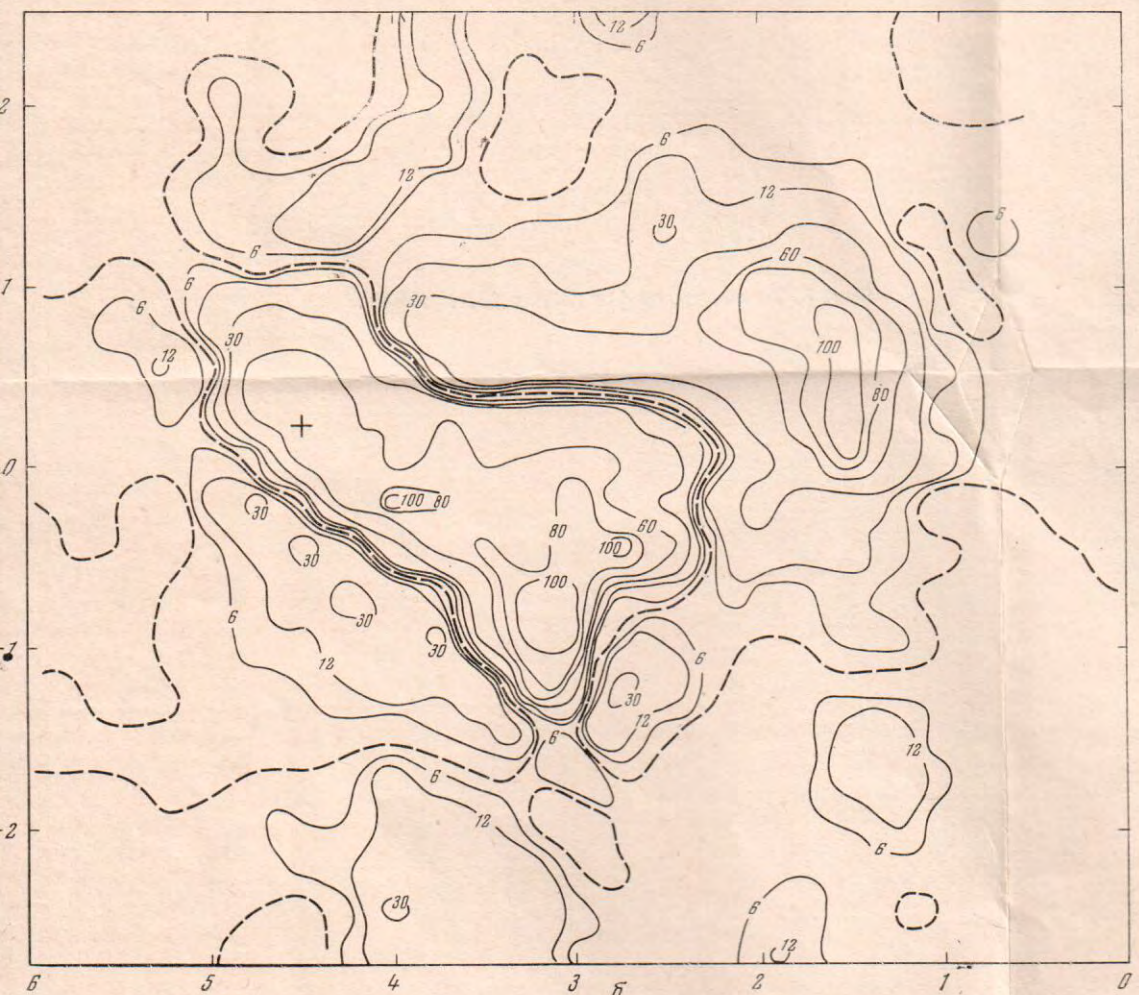
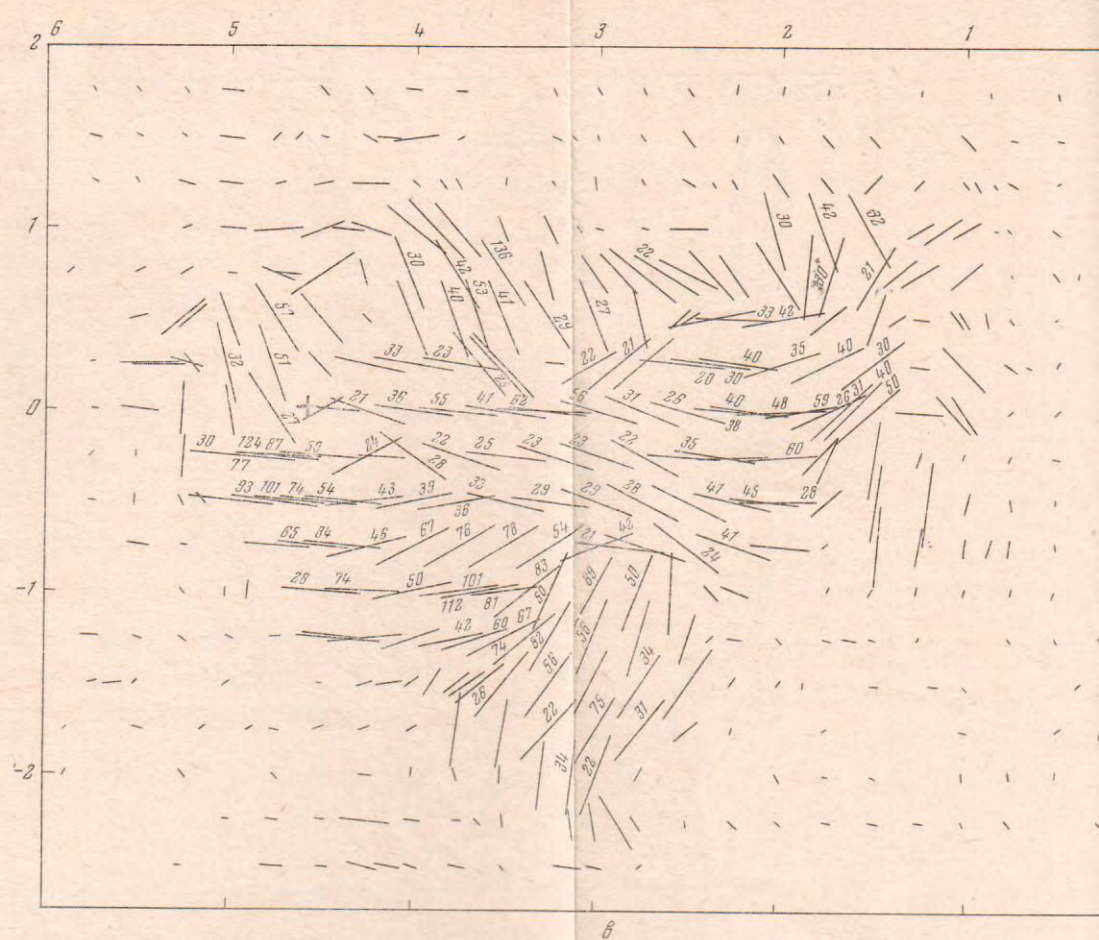
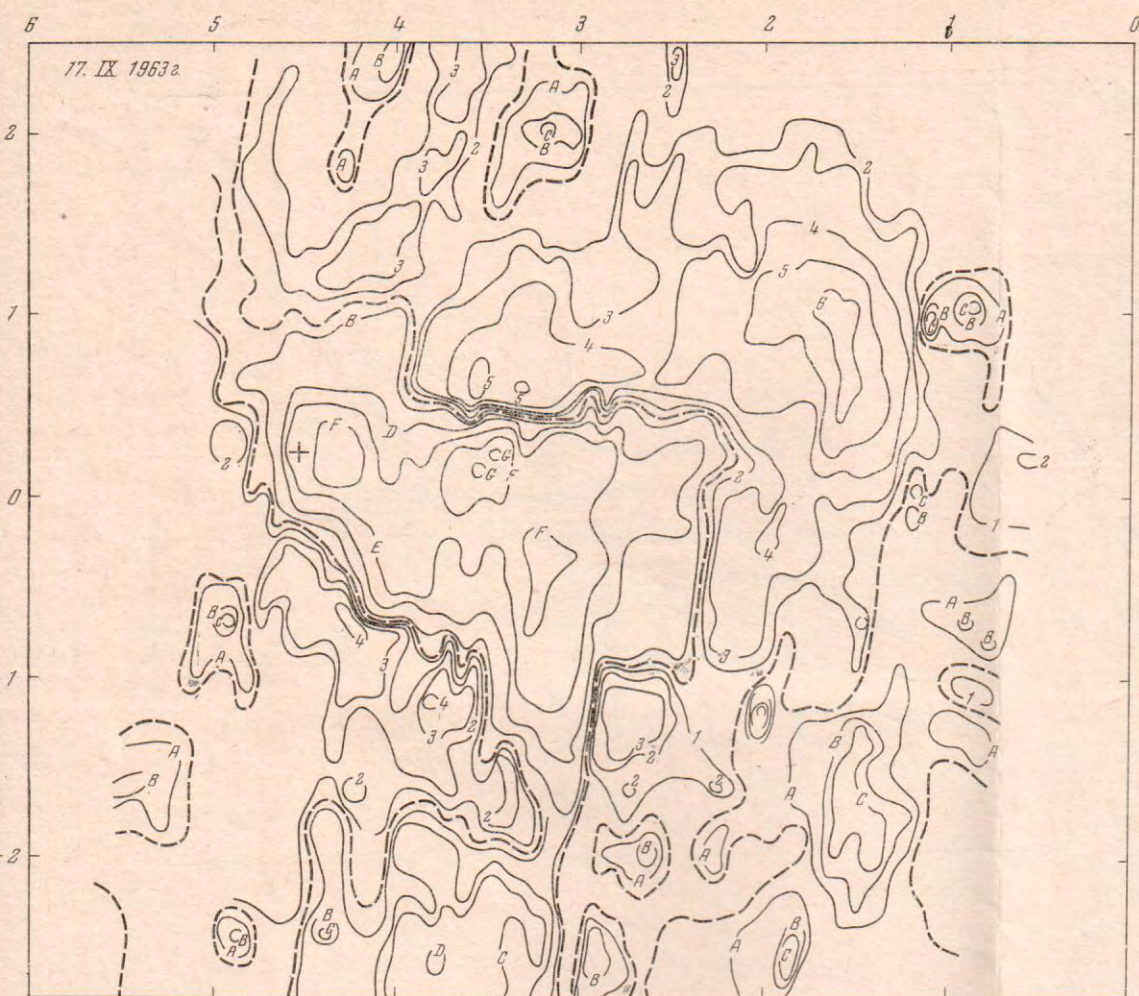
Фиг. 1. Калибровка медонских измерений сдвигов линии  $\Delta\lambda$  из-за Зееман-эффекта, адаптированных для линии  $\lambda$  5250

На картах приводятся значения  $H$ , полученные с помощью прямой  $\gamma = 0^\circ$

как основаны на фотоэлектрических измерениях сдвигов (асимметрия) одной из  $\sigma$ -компонент в изображении магнитно-расщепленной линии  $\lambda 6302$  Fe I, получаемом с помощью мозаики Хэйла — Никольсона (пластинка  $1/4 \lambda$  плюс поляроидная мозаика). Фотоэлектрический же метод определения сдвигов (см., например, описание [6]), основанный на нарушении баланса потоков от двух щелей, установленных симметрично относительно центра линии (балансировка делается в невозмущенной Зееман-эффектом области), строго говоря, не годится для измерения расщепления в случае чисто поперечного поля, когда появляются  $\pi$ - и две одинаковых симметрично расположенные  $\sigma$ -компоненты: в этом случае сигнал равен нулю, как бы велико поле ни было. Однако даже при

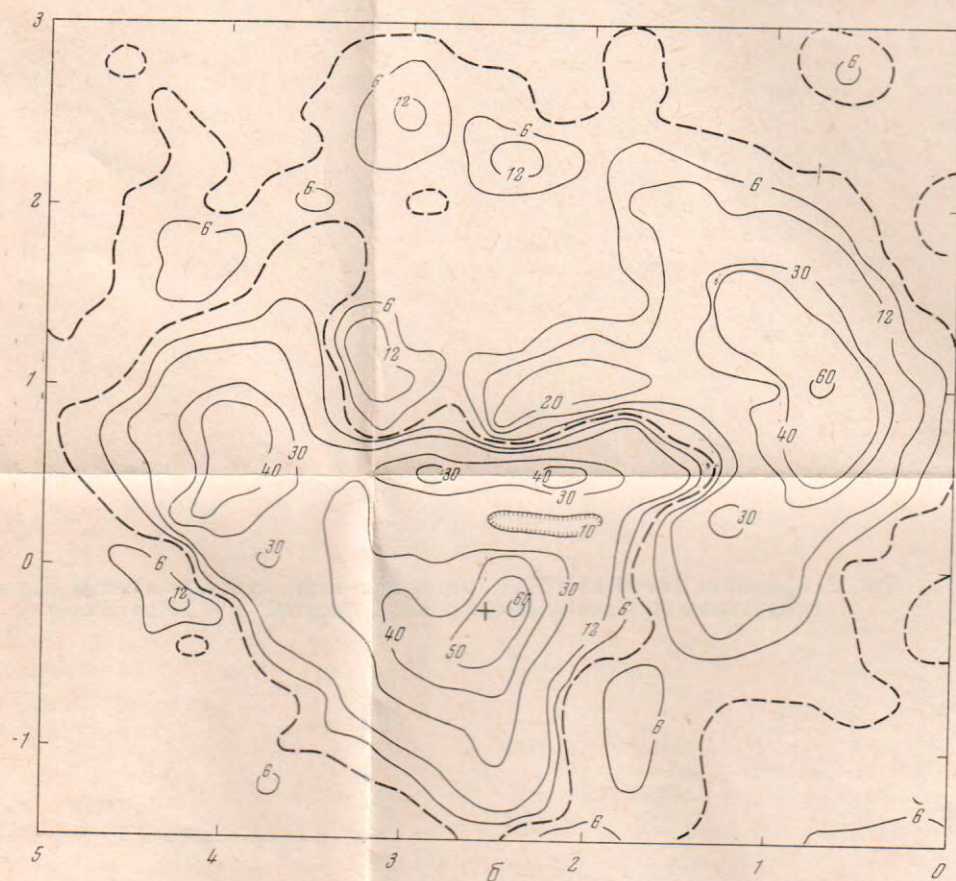
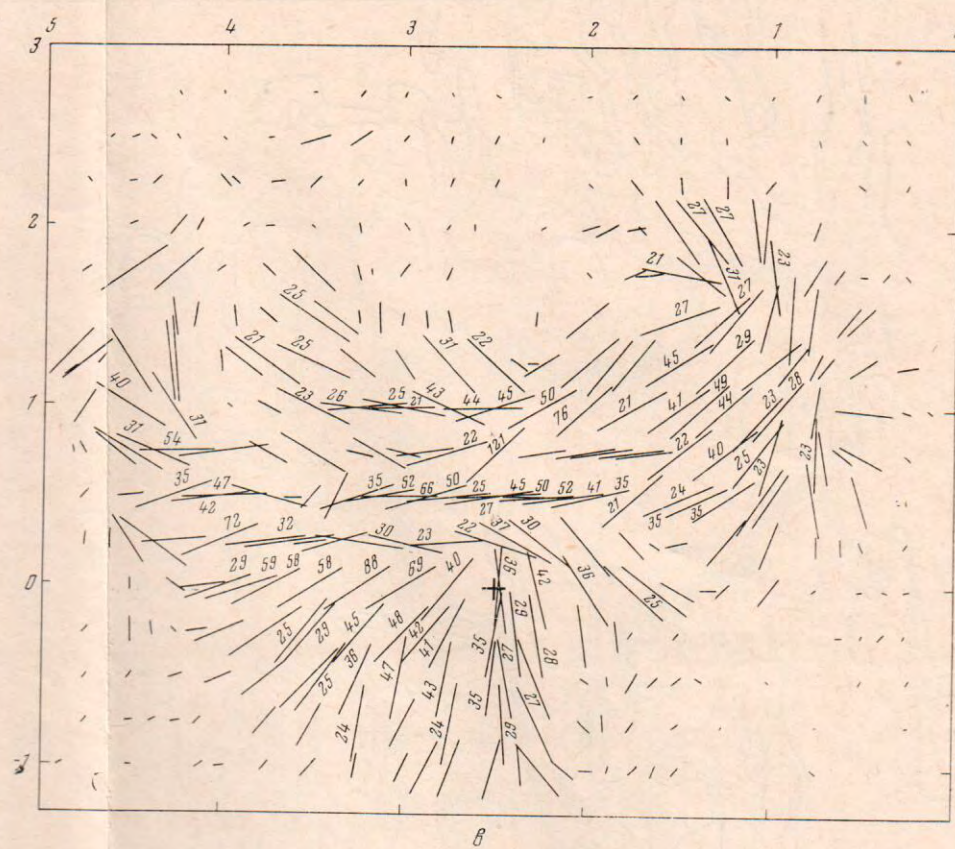
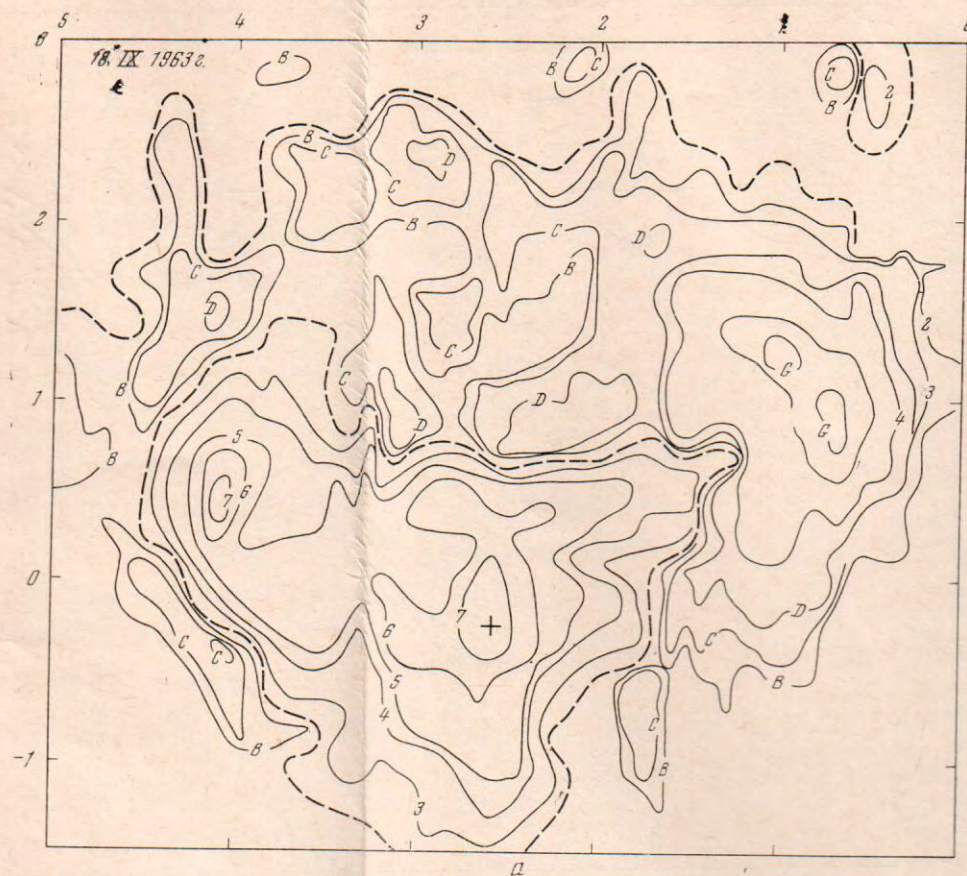
<sup>1</sup> Автор обязан проф. Р. Мишару за предоставление указанных данных Медонской обсерватории, а также калибровки получаемых им измерений поля (см. ниже).





Фиг. 2. Сравнение для 17.IX 1963 г. медонских карт поля (а) с нашими картами продольного (б) и поперечного (в) полей; масштаб: 1 = 25" на Солнце





Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, для 18.IX 1963 г.



небольшом отличии поля от чисто поперечного возникает сигнал, хотя и не столь большой, как в случае чисто продольного поля такой же напряженности. Таким образом, измеренные  $H_m$  зависят некоторым образом от угла  $\gamma$ . Эта зависимость измеренного сдвига  $\Delta\lambda$  от величины поля  $H$  и угла  $\gamma$ , полученная теоретически на основе теории Унно [7] в Медонской обсерватории, воспроизведена на фиг. 1: с ее помощью мы переводили значения  $\Delta\lambda$  медонских карт поля для 17 и 18.IX для рассмотренных ниже случаев сопоставлений наших сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  со значениями полной напряженности  $H$ .

На фиг. 2 и 3 приведены наши карты продольного  $\delta_{\parallel}$  и поперечного  $\delta_{\perp}$  полей для 17 и 18.IX в сравнении с медонскими картами поля  $H_m$ . Наши карты получены с несколько большим разрешением  $2'' \times 4'',5$ , чем медонские ( $6''$ ); сравнение наших карт продольного поля  $\delta_{\parallel}$  с медонскими показывает очень хорошее качественное согласие обеих вплоть до отдельных мелких деталей (особенно для 18.IX). Это связано также с небольшим различием во времени получения обеих карт (около  $3^h$ , см. табл. 1). Можно, таким образом, ожидать, что ошибки, связанные с отождествлением, будут малы и не скажутся на результатах сопоставлений. Наилучшее совмещение карт определяется крестом посередине карты и ее краями. В табл. 1 приведены единица измерения продольного поля (на карте изогauss  $\delta_{\parallel}$ ) и калибровочный сигнал ( $E - W$ ) (в мм) для поперечного поля (длины отрезков на картах поперечного поля следует делить на  $E - W$  для получения сигнала  $\delta_{\perp}/(E - W)$ ). Калибровка медонских карт определяется таблицей, где цифры и буквы обозначают противоположные полярности.

|                               |                         |
|-------------------------------|-------------------------|
| 1 . . . $A = 25-50$ <i>gc</i> | 5 . . . $E = 500-1000$  |
| 2 . . . $B = 50-100$          | 6 . . . $F = 1000-1500$ |
| 3 . . . $C = 100-250$         | 7 . . . $G = 1500-2000$ |
| 4 . . . $D = 250-500$         | и т. д.                 |

Карты на фиг. 2 и 3 относятся к известной большой активной группе пятен, появившейся в сентябре 1963 г., для которой были характерны сильные поля сложной полярности, изученные подробно в связи с появлением там вспышек в [8]. Поскольку измеренные значения напряженности  $H_m$  зависят не только от полной напряженности  $H$ , но и от  $\gamma$  (особенно при  $\gamma \rightarrow 90^\circ$ ), то наша задача сопоставления сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  с величиной  $H$  при использовании этих величин  $H_m$  может быть выполнена, если только мы в состоянии отобрать случаи, когда известно, что поле заведомо продольное ( $\gamma = 0$ ) или поперечное ( $\gamma = 90^\circ$ ). Для отбора этих крайних случаев мы будем исходить из хорошо известных фактов, которые могут быть проверены с помощью лабораторного магнита (см. § 4) и которые сводятся к тому, что для создания равных сигналов поляризации  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  нужно примерно в 10 раз большее поперечное поле, чем продольное; это связано с тем общим соображением, что при измерении поперечного поля используется квадратичный магнито-оптический эффект, в отличие от измерений продольного поля, где используется эффект первого порядка. Сказанное, в частности, приводит к тому, что шумы для поперечного поля ( $\sim 50$  *gc*) приблизительно в 10—20 раз больше, чем для продольного поля.

Поскольку в нашем случае раздельной записи сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  работает один и тот же радиотракт записи сигналов (см. [9]), отличие состоит только в повороте фазы на  $180^\circ$  при переходе от записи  $\delta_{\parallel}$  к  $\delta_{\perp}$ , а коэффициент усиления тракта одинаков, то, подавая в обоих случаях на вход один и тот же стандартный сигнал, мы должны получить на выходе одинаковый отброс самописца. Поэтому отклонения потенциометров  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  вполне сравнимы друг с другом, и их соотношение характеризует собой



относительную роль продольного или поперечного поля, если они приведены к одному масштабу записи (одинаковое АТТ). Так, например, коль скоро сигнал  $\delta_{\perp}$  становится сравним с  $\delta_{\parallel}/2$  или превосходит эту величину, то это означает, что поле  $H_{\perp}$  по крайней мере в 5—10 раз превосходит продольное  $H_{\parallel}$ , т. е. что поле практически поперечное; при обратном соотношении сигналов ( $\delta_{\parallel} > 2\delta_{\perp}$ ) поле в основном продольное (более строгий критерий приведен в § 3, 4). Например, для записи 18.IX 1963 г. поперечное поле  $\delta_{\perp}$  записано при АТТ 1000, а  $\delta_{\parallel}$  — при АТТ 4000, т. е. в 4 раза меньшем масштабе. Поэтому условие, что поле практически поперечное

$$\delta_{\perp} \geq \frac{1}{2} \delta_{\parallel},$$

будет в этом случае  $\delta_{\perp} \geq 2\delta_{\parallel}$ , если брать сигналы так, как они записаны непосредственно на ленте.

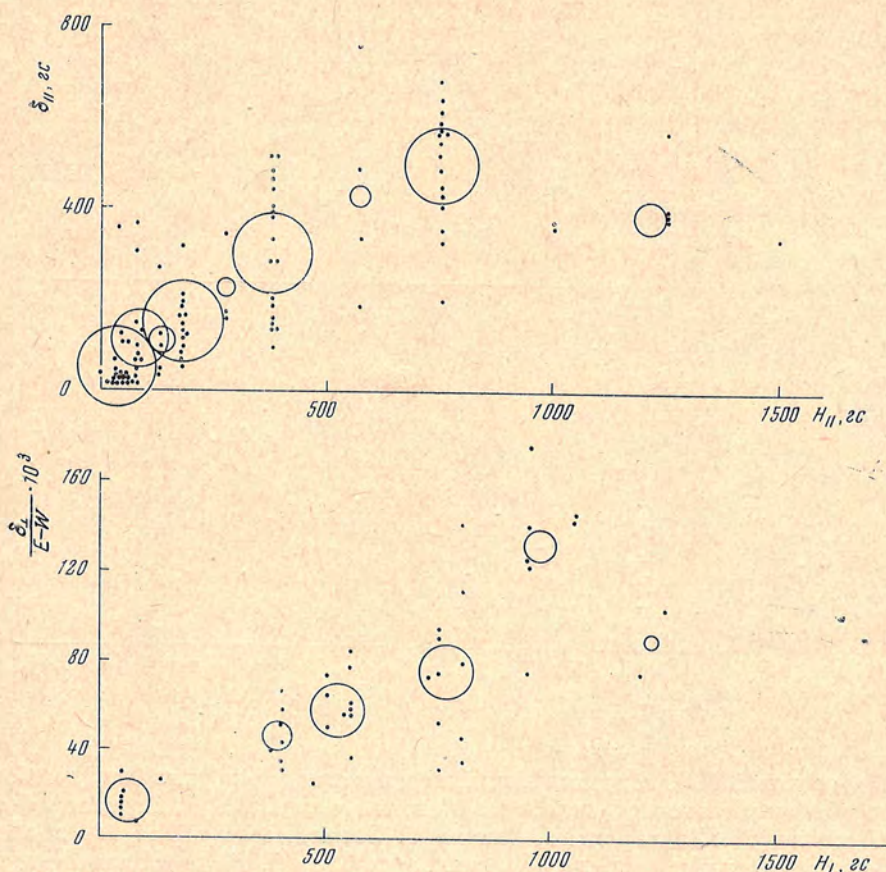
Таблица 2

Сопоставление для разреза S1,25, 18.IX 1963 г.

| $x$ | $H_m$ , эс | $\delta_{\parallel}$ , мм | $\delta_{\perp}$ , мм | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$ | $H_{\parallel}$ , эс | $H'_m$ |
|-----|------------|---------------------------|-----------------------|-----------------------------------------|----------------------|--------|
| 1   | 175        | 6                         | 6                     |                                         |                      |        |
| 2   | 750        | 25                        | 8                     |                                         | 234                  |        |
| 3   | 1250       | 53                        | 6                     |                                         | 500                  |        |
| 4   | 1250       | 52                        | 17                    |                                         | 489                  |        |
| 5   | 750        | 41                        | 29                    |                                         | 385                  |        |
| 6   | 750        | 25                        | 45                    | 66                                      |                      |        |
| 7   | 175        | 8                         | 15                    | 22                                      |                      |        |
| 8   | 375        | 15                        | 17                    |                                         |                      |        |
| 9   | 275        | 8                         | 10                    |                                         |                      |        |
| 10  | 75         | 0                         | 22                    | 32                                      |                      | 620    |
| 11  | 75         | 4                         | 31                    | 46                                      |                      | 620    |
| 12  | 75         | 4                         | 9                     | 13                                      |                      |        |
| 13  | 375        | 22                        | 10                    |                                         | 206                  |        |
| 15  | 75         | 11                        | 21                    | 31                                      |                      | 620    |
| 16  | 175        | 9                         | 5                     |                                         | 845                  |        |
| 18  | 175        | 7                         | 17                    | 25                                      |                      |        |
| 19  | 57         | 2                         | 14                    | 21                                      |                      |        |

В табл. 2 дан пример сопоставления наших и медонских данных за 18.IX для разреза S 1,25 нашей карты. Мы видим, что только для 8 значений  $\delta_{\perp}$  из 17 удовлетворяется поставленное условие преобладания поперечного поля. Для 6 из 17 случаев  $\delta_{\parallel} > 4-5 \delta_{\perp}$ , так что поле в основном продольное или наклонено под углом  $\gamma \leq 50^\circ$ ; когда ошибки, возникающие от замены  $H_m$  на  $H$ , не превосходят 20%, как видно из фиг. 1. С другой стороны, табл. 2 показывает, что в области сильного поперечного поля ( $\delta_{\perp} > 2\delta_{\parallel}$ , значения  $x = 10, 11, 12, 15$ ) сигнал сдвига  $\Delta\lambda$  резко падает, хотя, судя по сигналу  $\delta_{\perp}$ , поле и велико. В этом случае  $H_{\perp}/H_{\parallel}$  заведомо более 5, т. е.  $\gamma$  более  $80^\circ$ . Мы условно примем, что углы в этом случае заключены в интервале  $80 < \gamma < 85^\circ$  (практически измерения поля по расщеплению не позволяют отличить случаи  $\gamma = 90^\circ$  и  $\gamma = 80-85^\circ$ ), и будем определять  $H$  в таких случаях по графику фиг. 1 для  $80-85^\circ$ . Все эти случаи отмечены нами особо; для 18.IX таких случаев всего 8 из 61, тогда как 17.IX они встречаются часто. Принятые для





Фиг. 4. Сопоставление сигналов продольного  $\delta_{\parallel}$  поля и поперечного поля  $\delta_{\perp}$  с медонскими измерениями напряженности поля для 17.IX 1963 г.

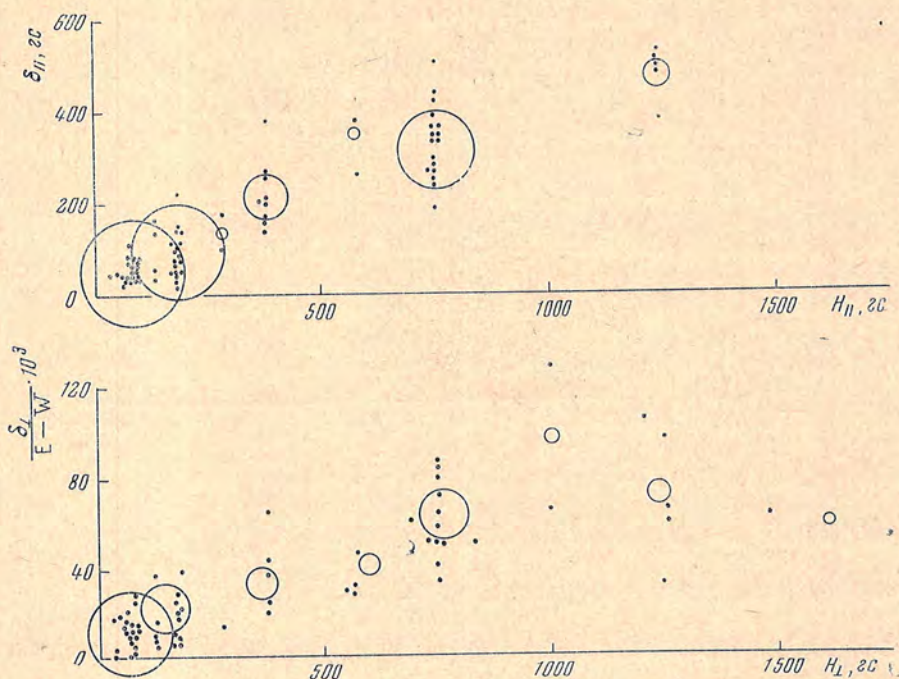
калибровки случаи в основном поперечного и в основном продольного полей отмечены появлением соответствующего числа в колонках  $\delta_{\perp}/(E - W)$  и  $H_{\parallel}$ .

Отобранные таким образом данные за 17 и 18.IX позволили построить зависимость сигнала  $\delta_{\parallel}$  от значения  $\delta_{\perp}$ , которое в нашем случае является практически значением напряженности полного (одновременно продольного) поля, а также зависимость  $\delta_{\perp}$  от  $H_m$  — напряженности полного (поперечного) поля. Эти зависимости для обеих дат отдельно показаны на фиг. 4 и 5. Средние значения — кружки диаметром, пропорциональным числу сгруппированных точек. Наибольшее число сравнений, естественно, падает на малые ( $< 100$  гс) значения, где дисперсия точек превосходит измеряемые значения. Причины вообще значительной дисперсии — ошибки совмещения обеих карт, неточность фотографических измерений расщепления  $\Delta\lambda$ , связанная в основном со случайными изменениями двупреломления от одной полоски к другой в мозаике Хэйла — Никольсона, сделанной из целлофана, дающие случайные флуктуации, вероятно,  $\pm 50$  гс<sup>1</sup>. В некоторых случаях возможны ошибки, связанные с некоторой неопределенностью отбора случаев  $\gamma = 0$  и  $\gamma = 90^\circ$ .

Оба дня показывают качественно одни и те же зависимости: существенное отклонение от линейности в сигнале  $\delta_{\parallel}$ , которое начинается уже с полей  $H_{\parallel} = 100 \div 150$  гс, и примерно параболическую зависимость  $\delta_{\parallel}$

<sup>1</sup> Частное сообщение д-ра Мисара.



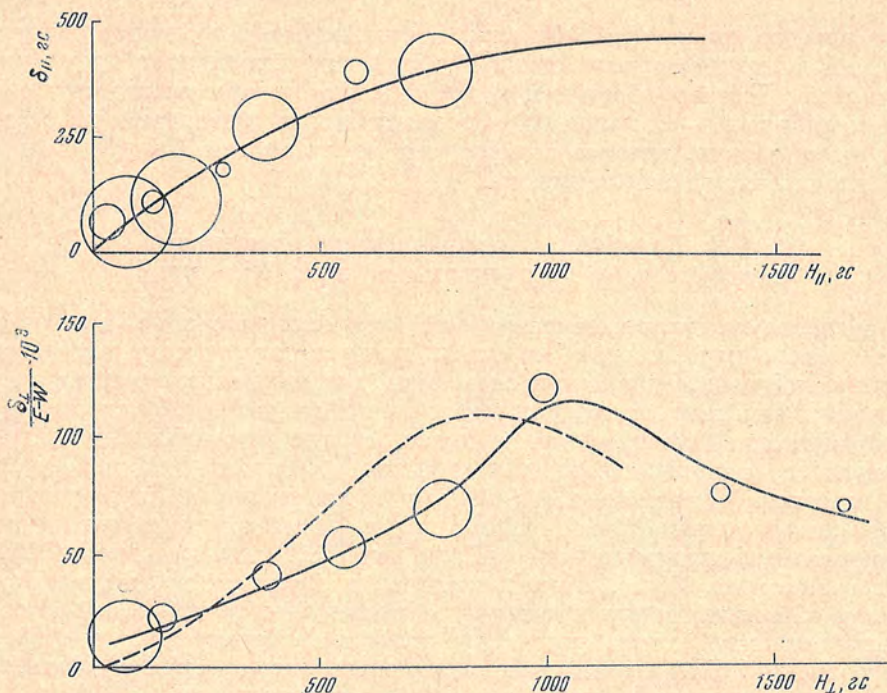


Фиг. 5. То же, что на фиг. 4, для 18.IX 1963 г.

от  $H_{\parallel}$  до полей 1000 гс; дальнейший ход проследить трудно ввиду небольшого количества точек; некоторое падение сигнала  $\delta_{\parallel}$  для полей более 1000 гс для 17.IX, вероятно, фиктивно. Зависимость  $\delta_{\perp}$  от  $H_{\perp}$  в обоих случаях показывает сначала медленный (до 300 гс), затем быстрый подъем к максимуму около  $H_{\perp} = 1000$  гс; отчетливо намечается падение сигнала. До максимума ( $H_{\perp} \leq 1000$  гс) зависимость близка к  $\delta_{\perp} \sim H_{\perp}^2$  и качественно сходна с теоретической, хотя последняя показывает более быстрый рост (см. ниже). Значения сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  18.IX систематически (на  $\sim 30\%$ ) меньше сигналов 17.IX, что, возможно, связано с некоторой неточностью нашей калибровки, а также с большим влиянием рассеянного света, создающего фиктивную  $\pi$ -компоненту, на фотографические измерения в один из этих дней.

В табл. 3 приведены указанные средние значения для каждого дня и выведены средние зависимости  $\delta_{\parallel} = f(H_{\parallel})$  и  $\delta_{\perp} = f(H_{\perp})$  для обоих дней путем группировки данных для близких значений аргумента и вычисления среднего взвешенного. Эти средние зависимости приведены также на фиг. 6. Мы видим четко выраженный параболический ход в зависимости сигналов продольного поля  $\delta_{\parallel}$  от его величины  $H_{\parallel}$ : сигнал  $\delta_{\parallel}$ , если и пропорционален полю  $H_{\parallel}$ , то только в пределах от 0 до 100 гс, затем наступают резкие отклонения, так что при поле  $H_{\parallel} = 300$  гс сигнал  $\delta_{\parallel}$  соответствует только 200 гс, а при поле 600 гс он почти в два раза меньше. Средняя зависимость  $\delta_{\perp} = f(H_{\perp})$  базируется на меньшем числе точек. Она показывает отчетливо наличие «насыщения» сигнала при поле  $H_{\perp} \approx 1000$  гс. Дальнейший спад сигнала  $\delta_{\perp}$  при  $H_{\perp} > 1000$  гс не обеспечен большим числом наблюдений и, как мы увидим ниже, связан со специфической зависимостью измеряемых сдвигов  $\Delta\lambda$  от  $H_{\perp}$  (см. фиг. 1). На той же фиг. 6 приведена зависимость  $\delta_{\perp} = f(H_{\perp})$ , принятая нами ранее [4] на основе сопоставлений с медонскими данными за 11–12.VI 1963 г. (штриховая линия). Однако, как отмечено выше, эти последние сопоставления не вполне надежны, так как базируются на допу-





Фиг. 6. Средние зависимости сигналов продольного  $\delta_{||}$  и поперечного  $\delta_{\perp}$  полей от напряженности поля, полученные из сравнения с медонскими данными

щении линейной зависимости  $\delta_{||} = f(H_{||})$ , что, как мы видим, не имеет места и может вызвать ошибку около 100% при полях  $H \geq 500$  гс; кроме того, в [4] мы не учитывали, что медонские измерения расщепления зависят от  $\gamma$ . Все это, как мы видим из фиг. 6, приводит к занижению полей  $H_{\perp}$  на 50% как максимум (в области от 500 до 1000 гс).

Однако метод вывода калибровочной кривой из сравнения сигналов нашего магнитографа  $\delta_{||}$  и  $\delta_{\perp}$  с медонскими определениями сдвига  $\Delta\lambda$  не свободен от критики, в особенности в случае поперечного поля  $H_{\perp}$ , которое вообще не может быть непосредственно определено методом изме-

Таблица 3

Средние зависимости сигналов продольного и поперечного полей от напряженности поля

| 17.IX 1963 г. |               |          |             |                  |             | 18.IX 1963 г. |               |          |             |                  |             | Средние  |               |          |             |                  |             |
|---------------|---------------|----------|-------------|------------------|-------------|---------------|---------------|----------|-------------|------------------|-------------|----------|---------------|----------|-------------|------------------|-------------|
| $H_{  }$      | $\delta_{  }$ | $n_{  }$ | $H_{\perp}$ | $\delta_{\perp}$ | $n_{\perp}$ | $H_{  }$      | $\delta_{  }$ | $n_{  }$ | $H_{\perp}$ | $\delta_{\perp}$ | $n_{\perp}$ | $H_{  }$ | $\delta_{  }$ | $n_{  }$ | $H_{\perp}$ | $\delta_{\perp}$ | $n_{\perp}$ |
| 30            | 50            | 19       | 60          | 16               | 10          | 70            | 50            | 23       | 70          | 12               | 19          | 30       | 50            | 19       | 66,7        | 13,4             | 29          |
| 75            | 110           | 13       | 390         | 45               | 7           | 130           | 110           | 5        | 150         | 22               | 11          | 72       | 71,7          | 36       | 150         | 22               | 11          |
| 125           | 105           | 5        | 530         | 58               | 11          | 180           | 90            | 21       | 360         | 33               | 6           | 127,5    | 107,5         | 10       | 377         | 41               | 13          |
| 175           | 145           | 17       | 770         | 76               | 11          | 280           | 130           | 2        | 600         | 42               | 5           | 178      | 115           | 38       | 550         | 53               | 16          |
| 275           | 215           | 3        | 930         | 132              | 7           | 375           | 210           | 10       | 760         | 64               | 11          | 277      | 181           | 5        | 765         | 70               | 22          |
| 375           | 300           | 18       | 1220        | 90               | 2           | 575           | 345           | 3        | 1000        | 98               | 3           | 375      | 268           | 28       | 987         | 122              | 10          |
| 575           | 425           | 4        | 1700        | 94               | 1           | 750           | 310           | 17       | 1240        | 72               | 5           | 575      | 392           | 7        | 1380        | 77               | 7           |
| 750           | 490           | 16       |             |                  |             | 1250          | 465           | 5        | 1621        | 62               | 2           | 750      | 397           | 33       | 1650        | 72,5             | 3           |
| 1210          | 380           | 7        |             |                  |             | 1500          | 490           | 1        |             |                  |             | 1230     | 415           | 12       |             |                  |             |
|               |               |          |             |                  |             | 1750          | 565           | 1        |             |                  |             | 1500     | 490           | 1        |             |                  |             |
|               |               |          |             |                  |             |               |               |          |             |                  |             | 1750     | 565           | 1        |             |                  |             |



рения сдвигов, принятым в Медоне. Всегда, кроме того, могут остаться сомнения в правомерности сравнения данных, полученных на разных телескопах. Поэтому обратимся к другому, простому и очевидному способу калибровки — с помощью непосредственных измерений зеемановского расщепления, которое выполняется по программе Службы Солнца на башенном солнечном телескопе.

## § 2. Калибровка, основанная на сравнении с визуальными измерениями расщепления линий

Сравнение сигналов магнитографа с фактически измеряемой величиной зеемановского расщепления является, по-видимому, наилучшим способом их калибровки. Однако этот способ требует большого количества одновременных измерений поля, так как обычные визуальные (или спектрофотографические) измерения расщепления могут содержать ошибку, достигающую до нескольких сотен гаусс: например, ошибка 0,05 мм отдельного наведения нити микрометра на одну из компонент магнитно-расщепленной линии (ошибка локализации середины широкой линии) вполне закономерна; при дисперсии  $1 \text{ \AA} = 4 \text{ мм}$  (при  $\lambda 6302$ ) это составит 0,012 Å, что соответствует 130 гс. Вторая причина, требующая большого набора данных, обеспечивающего надежную статистику, — это случайные отклонения магнитного «центра» пятна или области на Солнце из-за атмосферных волнений. При визуальных измерениях расщеплений с помощью поворотов лянншифтера, которые ведутся в обсерватории с 1960 г., эти ошибки в значительной мере устраняются, так как глаз в состоянии подметить мгновенное значение расщепления. В то же время при быстром сканировании области на диске с помощью магнитографа эти мгновенные «пиковые» значения напряженности могут быть или пропущены, или смазаны по тем же причинам беспокойствия изображений. При малых полях, когда компоненты не разделены, могут появиться также систематические различия, зависящие от способа выбора «центра тяжести» асимметрично расширенной линии.

Только к началу 1964 г., по истечении трех лет одновременных наблюдений магнитных полей одних и тех же групп как обычным методом измерения расщепления зеемановской картины в пятнах, так и путем регистрации полей групп с помощью магнитографа, был накоплен материал, позволяющий провести подобное статистическое сопоставление. Выборка данных для 31 такого дня совместных наблюдений приведена в табл. 4, где наряду с отобранными по данным Службы Солнца полярностью и напряженностью пятен приведены сигналы  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ , зарегистрированные на магнитографе в том месте, где определено поле по расщеплению линии. Наиболее ответственно в этом сопоставлении отождествление места на карте магнитного поля  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ , которому соответствует определение поля по расщеплению. Однако последнее всегда привязано к пятнам, эскиз которых, выполненный с помощью гида БСТ (диаметр Солнца около 70 см), имеется, а сканирование той же группы выполняется с помощью одного из пятен этой группы путем перемещения его в заданных пределах на миллиметровой бумаге на экране того же гида БСТ. В [8] найдено, что наибольшая ошибка, которую можно ожидать при таких сопоставлениях, едва ли превосходит 6". Если в пределах этой величины на карте поля имелось несколько различных значений  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ , мы брали средние из них. В некоторых случаях подобное отождествление карт поля  $\delta_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp}$  с картой расположения пятен уже было выполнено в других более ранних работах; в этих случаях отождествление было повторено, а в примечаниях имеются ссылки. Во всех случаях дается калибровка, приведенная к масштабу записи поперечного поля  $(E - W)_{\perp}$ , а также цена одной единицы сигнала продольного поля в гауссах; следует иметь в виду, что  $(E - W)_{\parallel}$



Таблица 4

Данные одновременных наблюдений двумя методами

| № п/п | Дата                                                           | Поле, $10^2$ эс  | $\delta_{\perp}$ | $\delta_{\parallel}$ | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$ | $\delta_{\parallel}$ , эс | Примечание                       |
|-------|----------------------------------------------------------------|------------------|------------------|----------------------|-----------------------------------------|---------------------------|----------------------------------|
| 1     | 21.V 1962 г.<br>$1=10$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 380$<br>$2:1$    | $a 2 \times 7$   | 27               | 20                   | 71                                      |                           | Группа изучена в [10]            |
|       |                                                                | $a 2 \times 6$   | 27               | 0                    | 71                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 8$   | 36               | 20                   | 95                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 6$   | 24               | 35                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 2 \times 2$   | 40:              | 40                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 6$   | 28               | 15                   | 74                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 4$   | 26               | 10                   | 68                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 5$   | 30               | 12                   | 79                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 4$   | 21               | 12                   | 55                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 2$   | 16:              | 5                    | 42                                      |                           |                                  |
| 2     | 22.V 1962 г.<br>$1=9$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 400$<br>$4:1$     | $a 2 \times 9$   | 60               | 30                   | 150                                     |                           | То же                            |
|       |                                                                | $a 2 \times 9$   | 55               | 30                   | 137                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 5$   | 20               | 10                   | 50                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 7$   | 50               | 5                    | 125                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 9$   | 35               | 5                    | 88                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 7$   | 30               | 10                   | 75                                      |                           |                                  |
|       |                                                                |                  |                  |                      |                                         |                           |                                  |
| 3     | 8.VII 1962 г.<br>$1=8,1$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 396$<br>$2:1$  | $a 2 \times 5$   | 70               | 20                   | 176                                     |                           | Униполярная группа изучена в [4] |
|       |                                                                | $a 2 \times 7$   | 80               | 30                   | 202                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 23$           | 5                | 80                   |                                         | 650                       |                                  |
|       |                                                                | $N 11$           | 3                | 70                   |                                         | 575                       |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 8$   | 65               | 25                   | 163                                     |                           |                                  |
| 4     | 9.VII 1962 г.<br>$1=5$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 740$<br>$2:1$    | $N 17$           | 113              | 100                  |                                         |                           | То же                            |
|       |                                                                | $N 2 \times 14$  | 100              | 80                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 8$            | 118              | 80                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 7$   | 80               | 90:                  |                                         |                           |                                  |
| 5     | 10.VII 1962 г.<br>$1=4,4$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 720$<br>$2:1$ | $a 2 \times 11$  | 112              | 90                   | 20*                                     |                           | То же                            |
|       |                                                                | $a 2 \times 11$  | 150              | 100                  | 139                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 27$           | 29               | $\geq 100$           |                                         | $>440$                    |                                  |
|       |                                                                | $N 27$           | 35               | $\geq 100$           |                                         | —                         |                                  |
| 6     | 11.VII 1962 г.<br>$1=5,3$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 600$<br>$2:1$ | $a 2 \times 5$   | 90:              | 50                   | 150                                     |                           | То же                            |
|       |                                                                | $aN 2 \times 9$  | 85:              | 60                   | 140                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $aN 2 \times 9$  | 80               | 40                   | 130                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 22$           | 70               | 70                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 18$           | 60               | 60                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 16$           | 70               | 40                   | 117                                     |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 21$           | 20               | $>100$               |                                         | $>530$                    |                                  |
|       |                                                                | $N 9$            | 30               | 70                   |                                         | 370*                      |                                  |
|       |                                                                | $N 28$           | 68               | 80                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 16$           | 50               | 50                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 28$           | 56               | $>100$               |                                         | $>530$                    |                                  |
|       |                                                                | $N 6$            | 50               | 20                   | 83                                      |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 23$           | 30               | 70                   |                                         | 370*                      |                                  |
|       |                                                                | $N 18$           | 26               | 90                   |                                         | 480                       |                                  |
|       |                                                                | $N 39$           | 55               | $>100$               |                                         | $>530$                    |                                  |
|       |                                                                | $aN 2 \times 10$ | 36               | 50                   | 60*                                     |                           |                                  |
| 7     | 14.VII 1962 г.<br>$1=9,4$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 680$<br>$4:1$ | $a 2 \times 11$  | 40:              | 40                   | 59*                                     |                           | То же                            |
|       |                                                                | $N 18$           | 35               | 70                   |                                         |                           |                                  |
|       |                                                                | $N 2 \times 14$  | 10               | $>100$               |                                         | 660*                      |                                  |
|       |                                                                | $N 5$            | 5                | 20                   |                                         | $\geq 940$                |                                  |
|       |                                                                | $N 5$            | 20               | 60                   |                                         | 188*                      |                                  |
|       |                                                                | $aN 8$           | 30               | $>100$               |                                         | 564*                      |                                  |
|       |                                                                | $N 9$            | 30:              | 80                   |                                         | 940*                      |                                  |
|       |                                                                | $aN 26$          | 40               | 85                   |                                         | 750*                      |                                  |
|       |                                                                | $aN 2 \times 11$ | 40               | 60                   |                                         | 800*                      |                                  |
|       |                                                                | $a 2 \times 9$   | 40               | $\geq 100$           |                                         |                           |                                  |



Таблица 4 (продолжение)

| №<br>п/п | Дата                                                           | Поле, $10^2$ эс                                                                                                                                                                                                  | $\delta_{\perp}$                                                                                                        | $\delta_{\parallel}$                                                                                                   | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$ | $\delta_{\parallel}$ , эс                                                                                          | Примечание                                                                        |
|----------|----------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------|
| 8        | 16.VII 1962 г.<br>$1=8,6$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 374$<br>$2:1$ | $a$ 18                                                                                                                                                                                                           | 45                                                                                                                      | 10                                                                                                                     | 120                                     |                                                                                                                    |                                                                                   |
| 9        | 17.VII 1962 г.<br>$1=11$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 290$<br>$2:1$  | $a$ $2 \times 12$                                                                                                                                                                                                | 40                                                                                                                      | 10                                                                                                                     | 138                                     |                                                                                                                    |                                                                                   |
| 10       | 18.VII 1962 г.<br>$1=6,9$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 464$<br>$2:1$ | $a$ 19<br>$a$ 14                                                                                                                                                                                                 | 90<br>50                                                                                                                | 20<br>0                                                                                                                | 193<br>107                              |                                                                                                                    |                                                                                   |
| 11       | 5.IX 1962 г.<br>$1=3,3$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 760$<br>$4:1,5$ | $a$ $2 \times 13$                                                                                                                                                                                                | 83                                                                                                                      | —                                                                                                                      |                                         |                                                                                                                    | Исключена                                                                         |
| 12       | 9.IX 1962 г.<br>$1=3,4$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 950$<br>$2:1$   | $a$ $2 \times 7$<br>$a$ $2 \times 10$                                                                                                                                                                            | 95<br>150                                                                                                               | 20<br>100                                                                                                              | 100                                     |                                                                                                                    |                                                                                   |
| 13       | 18.IX 1962 г.<br>$1=3$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 540$<br>$4:1$    | $a$ $2 \times 11$<br>$a$ $2 \times 7$                                                                                                                                                                            | 75<br>44                                                                                                                | 25<br>10                                                                                                               | 139<br>80                               |                                                                                                                    | Изучена в [12],<br>где вместо изо-<br>гаусс приведены<br>отсчеты лийн-<br>шифтера |
| 14       | 19.IX 1962 г.<br>$1=3,8$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 420$<br>$2:1$  | $a$ 15<br>$a$ 9<br>$a$ 5<br>$a$ 22                                                                                                                                                                               | 37:<br>54<br>50<br>15                                                                                                   | 30<br>>120<br>15<br>>80:                                                                                               | 88*<br>119                              |                                                                                                                    | То же                                                                             |
| 15       | 9.VI 1963 г.<br>$1=6,0$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 540$<br>$2:1$   | $S$ 7<br>$a$ $2 \times 9$<br>$S$ 4                                                                                                                                                                               | 10<br>40<br>8                                                                                                           | 5<br>15<br>0                                                                                                           | 18<br>74<br>15                          |                                                                                                                    | Публикуется<br>впервые                                                            |
| 16       | 10.VI 1963 г.<br>$1=9,2$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 465$<br>$4:1$  | $N$ 26<br>$N$ 8<br>$N$ 7<br>$N$ 9<br>$N$ 2<br>$N$ 2<br>$N$ 3<br>$N$ 2<br>$S$ 9<br>$S$ 8<br>$S$ 5<br>$S$ 6<br>$S$ 6<br>$S$ 4<br>$S$ 4<br>$N$ 2<br>$N$ 2<br>$N$ 5<br>$a$ $2 \times 7$<br>$a$ $2 \times 7$<br>$S$ 3 | 21<br>16<br>4<br>15<br>18<br>14<br>14<br>9<br>12<br>14<br>14<br>13<br>18<br>14<br>12<br>8<br>10<br>14<br>32<br>22<br>14 | 60<br>50<br>40<br>15<br>20<br>17<br>12<br>5<br>28<br>30<br>19<br>30<br>11<br>25<br>20<br>15<br>5<br>10<br>25<br>4<br>4 |                                         | 550*<br>460*<br>370<br><br>260*<br>276*<br><br>276*<br><br>39*<br>230*<br>184*<br>138*<br><br>22<br>69<br>47<br>30 | То же, см. карту<br>на фиг. 9                                                     |
| 17       | 12.VI 1963 г.<br>$1=10$ эс<br>$(E-W)_{\perp} = 490$<br>$4:1$   | $a$ $2 \times 2$                                                                                                                                                                                                 | 20:                                                                                                                     | 12                                                                                                                     | 41*                                     |                                                                                                                    | То же, см. карту<br>на фиг. 13                                                    |



Таблица 4 (продолжение)

| №<br>п/п | Дата                                                                            | Поле, $10^2$ эс                                                                                                         | $\delta_{\perp}$                                                  | $\delta_{\parallel}$                                                  | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$                   | $\delta_{\parallel}$ , эс                                    | Примечание                                                                                     |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 18       | 15.VI 1963 г.<br>$1=7,7$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=830$<br>$4:1$                     | $N 2 \times 12$<br>$a 2 \times 10$<br>$a 2 \times 14$<br>$N 22$<br>$N 6$<br>$a 2:$<br>$a 2:$<br>$N 9$<br>$N 4$<br>$N 9$ | 90<br>75<br>84<br>100<br>8<br>30<br>20<br>24<br>10<br>35          | 20<br>12<br>5<br>50<br>5<br>7<br>20<br>25<br>35<br>40                 | 108<br>90<br>101<br>120<br><br>36<br>24*<br><br>270*<br>— |                                                              |                                                                                                |
| 19       | 5.VIII 1963 г.<br>$(E-W)_{\perp}=213$                                           | $a 2 \times 11$                                                                                                         | 29                                                                | —                                                                     | 136*                                                      | —                                                            | Нет записи $\delta_{\parallel}$ ;<br>предположительно<br>$\delta_{\perp} > \delta_{\parallel}$ |
| 20       | 6.VIII 1963 г.<br>$1=7,3$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=240$<br>$2:1$                    | $a 2 \times 4$<br>$a 2 \times 9$<br>$a 2 \times 3$<br>$N 6$<br>$S 8$<br>$S 5$<br>$S 9$<br>$S 11$<br>$S 7$               | 47<br>65<br>4<br>16<br>3<br>6<br>15<br>6<br>3                     | 90<br>130<br>8<br>50<br>22<br>30<br>30<br>25<br>20                    |                                                           | 365<br>160<br>220<br>220<br>182<br>146                       | Группа 28                                                                                      |
| 21       | 7.VIII 1963 г.<br>$1=4,4$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=1470$<br>$4:1$<br><br>$1=6,5$ эс | $N 23$<br>$N 20$<br>$N 4$<br>$N 4$<br>$N 5$<br>$S 4$<br>$S 2$<br>$N 26$<br>$N 25$<br>$S 4$<br>$S 2$                     | 75<br>22<br>5<br>4,5<br>4<br>3<br>3<br>135<br>53<br>10<br>33      | 85<br>90<br>30<br>33<br>25<br>17<br>11<br>70<br>70<br>20<br>12        |                                                           | 396<br>132<br>145<br>110<br>75<br>49*<br>92*<br>22           | Группа 28<br><br><br><br><br><br><br>Группа 26                                                 |
| 22       | 18.VIII 1963 г.<br>$1=2,8$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=1160$<br>$2:1$                  | $S 14$<br>$a 2 \times 4$<br>$S 7$<br>$N 9$<br>$N 11$<br>$N 6$                                                           | 20<br>80<br>15<br>5<br>10<br>5                                    | 135<br>130<br>100<br>83<br>58<br>42                                   |                                                           | 380<br><br>280<br>232<br>162<br>117                          |                                                                                                |
| 23       | 19.VIII 1963 г.<br>$1=4,0$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=1210$<br>$3:1$                  | $a 2 \times 5$<br>$S 25$<br>$S 4$<br>$S 14$<br>$S 6$<br>$N 4$<br>$N 6$<br>$N 5$<br>$N 4$<br>$N 2$<br>$N 7$<br>$N 7$     | 133<br>130<br>18<br>40<br>5<br>4<br>6<br>11<br>11<br>6<br>12<br>4 | 0<br>135<br>17<br>100<br>50<br>20<br>45<br>64<br>60<br>47<br>35<br>50 | 110                                                       | 400*<br>200<br>80<br>180<br>256<br>240<br>188<br>140*<br>200 |                                                                                                |
| 24       | 28.VIII 1963 г.<br>$1=4,6$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=704$<br>$2:1$                   | $N 20$                                                                                                                  | 96                                                                | 74                                                                    | 136                                                       |                                                              |                                                                                                |
| 25       | 17.IX 1963 г.<br>$1=6$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=530$<br>$2:1$                       | $S 20$<br>$S 16$<br>$a 22$<br>$S 20$                                                                                    | 11<br>50<br>56<br>22                                              | 90<br>75<br>0<br>65                                                   | 105                                                       | 540<br>390*                                                  | Изучена в [8]                                                                                  |



Таблица 4 (продолжение)

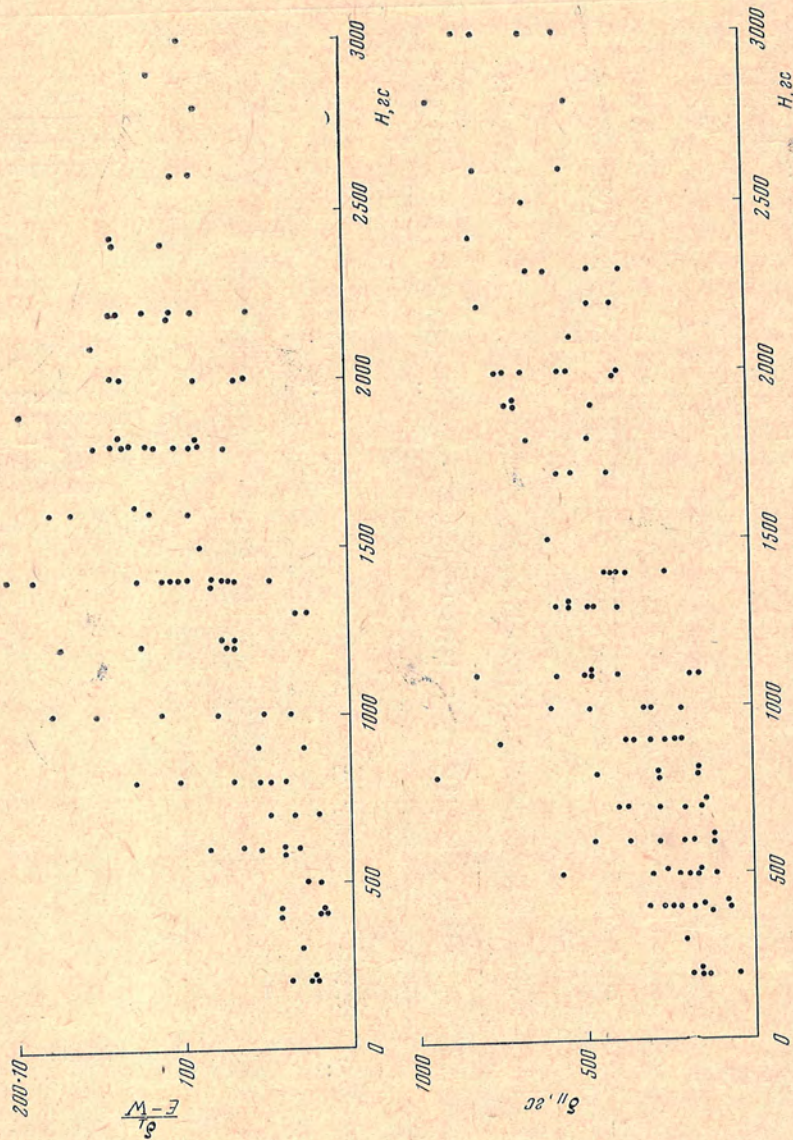
| №<br>п/п | Дата                                                         | Поле, $10^2$ эс                                                                                                                                                                                                                                                                                                            | $\delta_{\perp}$                                                                                        | $\delta_{\parallel}$                                                                                   | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$                                        | $\delta_{\parallel}$ , эс                                                                   | Примечание                                                                |
|----------|--------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| 25       | 17.IX 1963 г.                                                | <i>S</i> 22<br><i>S</i> 23<br><i>S</i> 21<br><i>S</i> 30<br><i>S</i> 9<br><i>N</i> 13<br><i>N</i> 14<br><i>N</i> 9<br><i>N</i> 15<br><i>N</i> 9<br><i>N</i> 15<br><i>N</i> 19<br><i>N</i> 25<br><i>S</i> 23                                                                                                                | 28<br>54<br>80<br>50<br>28<br>25<br>22<br>20<br>38<br>16<br>18<br>31<br>12<br>8                         | 67<br>63<br>50<br>110<br>20<br>80<br>70<br>50<br>50<br>20<br>100<br>120<br>110<br>100                  | 150<br>53                                                                      | 400*<br><br>660*<br>480<br>420*<br>300*<br><br>600<br>720<br>660<br>600                     | Изучена в [8]                                                             |
| 26       | 18.IX 1963 г.<br>$1=9,4$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=680$<br>$4:1$  | <i>S</i> 23<br><i>S</i> 10<br><i>S</i> $2 \times 13$<br><i>S</i> $2 \times 9$<br><i>a</i> $2 \times 4$<br><i>a</i> $2 \times 4$<br><i>S</i> 16<br><i>S</i> 19<br><i>S</i> 20<br><i>S</i> $2 \times 15$<br><i>N</i> 5<br><i>N</i> 9<br><i>N</i> 8<br><i>N</i> 9<br><i>N</i> 17<br><i>N</i> 19<br><i>N</i> 20<br><i>N</i> 22 | 20<br>32<br>20<br>69<br>25<br>32<br>35<br>36<br>45<br>36<br>20<br>14<br>16<br>22<br>25<br>12<br>7<br>12 | 50<br>30<br>30<br>40<br>0<br>0<br>30<br>40<br>20<br>60<br>20<br>25<br>30<br>30<br>45<br>50<br>60<br>50 | 101*<br>37<br>47<br><br>66                                                     | 470*<br><br><br><br><br><br><br><br>560*<br><br><br><br>280*<br>420*<br>470*<br>560<br>470* | То же                                                                     |
| 27       | 19.IX 1963 г.<br>$1=8,2$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=780$<br>$4:1$  | <i>S</i> 18<br><i>a</i> $2 \times 7$<br><i>a</i> $2 \times 4$<br><i>S</i> 17<br><i>S</i> 29<br><i>a</i> $2 \times 7$<br><i>S</i> 23<br><i>a</i> $2 \times 6$<br><i>a</i> $2 \times 6$<br><i>N</i> 11<br><i>N</i> 9<br><i>N</i> 20<br><i>N</i> 24<br><i>N</i> 10<br><i>N</i> 13<br><i>S</i> 17                              | 70<br>86<br>4<br>8<br>90<br>76<br>120<br>95<br>80<br>7<br>20<br>20<br>50<br>30<br>15<br>20              | 100<br>60<br>20<br>70<br>50<br>40<br>110<br>0<br>5<br>60<br>0<br>90<br>100<br>60<br>70<br>65           | 110*<br><br><br><br>115*:<br>97*<br><br>124<br>102<br><br>26<br><br><br><br>97 | 165*<br>570<br><br><br><br><br><br><br>490<br>740*<br>820*<br>490*<br>575*<br>530*          | То же<br><br><br>Неуверенно<br>отождествлена<br>из-за тонкой<br>структуры |
| 28       | 20.IX 1963 г.<br>$1=10,7$ эс<br>$(E-W)_{\perp}=740$<br>$4:1$ | <i>S</i> 20<br><i>S</i> 11<br><i>S</i> 10<br><i>S</i> 14<br><i>S</i> 24<br><i>S</i> 30<br><i>a</i> 14<br><i>N</i> 13<br><i>N</i> 18<br><i>N</i> 22<br><i>N</i> 11<br><i>a</i> 22<br><i>N</i> 14<br><i>N</i> 10                                                                                                             | 20<br>14<br>45<br>35<br>60<br>40<br>60<br>40<br>70<br>70<br>23<br>72<br>10<br>0                         | 70<br>45<br>40<br>60<br>70<br>80<br>0<br>50<br>60<br>75<br>45<br>30<br>40<br>30                        | 81<br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br>97                               | 750<br>480*<br><br><br><br>860*<br><br><br><br><br><br>800*<br>480*<br>430*<br>320          | То же                                                                     |



Т а б л и ц а 4 (окончание)

| №<br>п/п | Дата                                                         | Поле, $10^2$ эк                                                                                                                                                                                                    | $\delta_{\perp}$                                                                                                                                            | $\delta_{\parallel}$                                                                                                                                            | $\frac{\delta_{\perp}}{E-W} \cdot 10^3$                                                                                           | $\delta_{\parallel}$ , эк                                                                                    | Примечание                                                                  |
|----------|--------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|
| 29       | 21.IX 1963 г.<br>$1=12,5$ эк<br>$(E-W)_{\perp} = 525$<br>4:1 | N 15<br>S 14<br>S 18<br>S 13<br>S 14<br>S 20<br>S 27<br>N 17<br>N 14<br>N 24<br>a 14<br>N 7                                                                                                                        | 22<br>24<br>60<br>27<br>24<br>30<br>36<br>40<br>36<br>73<br>99<br>17                                                                                        | 20<br>20<br>20<br>10<br>30<br>40<br>45<br>50<br>45<br>40<br>15<br>10                                                                                            | 114<br><br><br><br><br><br><br><br><br><br>139*<br>188<br>32*                                                                     |                                                                                                              | Неуверенно<br>отождествлена<br>из-за тонкой<br>структуры                    |
| 30       | 22.IX 1963 г.<br>$1=10$ эк<br>$(E-W)_{\perp} = 395$<br>2:1   | a 6<br>N 13<br>N 10:<br>a 12<br>S 10<br>S 12<br>S 7<br>S 3<br>N 6<br>S 14<br>S 15<br>S 10<br>S 4<br>S 13<br>S 19<br>S 5<br>N 15<br>N 8<br>a 16<br>N 16<br>a 30<br>S 30<br>N 10<br>S 19<br>a 8<br>a 8<br>N 6<br>S 5 | 15<br>6<br>3<br>26<br>14<br>10<br>8<br>3<br>2<br>4<br>22<br>16<br>3<br>12<br>26<br>7<br>40<br>50<br>50<br>70<br>38<br>35<br>27<br>20<br>18<br>40<br>25<br>7 | 25:<br>40<br>10<br>0<br>0<br>10<br>40<br>20<br>5<br>25<br>30<br>60<br>20<br>0<br>70<br>30<br>45<br>20<br>20<br>30<br>20<br>80<br>30<br>70<br>25<br>10<br>0<br>5 | 38:*<br><br><br>66<br>35<br><br><br><br><br><br><br><br><br><br>20<br><br><br>126<br>126<br>177<br>96<br><br><br>101<br>63<br>180 | 400<br>100:<br><br><br><br>400<br>200<br><br>250<br><br>600<br>200<br><br>700*<br>300<br><br><br>800*<br>700 | Случай попереч-<br>ного поля<br>исключены — не-<br>надежная калиб-<br>ровка |
| 31       | 23.IX 1963 г.<br>$1=13,5$ эк<br>$(E-W)_{\perp} = 231$<br>2:1 | N 9<br>S 7<br>N 4<br>N 4<br>S 11<br>S 13<br>S 13<br>S 13<br>S 6<br>S 11<br>N 16<br>N 19<br>N 20<br>a 18<br>N 18<br>S 33<br>a 22<br>a 18                                                                            | 11<br>11<br>3<br>3<br>4<br>4<br>2<br>3<br>2<br>4<br>20<br>44<br>25<br>22<br>21<br>61<br>64<br>32                                                            | 26<br>10<br>0<br>5<br>30<br>40<br>35<br>40<br>35<br>60<br>35<br>50<br>50<br>10<br>10<br>90<br>50<br>0                                                           | 47:<br>18<br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br><br>93<br>89<br><br>133                                          | 350*<br><br><br><br>400<br>540<br>470<br>540<br>470<br>810<br><br><br>680*                                   | То же                                                                       |





Фиг. 7. Сравнение сигналов магнитотографа для продольного поля  $\delta_{||}$  и поперечного поля  $\delta_{\perp}$  с напряженностью поля по визуальным измерениям зеемановского расщепления (табл. 4)



для продольного поля составляет 1600 гс, так как во всех рассмотренных случаях имелаась компенсация за изменения яркости. Все отобранные записи поля сделаны в  $\lambda 5250$  ( $g = 3$ ,  $g\lambda^2 = 86$ ).

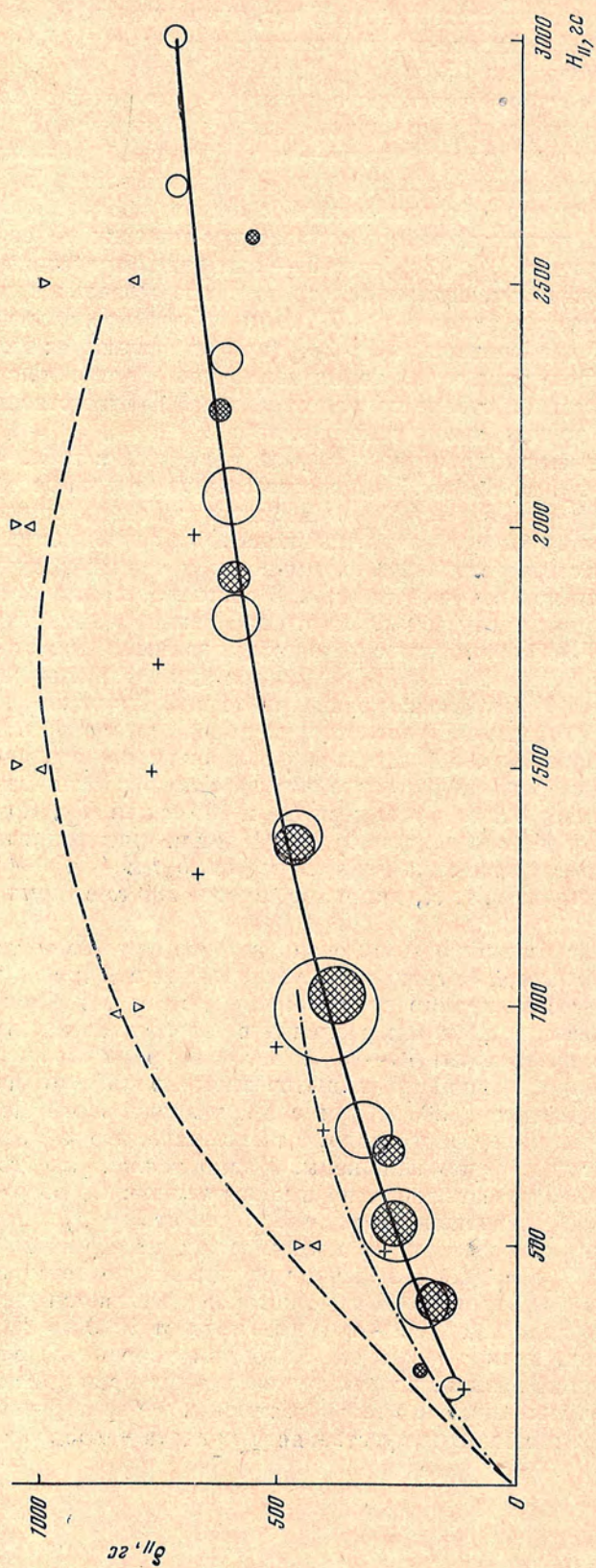
Для отбора случаев продольного и поперечного полей согласно критериям § 1 сравнения сигналов нужно знать отношение масштаба записи продольного и поперечного полей — оно приведено в каждом случае в табл. 4, причем масштаб записи поперечного поля всегда (в 4 или 2 раза, в большинстве случаев) больше масштаба записи продольного поля. При отношении 4 : 1 критерий отбора случаев практически поперечного поля сначала был принят  $\delta_{\perp} > 2\delta_{\parallel}$ , где  $\delta$  — значения, приведенные в таблице, — отклонения в мм, снятые непосредственно с ленты; при отношении 2 : 1 тот же признак будет  $\delta_{\perp} > \delta_{\parallel}$ . Для отбора продольных полей мы применяли сначала критерий  $\delta_{\parallel} > 2\delta_{\perp}$  (при отношении 4 : 1). (Сравнение зависимостей, полученных для таких нежестких критериев, с полученными при очень жестком отборе приводится далее.) Соответственно менялись критерии для других отношений масштабов.

Все отобранные таким образом случаи находятся в табл. 4 в столбцах  $\delta_{\perp}/(E - W)$  и  $\delta_{\parallel}$ , гс. На фиг. 7 им соответствуют отдельные точки на графиках  $\delta_{\parallel} = f(H_{\parallel})$  и  $\delta_{\perp} = f(H_{\perp})$ . Несмотря на очень сильный разброс (обычный для визуальных измерений поля), эти зависимости четко выявляются. Путем соответствующей группировки точек мы получили средние зависимости, представленные на фиг. 8 светлыми кружками диаметром, пропорциональным числу точек. На эти графики перенесены зависимости, полученные в § 3 из сравнения с медонскими данными (штрих-пунктирная линия), и на графике  $\delta_{\perp} = f(H)$  приведена та же зависимость, использованная нами в [4] (пунктир; о значении темных кружков и плюсов см. ниже). Мы видим вполне удовлетворительное согласие калибровок по медонским измерениям, сделанных в § 2, с теми, что сделаны по нашим собственным измерениям расщепления; наибольшее отличие величины  $H$  едва ли превышает 200 гс для случая  $H_{\parallel}$  и 100 гс для  $H_{\perp}$ . Однако отличие принятой нами в [4] калибровки  $\delta_{\perp} = f(H)$  от полученной здесь довольно существенное, достигающее как максимум (при  $\delta_{\perp}/(E - W) = (50 \div 70) \cdot 10^{-3}$ ) около 300 гс, или 60%, т. е., например, вместо 500 гс следует взять  $H_{\perp} \approx 800$  гс.

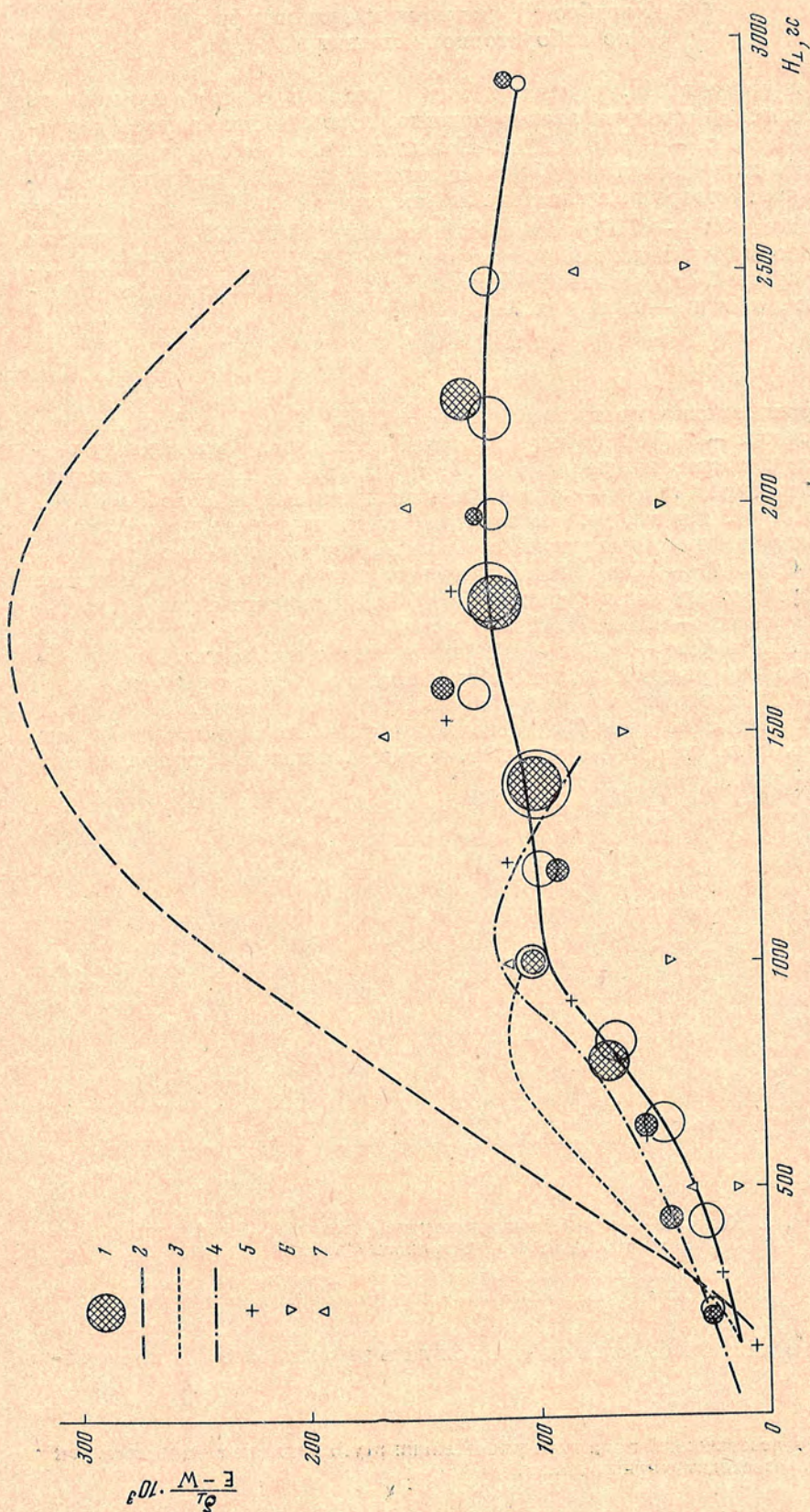
Во всех случаях наблюдается очень сильное отличие от теоретической калибровочной кривой (штриховая), вычисленной в [3]; следует заметить, что все теоретические калибровочные кривые, в том числе использованная в [1], практически одинаковы: различия в теориях и моделях, как показано в [3], не превосходит 10—20%. В то же время отличие напряженности поля, определенной по теоретической кривой, от найденной из эмпирической достигает 300% для случая продольного поля и около 200% для случая поперечного поля, в том смысле, что поля по теоретической кривой существенно занижены. Видно также, что это отличие не только сильное количественное, но и качественное:  $\delta_{\parallel}$  возрастает не так круто с  $H_{\parallel}$ , а  $\delta_{\perp}$  медленнее растет с  $H_{\perp}$ , чем это следует из теории. Мы не имеем четко выраженных максимумов ни на кривой  $\delta_{\parallel} = f(H_{\parallel})$ , ни на кривой  $\delta_{\perp} = f(H_{\perp})$ ; в первом случае наблюдается скорее монотонный рост, а во втором — «плато», которое начинается у  $H_{\perp} = 1000$  гс, затем слабое возрастание (на  $\sim 10\%$ ) сигнала от 1500 до 2500 гс и после некоторый спад, хотя точек здесь мало для уверенного суждения.

Для выяснения возможных инструментальных причин искажения хода сигналов с напряженностью поля обратимся к лабораторным испытаниям магнитографа с помощью искусственного магнита и лабораторного источника света.









Фиг. 8. Средние калибровочные кривые для сигналов продольного поля  $\delta_{\parallel}$  и поперечного поля  $\delta_{\perp}$ . Светлые кружки — все данные табл. 4; 1 — заштрихованные кружки — данные строгого отбора случаев  $H_{\parallel}$  или  $H_{\perp}$  в табл. 4; 2 — теоретическая зависимость [3]; 3 — калибровочная кривая, принятая в [4]; 4 — средняя калибровочная кривая по методикам данным с рис. 6; 5 — калибровка сигналов с помощью лабораторного магнита; 6 — расчет по формулам тонкого слоя с учетом аппаратурной функции (случай  $\gamma$ ); 7 — тот же расчет для бесконечно узкой щели (случай  $\alpha$ )

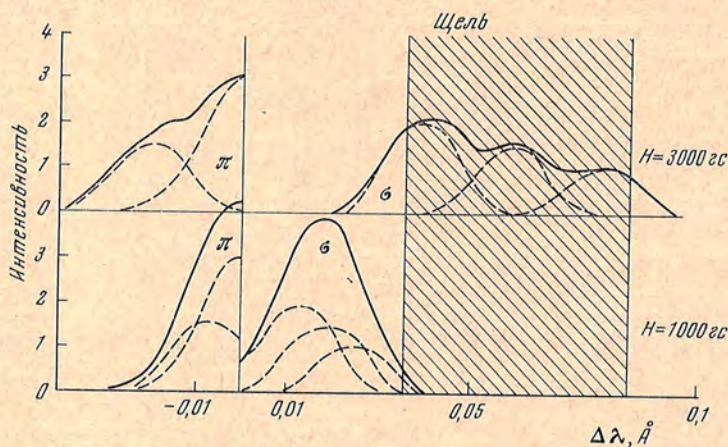


### § 3. Калибровка сигналов магнитографа по лабораторному магниту

Как и ранее в [1], ртутная лампа (низкого давления) помещалась между полюсами сильного электромагнита, позволяющего менять напряженность поля от  $\sim 100$  до  $3000$  гс. Магнит позволял наблюдать как чисто поперечное поле (под углом  $45^\circ$  к оси кристалла ADP), так и чисто продольное (через отверстие в магните). Линия ртути Hg,  $\lambda 5460,74$  образуется при переходе  $6^3P_2^0 - 7^3S_1$  и имеет расщепление  $(0)(1)234/2$ . Соотношение интенсивностей компонент соответственно 3,0; 1,5; 2,0; 1,5 и 1,0 (см. [10]). Это дает средний «эффективный» фактор Ланде, среднее весовое по интенсивностям, от  $m_i g_i - m_k g_k$  ( $\Delta m = 0, \pm 1$ ),

$$\bar{g} \approx 1,4,$$

и для расщепления соотношение  $\Delta\lambda_H = 0,013 H$  ( $H$  в кс). Принимая ширину линии  $\sim 0,02$  Å (фактически она больше), получим картину расщепления, представленную на фиг. 9, где слева от  $\Delta\lambda = 0$  — картина для  $\pi$ -компонент, а справа — картина для  $\sigma$ -компонент при поле  $H = 1000$  гс и  $H = 3000$  гс. Мы видим, что картина (даже при очень узкой линии) будет представлять квазитриплет с довольно широкими  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентами (от 0,025 до  $\sim 0,05$  Å, фактически еще шире), что весьма полезно, так как приближает нас к случаю линии  $\lambda 5250$  в спектре Солнца (где полуширина линии  $\sim 0,08$  Å)<sup>1</sup>. Фактически при просмотре глазом через кристалл ADP в фазе  $+1/2 \lambda$  и 0 картина выглядит как нормальный триплет с несколько расширенными (по сравнению с отсутствием поля) компонентами, в которых нет никакой заметной асимметрии, показанной на фиг. 9. (Тем самым мы убедились также в том, что кристалл не дает никаких бликов, двойников и духов, могущих исказить сигнал; духи,



Фиг. 9. Контуры  $\delta$ - и  $\pi$ -компонент ртутной линии  $\lambda 5460,74$  для поля 1000 и 3000 гс (штриховые линии)

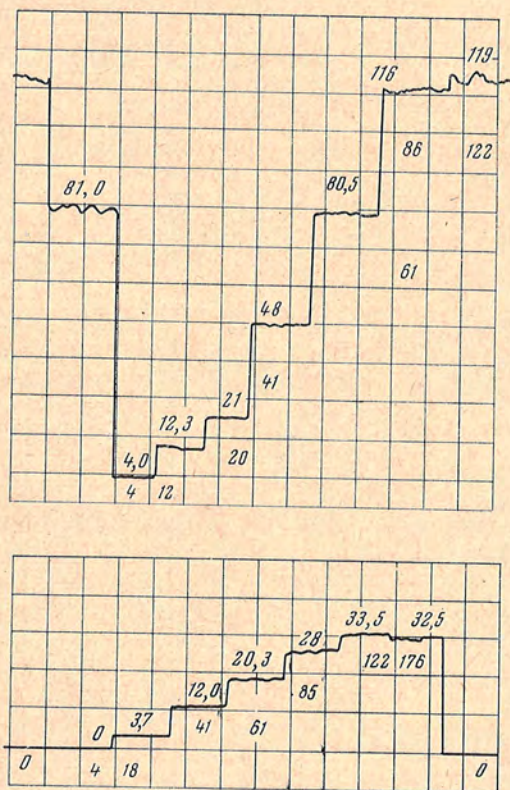
Сплошной линией показаны результирующие контуры; представлены только правая (для  $\sigma$ ) и левая (для  $\pi$ ) половины картины расщепления

если они и возникали бы, едва ли могли бы дать эффект более 3% по интенсивности.)

<sup>1</sup> Наличие сверхтонкой структуры у этой линии ртути никак не сказывается, так как она не превосходит ширины линии.



На фиг. 10 дан пример фактической лабораторной записи сигналов поля  $\delta_{\perp}$  и  $\delta_{\parallel}$  с помощью этой линии при разных значениях напряжения на электромагните (магнит был калиброван с помощью гауссметра), а на фиг. 11 приведены значения сигналов  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  в мм при масштабах записи 1 : 2,5 (отношение усиления АТТ = 10 000/4000). Записи делались при



Фиг. 10. Примеры лабораторной калибровки сигналов  $\delta_{\parallel}$  (наверху) и  $\delta_{\perp}$  (внизу) — фотографии с оригинальных записей на самописце (цифры соответствуют различным напряжениям на электромагните)

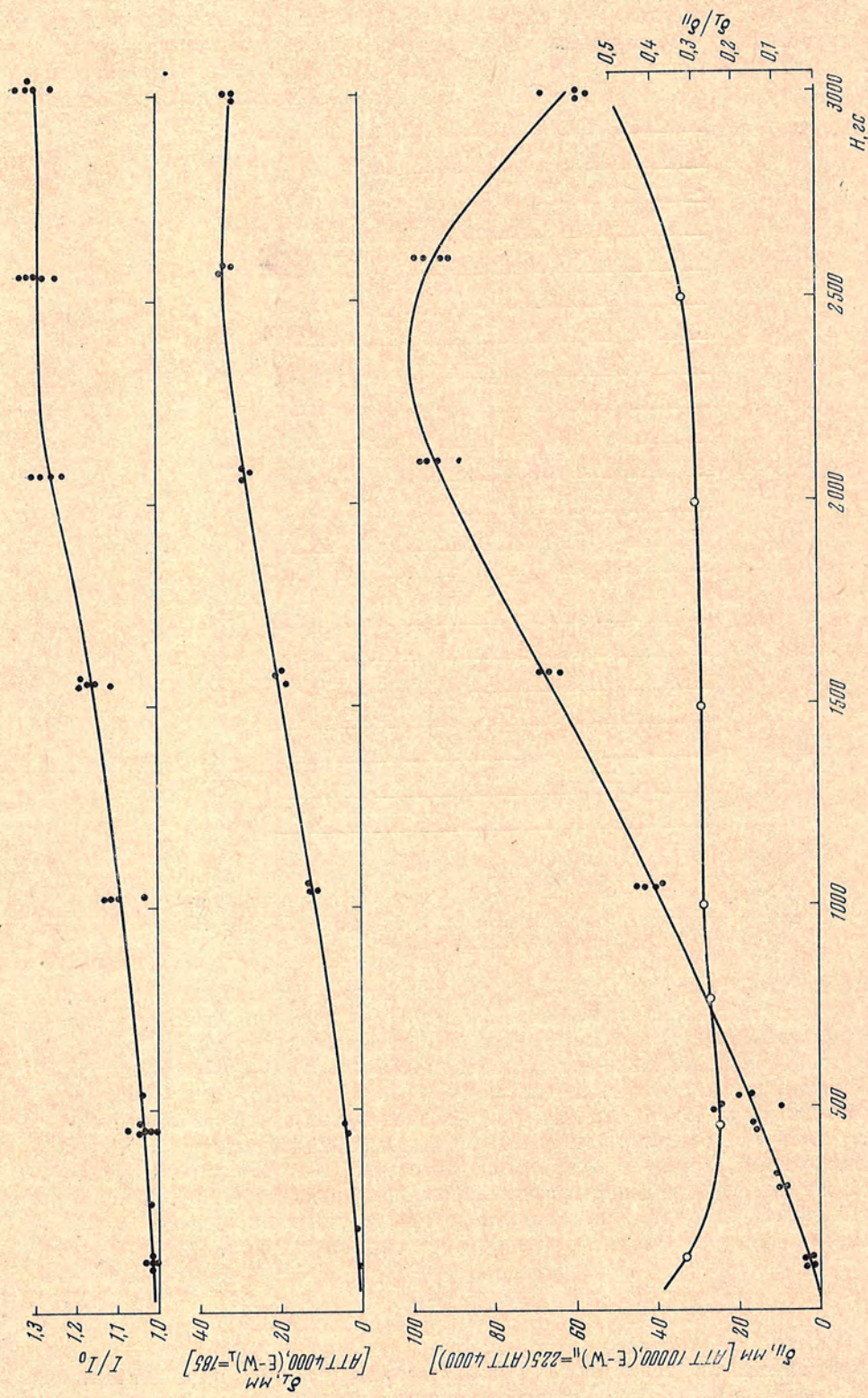
той же входной щели  $60 \times 1,0$  и выходных щелях фотометра  $1,7 \times 0,8$ , что и при записях полей на Солнце. Запись продольного поля исправлена за несколько большую яркость лампы при измерениях  $\delta_{\parallel}$ ; именно значения  $\delta_{\parallel}$  разделены на 1,22 — отношение калибровок  $E - W$  при записи  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  (сделаны при одном и том же АТТ 4000). Калибровка — отброс  $E - W$  для линии  $\lambda 5460$  (при  $H = 0$ ) делался путем поворота компенсатора лучевой скорости  $v_{\parallel}$ , такого же (по потенциометру записи  $v_{\parallel}$ ), как соответствующие обычно полученным отбросам на  $E$ - и  $W$ -краях Солнца. На той же фиг. 11 приведен график отношения сигналов  $\delta_{\perp}/\delta_{\parallel}$ , показывающий практическое постоянство этой величины, так что среднее  $\delta_{\perp}/\delta_{\parallel} = 0,28$  или, будучи приведено к одному масштабу записи,

$$\delta_{\perp}/\delta_{\parallel} = 0,112$$

в соответствии с замечаниями в § 2.

Одновременно с сигналами поля записывалась яркость в ядре и крыле линии, в том месте, где измерялся сигнал поляризации. Было замечено, что лампа немного разгорается — увеличивается свечение с ростом поля,





Фиг. 11. Калибровка сигналов  $\delta_{||}$  и  $\delta_{\perp}$  с помощью лабораторного магнита

$I/I_0$  — изменение яркости ртутной лампы с ростом поля. Кривки — отношение сигналов  $\delta_{\perp}/\delta_{||}$  (не приведенное к одному масштабу записи)



и с этой целью был измерен полный поток от лампы в  $\lambda 5460,7$  при различных значениях напряженности поля, но при выключенном модуляторе поляризации (чтобы исключить влияние изменения состояния поляризации) и при широкой щели фотометра ( $\sim 0,4 \text{ \AA}$ ). Ход изменения яркости линии за счет усиления ее свечения с ростом поля показан на фиг. 11 (в единицах интенсивности при  $H = 0$ ). Сигналы  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  следует исправить за этот ход, дающий небольшое фиктивное увеличение сигнала с ростом поля (эквивалентное росту яркости непрерывного спектра при измерениях полей на Солнце, при отсутствии компенсатора яркости); окончательно исправленные сигналы  $\delta_{\parallel}$  (в гауссах, считая отброс  $E - W = 800 \text{ гс}$  при отсутствии компенсатора яркости, см. [11]) и  $\delta_{\perp}$  (в единицах  $(E - W)_{\perp}$ ) приведены на фиг. 8 плюсами.

Сравнение показывает поразительное согласие лабораторной калибровки и калибровок, полученных из сравнения сигналов с визуальными и фотографическими измерениями поля, особенно для сигналов поперечного поля (во всяком случае, для полей  $\leq 1000 \text{ гс}$ ). Для полей более  $1000 \text{ гс}$  лабораторная калибровочная кривая для  $\delta_{\parallel}$  поднимается немного выше «астрофизической» и показывает хорошо выраженный максимум при  $1700 \text{ гс}$ . Для сигналов поперечного поля  $\delta_{\perp}$  лабораторная кривая для всего диапазона значений  $H_{\perp}$  хорошо согласуется с «астрофизической». (Для сравнения лабораторной калибровочной кривой с астрофизической горизонтальный масштаб значений  $H$  в ней нужно сократить в  $1,65 - 1,70$  раза; теоретически, согласно фактору  $g\lambda^2$ , его нужно сократить в  $1,9$  раза.) Таким образом, несмотря на то что лабораторная калибровка получена для оптически тонкой линии, для нее также наблюдается занижение сигнала поляризации и сильное отклонение от теории (теоретическая кривая для оптически тонкой линии качественно не сильно отличается от теоретической кривой, приведенной на фиг. 8, но количественно, как показано в [1], отклонение может привести только к увеличению сигналов).

#### § 4. Анализ причин расхождения между теоретической и эмпирической калибровочной кривыми

Обратимся теперь к анализу возможных причин отклонений эмпирической калибровочной кривой от теоретической. Если не обращать внимания на хорошее подтверждение нашей калибровочной кривой измерениями сигналов поляризации от лабораторного магнита, то сильное по сравнению с теорией занижение сигналов можно было бы отнести, например, за счет того, что фактически почти всегда на Солнце мы имеем дело не с чисто продольным и чисто поперечным полем; имеется всегда некоторый наклон поля  $\gamma$ , который должен приводить к эллиптической поляризации и к занижению сигналов по сравнению со случаями чисто линейной или чисто круговой поляризации. Хотя прогив этого соображения резко свидетельствуют измерения с лабораторным магнитом, выполненные строго при  $\gamma = 0$  и  $\gamma = 90^\circ$ , все же рассмотрим вновь данные табл. 4, считая, что критерии отбора чисто поперечного и соответственно продольного поля, принятые нами, слишком слабые. Лабораторная кривая отношения  $\delta_{\perp}/\delta_{\parallel}$  показывает, что при одном и том же поле это отношение практически всегда (независимо от величины поля) составляет  $1/9$ . Если, следовательно, сигнал  $\delta_{\perp} > 1/9 \delta_{\parallel}$ , то  $H_{\perp} > H_{\parallel}$ .

Если принять при одинаковом масштабе записи  $\delta_{\perp} > \delta_{\parallel}$ , то это означает, что  $H_{\perp} > 9H_{\parallel}$ , и при отношении масштабов  $\delta_{\perp} : \delta_{\parallel} = 2 : 1$  отклонения  $\delta'_{\perp} > 1/2 \delta_{\parallel}$ , а при отношении  $4 : 1$  сигнал  $\delta'_{\perp} > 1/4 \delta_{\parallel}$ . Мы примем для отбора случаев поперечного поля  $\delta'_{\perp} > \delta_{\parallel}$  при отношении  $4 : 1$ , что соответствует случаю  $H_{\perp} \geq 35 \div 40 H_{\parallel}$ , или  $\gamma$  почти строго  $90^\circ$ . Для отбора случаев продольного поля примем  $\delta_{\parallel} > 10 \div 20 \delta_{\perp}$  (что соответствует



$\delta_{\parallel} > 4 \div 5 \delta'_{\perp}$  при масштабах  $\delta_{\perp} : \delta_{\parallel} = 4 : 1$  и  $\gamma < 25^\circ$ . Отобранные таким образом случаи не отмечены в табл. 4 звездочкой. Они сгруппированы так же, как и предыдущие; средние для них — заштрихованные кружки на фиг. 8. Видно, что результат остается практически тем же: более строгий отбор случаев продольного (51 случай) и поперечного (72 случая) полей не дает никаких заметных изменений в калибровочной кривой; возможно, он приводит только к более отчетливому выражению максимума на кривой  $\delta_{\parallel} = f(H)$ .

Отличие теоретической и эмпирической калибровочной кривой может иметь фундаментальное значение, если только оно не связано с инструментальными эффектами, к рассмотрению которых мы и должны в первую очередь обратиться. В обоих случаях калибровок  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  мы должны искать причину занижения сигнала поляризации. Таковой может быть, например, эффект «немагнитной поляризации», изученный нами в [12], состоящий в том, что всегда, когда мы имеем дело с изменением яркости на диске Солнца (напрямик, в пятнах, где в основном измеряются сильные поля визуальным и фотографическим способом), проявляется эффект рассеянного света (фиктивная  $\pi$ -компонента рассеянного света), который заметно поляризован самым произвольным образом. Этот эффект проявляется как сигнал  $\delta_{\perp}$ , регистрируемый в области непрерывного спектра или в немагнитной линии, например,  $\lambda 5123$ . Однако из [12] известно, что этот фиктивный сигнал поляризации не может дать ошибку, большую 300  $gs$  поперечного поля. В самом деле, например, для пятна 20.IX 1962 г. при калибровке  $E - W = 174$  мм (при АТТ 4000) был записан максимальный сигнал (в области непрерывного спектра), равный 20 мм (при АТТ 1000). Это значит, что сигнал поляризации рассеянного света  $\delta_{\perp}/(E - W) = 20/696 \approx 0,03$ , т. е. 30 единиц  $10^{-3}$  шкалы  $\delta_{\perp}/(E - W)$  на фиг. 8, тогда как нас интересуют эффекты порядка 100 единиц — в три-четыре раза большие, способные дать насыщение сигнала при полях  $H_{\perp} > 1000$   $gs$ , т. е. быстрое насыщение сигнала  $\delta_{\perp}$  определенно не связано с модуляцией поляризации  $\pi$ -компоненты рассеянного света. Тем более это верно, так как подобный эффект должен бы быть сильнее всего внутри пятен, где поле преимущественно продольное, тогда как наибольшие сигналы  $\delta_{\perp}$ , как правило, всегда на границе или вне пятен (в промежутке между двумя близкими пятнами), где влияние  $\pi$ -компоненты на сигнал пренебрежимо мало.

Влияние рассеянной  $\pi$ -компоненты может быть, однако, косвенным — через интенсивность. Эквивалентная ширина рассеянной (фиктивной)  $\pi$ -компоненты, согласно [13], может достигать 70% от всей измеренной эквивалентной ширины  $\pi$ -компоненты, т. е. эта компонента привносит до 70% всей интенсивности. Поэтому, так как сигналы  $\delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$  пропорциональны интенсивности, мы можем иметь фиктивное уменьшение (мы имеем дело с линией поглощения) сигналов по сравнению с ожидаемым значением. Это может частично объяснить эффект, однако едва ли объясняет его полностью (см. ниже).

Рассмотрим вторую возможную причину — расширение линии, связанное с увеличением ширины входной щели спектрографа, т. е. действие на контуры линий аппаратной функции. Так как сигнал продольного поля при слабых полях

$$\delta_{\parallel} \sim \frac{\partial I_{\lambda}}{\partial \lambda} \Delta \lambda_H,$$

то для линии менее контрастной (из-за инструментального расширения) величина  $\partial I_{\lambda}/\partial \lambda$  будет меньше и сигнал  $\delta_{\parallel}$  уменьшится. Однако одновременно уменьшается сигнал калибровки

$$\delta_c = \frac{1}{2} \delta_{\parallel} \quad (\Delta \lambda_H = \Delta \lambda_c),$$



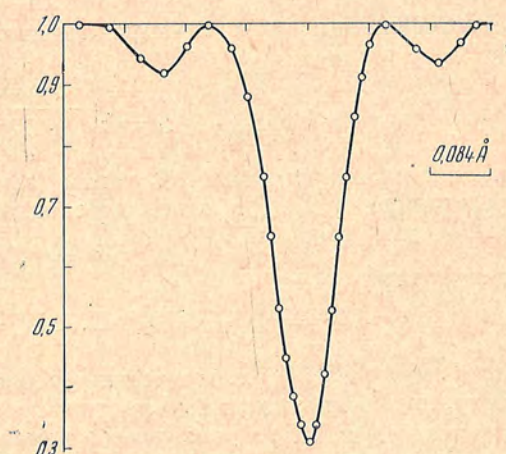
так что требуется более внимательное рассмотрение вопроса. Обычно применяемая ширина щели спектрографа, при которой наблюдается наиболее выгодное отношение сигнал/шум, составляет 0,25 мм, что примерно в 5 раз больше двойной нормальной щели спектрографа БСТ,  $\lambda f/d = 0,05$  мм (когда еще нет потери разрешения). При дисперсии  $1 \text{ \AA} = 9,64 \text{ мм}$  в V порядке ( $f = 20 \text{ м}$ ) это дает 0,052 Å для ширины геометрического изображения щели в фокальной плоскости, где установлен фотометр магнитографа. Мы примем заведомо переоцениваемый эффект, что инструментальный контур в этом случае

$$A(\Delta\lambda) = \frac{1}{\beta \sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\beta}\right)^2}$$

имеет полную ширину 0,07 Å или полуширину

$$\Delta\lambda_A = 0,35 \text{ \AA}, \quad \beta = \frac{1}{\sqrt{\ln 2}} \Delta\lambda_A = 0,042.$$

Фиг. 12. Контур линии  $\lambda 5250 \text{ FeI}$  в центре диска



Контур линии  $\lambda 5250$  при нормальной (0,025 мм) щели спектрографа, измеренный на наших спектрограммах, представлен на фиг. 12; его можно описать формулой

$$1 - r_v = W(\Delta\lambda) = a e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\alpha}\right)^2},$$

где  $a$  — контраст в центре линии, а измеренная полуширина

$$\Delta\lambda_W = 0,044 \text{ \AA}, \quad \alpha = 0,053.$$

Таким образом, наблюдаемое распределение

$$S(\Delta\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(\Delta\lambda - x) W(x) dx = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2}} e^{-\frac{\Delta\lambda^2}{\gamma^2}},$$

где

$$\gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} = 0,068.$$

Для уяснения влияния аппаратной функции на калибровочную кривую рассмотрим случай оптически тонкой линии, когда контраст  $1 - r_v = \tau_v$  — оптической толще в сфере линии, и сравним сигналы  $\delta_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp}$  в двух



случаях: тонкой линии ( $\alpha$ ) и расширенной ( $\gamma$ ). В обоих случаях при  $\tau_v < 1$  имеем (см. [1]) следующие выражения для сигналов поперечного и продольного полей, а также калибровки  $\delta c$ :

$$\begin{aligned}\delta_{\perp} &= \frac{1}{2} [2s_0 - (s_1 + s_2)], \\ \delta_{\parallel} &= s_1 - s_2, \\ \delta c &= \frac{1}{2} (s_1 - s_2), \quad \Delta\lambda_H = \Delta\lambda_v,\end{aligned}$$

если пренебречь изменением этих величин в пределах щели фотометра (т. е. взять средние значения) и опустить множители пропорциональности, зависящие только от яркости спектра, которая компенсируется автоматически с помощью компенсатора; в этом последнем случае амплитуда регистрируемого сигнала скорости на восточном и западном краях, как показано в [11],

$$E - W = 4 \delta c.$$

Здесь функции  $s$  даются выражениями (в случае  $\alpha$  — тонкой линии, см. [1])

$$s_0 = k_0 e^{-\left(\frac{\delta\lambda}{\alpha}\right)^2}, \quad s_1 = k_0 e^{-\left(\frac{\delta\lambda + \Delta\lambda_H}{\alpha}\right)^2}, \quad s_2 = k_0 e^{-\left(\frac{\delta\lambda - \Delta\lambda_H}{\alpha}\right)^2}$$

и аналогично для толстой линии (замените  $\alpha$  на  $\gamma$ ). Величина  $\delta\lambda$  есть расстояние от центра линии до середины щели фотометра

$$\delta\lambda = 0,062 \text{ \AA},$$

а величины

$$\Delta\lambda_H = \pm 3,68 \cdot 10^{-5} \text{ H}, \quad \Delta\lambda_v = 1,75 \cdot 10^{-7} \text{ v} = 0,035 \text{ \AA}$$

для линии  $\lambda 5250$ , если считать скорость  $v = 2 \text{ км/сек}$ . В табл. 5 даны результаты вычислений. Заметим сразу, что более точный расчет для тонкого слоя, когда учитывается изменение величин  $s$  внутри щели фотометра (интегрирование по щели, см. [3]), не меняет существенно приведенных в табл. 5 значений (в пределах 20—25%); например, при  $H = 10^3 \text{ гс}$  в случае  $\alpha$  мы получим  $\delta c = -0,40$  и  $\delta_{\parallel}/(E - W) = 0,500$  вместо  $0,520$ ; в случае  $\gamma$  те же значения суть  $\delta c = -0,34$ ,  $\delta_{\parallel}/(E - W) = 0,500$  вместо  $0,525$ .

Таблица 5.

Результаты расчета

| $H, \text{ гс}$ | Случай $\alpha$ , $\delta c = -0,368$ |                              | Случай $\gamma$ , $\delta c = -0,359$ |                              | $\left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)_{\perp}$ | $\left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)_{\parallel}$ |
|-----------------|---------------------------------------|------------------------------|---------------------------------------|------------------------------|----------------------------------------------|--------------------------------------------------|
|                 | $\delta_{\perp}/(E - W)$              | $\delta_{\parallel}/(E - W)$ | $\delta_{\perp}/(E - W)$              | $\delta_{\parallel}/(E - W)$ |                                              |                                                  |
| 500             | 0,032                                 | 0,270                        | 0,012                                 | 0,285                        | 2,66                                         | 0,95                                             |
| 1000            | 0,110                                 | 0,520                        | 0,042                                 | 0,525                        | 2,62                                         | 0,99                                             |
| 1500            | 0,163                                 | 0,615                        | 0,059                                 | 0,655                        | 2,76                                         | 0,94                                             |
| 2000            | 0,150                                 | 0,640                        | 0,040                                 | 0,660                        | 3,75                                         | 0,97                                             |
| 2500            | 0,076                                 | 0,495                        | 0,029                                 | 0,620                        | 2,62                                         | 0,80                                             |

Сравнение случаев узкой и широкой щели для сигналов поперечного поля (последние два столбца табл. 5) показывает, что этот сигнал действительно падает при расширении щели в 2,7 раза, как раз тот фактор, которым отличается строгая теория от наблюдений. Однако сама калибровочная кривая  $\delta_{\perp}/(E - W)$  в рассматриваемом случае тонкого слоя для широкой щели ( $\gamma$ ) проходит значительно ниже фактической (см. фиг. 8,



треугольники с основанием вверх), тогда как в случае узкой щели (см. фиг. 8, треугольники с основанием вниз) наблюдается удовлетворительное согласие с наблюдаемой кривой для  $H < 1000$  гс, но при больших полях точки располагаются выше. Возникает, однако, вопрос, нельзя ли с помощью строгой теории (для оптически толстых линий) получить сходный эффект понижения сигнала при расширении щели. Расчет, выполненный в [3], показывает, что наибольшее понижение сигнала, которое можно ожидать в этом случае, происходит в 1,4 раза — примерно в два раза меньше, чем это нужно было бы для объяснения наблюдаемого расхождения. Таким образом, возникает соображение о том, что случай оптически тонкого слоя лучше соответствует фактической калибровочной кривой, нежели так называемая строгая теория для оптически толстых линий. Действительно, во-первых, поскольку эффект расширения линий у нас завышен, то можно ожидать, что для фактического инструментального контура понижение сигналов будет меньше, чем оценено нами, и ход  $\delta_{\perp}/(E - W)$  с  $H$  в этом случае будет близок к наблюдаемому. Во-вторых, отличное соответствие между «астрофизической» калибровочной кривой и лабораторной (для заведомо оптически тонкой эмиссии) едва ли случайно.

Однако это соображение о пригодности «тонкого слоя» наталкивается на противоречие при рассмотрении калибровочной кривой для продольного поля. В самом деле, здесь не наблюдается никакого действия расширения щели на величину сигнала  $\delta_{\parallel}/(E - W)$ , как видно из последнего столбца табл. 5. Более того, калибровочная зависимость  $\delta_{\parallel}/(E - W)$  от  $H$  для тонкого слоя в обоих случаях  $\alpha$  и  $\gamma$  практически совпадает с теоретической калибровкой для толстых линий [3]. Таким образом, здесь расхождение фактической калибровочной зависимости с теоретическими остается в силе. Это различие на фактор  $\sim 2$  в величине  $\delta_{\parallel}/(E - W)$ , как мы видим, не может быть отнесено за счет каких-либо инструментальных причин, а также за счет отличия оптически тонкого и толстого слоев. По-видимому, и в этом случае оптически тонкий слой ближе соответствует фактам, как показывают данные, полученные с лабораторным магнитом; однако расчетная кривая для тонкого слоя неудовлетворительна в этом случае.

Остается еще упомянутая возможность отнести наблюдаемое нами расхождение теории и эксперимента за счет косвенного, через интенсивность, влияния ложной  $\pi$ -компоненты рассеянного света на величину сигнала (компенсатор яркости в нашем приборе компенсирует изменения только в области непрерывного спектра; компенсация же изменений в сфере линии, где установлены щели магнитографа, примененные в ГАО АН СССР [14], очевидно, вообще исключает возможность применения обычной теории для калибровки сигналов, так как включает в себя компенсацию за изменения контура с изменением поля, учитываемые теорией). Хотя суммарное влияние фиктивной  $\pi$ -компоненты на эквивалентную ширину может быть большим, оно сосредоточено в основном в ядре линии

Таблица 6

| Дата, 1963 г. | Объект     | $\frac{\Delta I}{I_0}, \%$ | Число |
|---------------|------------|----------------------------|-------|
| 12.VIII       | Группа 108 | 9,6                        | 6     |
| 15.VIII       | Группа 109 | 7,0                        | 1     |
| 20.VIII       | Факел      | 6,9                        | 3     |
| 22.VIII       | »          | 14,0                       | 3     |



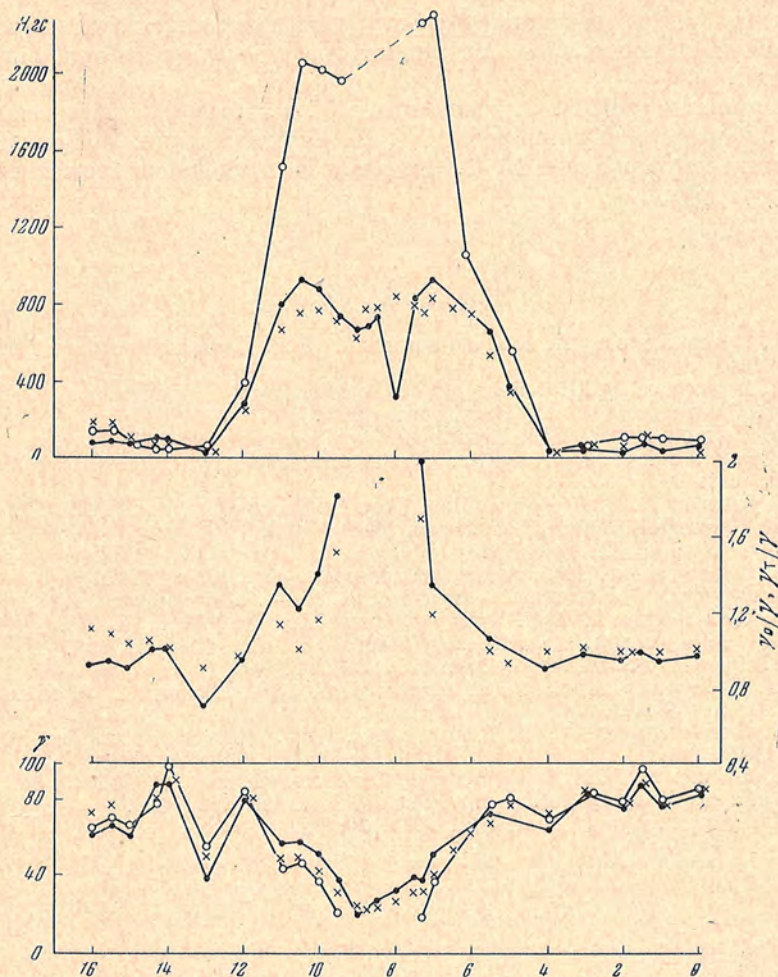
и в значительной мере ослаблено на расстоянии  $0,06 \text{ \AA}$ , где расположены щели магнитографа. Однако для проверки возможности влияния колебаний интенсивности на сигнал мы можем использовать сделанные в течение 10 дней (с 12 по 22.VIII 1965 г.) одновременные с записью поля в  $\lambda 5250$  записи интенсивности в ядре и к р ы л е этой линии, именно в том самом месте, где установлена щель. В табл. 6 собраны средние значения максимальных (более 5%) флуктуаций интенсивности  $\Delta I/I_0$  в крыле  $\lambda 5250$  (в % к средней интенсивности) для записей факелов и групп пятен. Видно, что ни в одном случае мы не можем ожидать изменений интенсивности в крыле более 15% (среднее весовое 9,8%), причем сюда входят все возможные эффекты, включая фиктивную  $\pi$ -компоненту. Таким образом, рассматриваемая возможность объяснения расхождения теории и эксперимента также отпадает.

К сожалению, приходится констатировать несостоятельность существующих теорий и соображений, которые могут быть положены в основу расчета калибровочных зависимостей сигналов магнитографа. По-видимому, необходима разработка адекватной теории, учитывающей фактически наблюдаемые сильные неоднородности магнитных полей (тонкая структура поля).

В заключение выясним, какое влияние окажет новая, более правильная калибровочная кривая на ранее полученные результаты, в частности на картину поля внутри пятна, полученную нами в [4]. С этой целью мы рассмотрели один из разрезов через униполярное солнечное пятно 12.VII 1962 г. (см. табл. 5 [4]); для него были перевычислены значения  $\gamma$  и  $H$  с помощью новых калибровочных кривых, которые представлены кружками на фиг. 13; там же приведены старые данные  $\gamma_0$  и  $H_0$  (точки), вычисленные с помощью калибровочной кривой [4] (пунктир на фиг. 8) для сигналов  $\delta_{\perp}/(E - W)$  и с помощью соотношения  $\delta_{\parallel} \sim H_{\parallel}$ . Представляет интерес сравнить также эти данные с теми, которые получаются с помощью теоретических калибровочных кривых (штриховая линия на фиг. 8) и совпадают практически с примененными ранее в [15, 16]; эти последние обозначены крестами на фиг. 13. Углы  $\gamma$  отличаются не более чем на 10%, пока поля не превосходят  $300 \text{ gs}$ ; в полутени отличие  $\gamma_0$ , вычисленных в [4], и теоретических от настоящих данных достигает 30% на границе тени и полутени в том смысле, что на самом деле полный вектор ближе на 30% к лучу зрения (поле более продольное, см. график отношения  $\gamma/\gamma_0$  и  $\gamma_t/\gamma$  посередине фиг. 13). В ядре же пятна отличие еще сильнее, фактически наклон  $\gamma$  в 1,5—2 раза ближе к лучу зрения, чем согласно [4] или согласно результатам, полученным с помощью теоретической калибровки [15, 16]. Следует отметить, что значения  $\gamma_t$  несколько лучше согласуются с нашими данными, чем [4], хотя тоже показывают довольно большие отклонения в области сильных полей.

Если в смысле ориентации полного вектора наша калибровка не приводит к сильному качественному изменению средней картины поля в пятне, кроме тени, где поле оказывается практически продольным, в соответствии с результатами интерферометрических измерений [17], то в отношении распределения абсолютной напряженности поля получается очень сильное различие с результатами [4] или [15, 16] в том смысле, что наша калибровка приводит к более крутому росту абсолютной напряженности к центру пятна и к разумным, в 2—3 раза большим значениям абсолютной напряженности поля в ядре, чем это получается на основании теоретической калибровки [1, 2] или эмпирической [4]; это вполне естественно, так как наша калибровка основывается на сравнении сигналов с фактически наблюдаемыми величинами расщепления за длительный период времени. Для приведения в соответствие с фактическими данными значений напряженности полного вектора в ядре пятна, определенными по сигналам магнитографа с помощью теоретической калиб-





Фиг. 13. Сравнение для пятна 12.VII 1962 г. хода наклонов полного вектора поля  $\gamma$  и напряженности поля  $H$ , вычисленных по калибровочной кривой на фиг. 8 (кружки), с ранее определенными в [4]  $\gamma_0$ ,  $H_0$  (точки) и определенными по теоретической зависимости [3] (кресты); в середине отношение  $\gamma_0/\gamma$  (точки) и  $\gamma_t/\gamma$  (кресты)

ровки, необходимо, как мы видим, умножить «теоретические значения» на множитель по крайней мере 2, а не 1,2, как указано в [15]. Это непосредственно следует из сравнения теоретических (пунктир) калибровочных кривых на фиг. 8 с фактическими<sup>1</sup>.

В среднем, отвлекаясь от флуктуаций (для рассматриваемого разреза), вне пятна поперечное поле в 10 раз больше продольного ( $\gamma \approx 85^\circ$ ); в ядре расходимость силовых линий мала — продольное поле в три раза больше поперечного; это, кстати, согласуется с многочисленными измерениями профилей линий  $\lambda 6302$  [18], а также с [17], которые указывают, что угол вектора поля с лучом зрения в ядре пятен не превосходит  $30^\circ$ . Однако

<sup>1</sup> Наша переобработка данных со 2.IX по 8.IX 1961 г. также показывает, что отношение вычисленных по теоретической калибровочной кривой значений  $H$  к наблюдаемым не менее 1,5 — 1,6 для  $H \leq 1500$  Гс; в [15] это отношение оказалось близким к единице потому, что для одних случаев брались очень большие значения  $H$  с п р а в а от максимума теоретической кривой, а для других малые значения с л е в а от этого максимума. Очевидно, что подходящим выбором таких случаев можно получить любое значение для отношений  $H_{\text{теор}}/H_{\text{набл}}$  как большее, так и меньшее единицы.



более подробное исследование конфигурации поля пятен с помощью эмпирической калибровки сигналов магнитографа — предмет отдельного рассмотрения.

Автор благодарен Н. С. Никулину и Т. Т. Цапу за существенное участие в лабораторной калибровке, Д. Н. Рачковскому за обсуждение теоретических калибровок и К. С. Северной за проведение всех вычислений во вторую руку.

1 декабря 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 166.
2. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Геомагнетизм и аэрномия, 1962, 2, 541.
3. Д. Н. Рачковский. Наст. том, стр. 9.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 34.
5. R. Michard, J. Rayrole. Stellar and Solar Magn. Fields, IAU Symp. N 22, 1965, p. 169.
6. В. Бумба, А. В. Брунс. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 134.
7. W. Unno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
8. G. Moreton, A. Severny. Astron. J., 1966, 71, № 3, 172.
9. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 209.
10. С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М.— Л., Физматгиз, 1963, стр. 73.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
13. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1959, 36, 208.
14. Л. М. Котляр. Изв. Главн. астрон. obs., 1961, 22, вып. 2, № 167, 95; 1961, вып. 4, № 169, 52.
15. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 27, 194.
16. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Солнечные данные, 1965, № 3, 54.
17. M. Adam. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 126, 135.
18. J. Neuhof. Ann. d'Astroph., 1963, 26, 159.



## К ВОПРОСУ О КАЛИБРОВКЕ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТОГРАФА

Д. Н. Рачковский

Приведены результаты расчетов калибровочных кривых измерений на магнитографе. Вычисления проводились с учетом а) только истинного поглощения в линии, б) только рассеяния в линии, в) в предположении тонкого слоя образования линии.

Показано, что если принимать одинаковый контур коэффициента поглощения, то учет только рассеяния или только истинного поглощения не сказывается на калибровочных кривых магнитографа.

Показано, что учет аппаратной функции практически не влияет на сигнал продольного поля и существенно меняет сигнал поперечного поля.

При вычислении сигнала поперечного поля гипотеза тонкого слоя дает калибровочные кривые, совершенно отличные от случая оптически толстого слоя. Для сигнала продольного поля случаи оптически тонкой и толстой линии практически совпадают.

THE CALIBRATION OF MEASUREMENTS MADE WITH A MAGNETOGRAPH, by *D. N. Rachkovsky*.— Results are given of computed calibration curves of measurements made with a magnetograph. In the calculations the following were taken into account: a) only true line absorption, b) only line scattering and c) thin layer line formation. It is shown that if an identical profile of the absorption coefficient is assumed, the allowance for only scattering or only true absorption does not influence the calibration curves. It is also shown that allowance for the apparatus function practically does not influence the transversal field signal and significantly changes that of the longitudinal field. The calibration curves computed on the assumptions of a thin and an optically thick layer differ significantly in the case of a transversal field signal and practically coincide in the case of a longitudinal field signal.

С помощью магнитографа Крымской астрофизической обсерватории [1] можно измерять параметры Стокса излучения внутри контура выбранной спектральной линии. Эффективная область частот определяется величиной и расположением щелей магнитографа относительно центра линии.

Параметры Стокса не являются самоцелью измерений. Необходимо перейти от поляризационных характеристик к величине и направлению магнитного поля, которое обуславливает поляризацию в линии. Эта связь может быть получена только с помощью теории образования линий в магнитном поле. Однако выбор теории не однозначен. В настоящее время получили развитие лишь теории, в которых атмосфера принимается однородной и магнитное поле постоянным. Теория Унно [2] учитывает только истинное поглощение в линии, теория, развитая В. Е. Степановым, приближенно учитывает рассеяние в линии, теория, развитая автором [3—5], точно учитывает рассеяние излучения в линии.

Представляет интерес сравнить ряд теоретических кривых, вычисленных при различных предположениях.



Все измерения на магнитографе обсерватории выражаются в единицах сигнала «восток — запад» ( $E - W$ ). Этот сигнал, вызванный доплеровским смещением линии на краю Солнца, эквивалентен сигналу от чисто продольного поля такой абсолютной величины, которая вызывает расщепление линии.

### ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

В [6, 7] дано описание принципов работы магнитографа и приведены основные формулы для сигналов «продольного», «поперечного» полей и сигнала калибровки ( $E - W$ ).

Для сигнала продольного поля имеем

$$i_{\parallel} = 2a_{\parallel} (I_{\perp} - I_{\parallel}) = I_0(v) a_{\parallel} [r_{\perp}(v + \Delta v_H) - r_{\parallel}(v + \Delta v_H)] = I_0(v) a_{\parallel} r_V(v + \Delta v_H). \quad (1)$$

Здесь  $I_{\perp, \parallel}$  — лево или право поляризованная составляющая интенсивности внутри контура спектральной линии,  $I_0(v)$  — интенсивность непрерывного спектра в окрестности линии,  $a_{\parallel}$  — коэффициент пропорциональности,  $r_V(v + \Delta v_H)$  — параметр Стокса  $V$ , выраженный в единицах половины непрерывного спектра.

Для сигнала калибровки имеем аналогично сигналу (1)

$$i_K = \frac{1}{2} a_K (I_{II} - I_I) = \frac{1}{2} I_0(\theta, v) a_K [r(\theta, v + \Delta v_K) - r(\theta, v - \Delta v_K)], \quad (2)$$

$$(E - W) = 2i_K = I_0(\theta, v) a_K [r(\theta, v + \Delta v_K) - r(\theta, v - \Delta v_K)].$$

Здесь  $I_0(\theta, v)$  — интенсивность непрерывного спектра в окрестности линии,  $r(\theta, v \pm \Delta v_K)$  — остаточные интенсивности в единицах интенсивности непрерывного спектра,  $\Delta v_K$  — смещение линии из-за эффекта Доплера.

Для сигнала поперечного поля имеем

$$i_{\perp} = 2a_{\perp} (I_1 - I_2) = I_0(v) a_{\perp} r_Q(v + \Delta v_H). \quad (3)$$

Здесь  $r_Q$  — параметр Стокса  $Q$ , выраженный в единицах половины интенсивности непрерывного спектра.

Применение компенсации яркости в магнитографе приводит к тому, что коэффициенты  $a_K, \perp, \parallel$  оказываются зависимыми:

$$\frac{2a_{\perp} I_0(v)}{a_K I_0(\theta, v)} = \frac{2a_{\parallel} I_0(v)}{a_K I_0(\theta, v)} = 1. \quad (4)$$

Используя (1)–(4), получаем

$$\frac{i_{\perp}}{(E - W)} = \frac{1}{2} \frac{r_Q(\theta, v + \Delta v_H)}{r(\theta, v + \Delta v_K) - r(\theta, v - \Delta v_K)};$$

$$\frac{i_{\parallel}}{(E - W)} = \frac{1}{2} \frac{r_V(\theta, v + \Delta v_H)}{r(\theta, v + \Delta v_K) - r(\theta, v - \Delta v_K)}. \quad (5)$$

Калибровочные кривые по формулам (5) были построены по теории: а) с учетом только истинного поглощения в линии [2]; б) с учетом рассеяния излучения в линии [3, 8]; в) в предположении тонкого слоя образования линии.



Для случая а) имеем соотношения:

$$r_Q = \frac{\beta_0 \cos \theta}{1 + \beta_0 \cos \theta} \frac{2\eta_Q}{(1 + \eta_I)^2 - \eta_Q^2 - \eta_V^2}, \quad (6)$$

где

$$\eta_I = \frac{\eta_p}{2} \sin^2 \gamma + \frac{\eta_l + \eta_r}{4} (1 + \cos^2 \gamma), \quad \eta_V = \frac{\eta_l - \eta_r}{2} \cos \gamma,$$

$$\eta_Q = \left( \frac{\eta_p}{2} - \frac{\eta_l + \eta_r}{4} \right) \sin^2 \gamma, \quad \eta_{l, r, p} = \eta_0 \cdot k_{l, r, p}.$$

Обозначения здесь те же, что и у Унно [2].

Теория, точно учитывающая рассеяние в линии, дает

$$r_{\pm} = \frac{\eta_{\pm} \varphi_{\pm}}{(1 + \eta_{\pm})(1 + \beta_0 \cos \theta)} \left\{ \beta_0 h + (g - m) \left( 1 + \frac{\beta \cos \theta}{1 + \eta_{\pm}} \right) \right\} + \\ + \frac{f_{\pm} \left( 1 + \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 + \eta_{\pm}} \right)}{(1 + \eta_{\pm})(1 + \beta_0 \cos \theta)}. \quad (7)$$

Для продольного ( $\gamma = 0$ ) и поперечного ( $\gamma = 90^\circ$ ) полей имеем [3]

$$r_Q = r_+ - r_-, \quad \gamma = 90^\circ,$$

$$r_V = r_+ - r_-, \quad \gamma = 0^\circ.$$

Предполагая, что контур магнитно-расщепленной линии совпадает с контуром коэффициента поглощения, получаем

$$\frac{i_{\parallel}}{(E - W)} = \frac{1}{2} \frac{\eta(v + \Delta v_H) - \eta(v - \Delta v_H)}{\eta(v + \Delta v_R) - \eta(v - \Delta v_R)}, \quad (8)$$

$$\frac{i_{\perp}}{(E - W)} = \frac{1}{4} \frac{\eta(v + \Delta v_H) + \eta(v - \Delta v_H) - 2\eta(v)}{\eta(v + \Delta v_R) - \eta(v - \Delta v_R)}. \quad (9)$$

Здесь  $v$  — частота в измеряемой точке контура несмещенной линии,  $\Delta v_H$  — расстояние между  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентами.

По совету А. Б. Северного [9] исследовалось также влияние входной щели спектрографа (ширина 0,052 Å). Примем, что аппаратную функцию можно представить в виде

$$A_0 e^{-\frac{v^2}{\beta^2}}. \quad (10)$$

Здесь  $v$  — расстояние от центра линии, выраженное в доплеровской полуширине  $\Delta \lambda_D = 0,0375$  Å. Тогда наблюдаемый контур будет

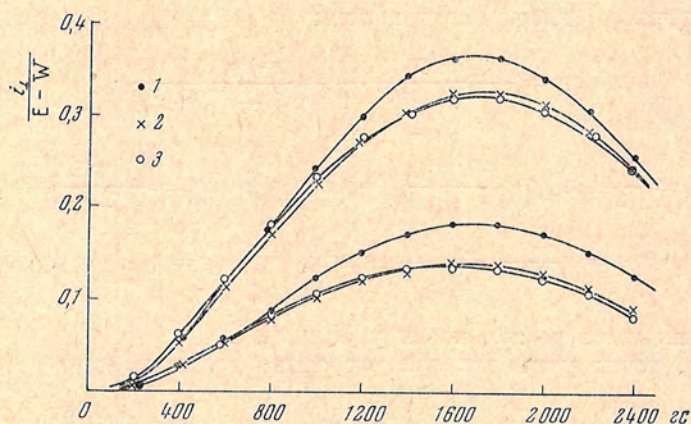
$$r_{\text{набл}}(v) = A_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{(v-t)^2}{\beta^2}} r(t) dt. \quad (11)$$

Для величины  $\beta$  принято значение  $\beta = 1,12$ . В случае гипотезы тонкого слоя для контура нерасщепленной линии принималось

$$1 - r(v) = a e^{-\frac{v^2}{\alpha^2}} \quad (12)$$

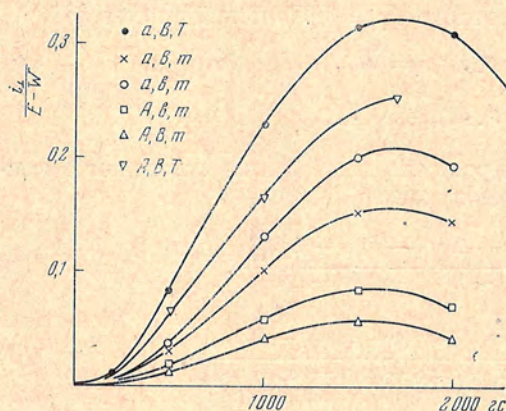
при  $\alpha = 1,41$ .





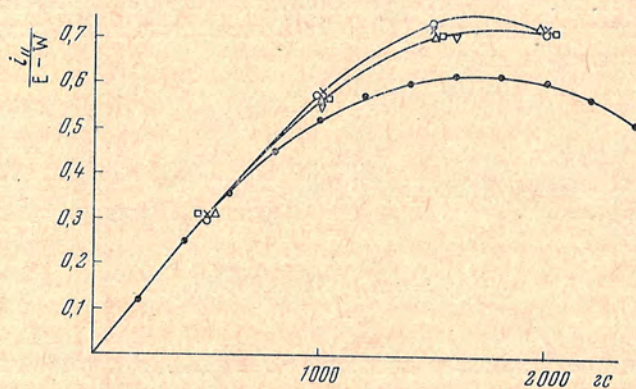
Фиг. 1. Сигнал поперечного поля

1 — расчеты по теории В. Е. Степанова; 2 — по теории автора; 3 — по теории В. Унно. Верхняя группа кривых соответствует  $\gamma = 90^\circ$ , нижняя —  $\gamma = 45^\circ$



Фиг. 2. Сигнал поперечного поля,  $\gamma = 90^\circ$

A — учитывается влияние аппаратной функции; a — аппаратная функция не учитывается; B — сигнал рассчитан с интегрированием по щели магнитографа; e — сигнал соответствует центру щели; T — сигнал получен по точной теории, учитывающей расстояние; m — предполагается, что линия образуется в тонком слое



Фиг. 3. Сигнал продольного поля,  $\gamma = 0^\circ$

Обозначения те же, что на фиг. 2



ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ

С. И. Гопасюк

Изучались фотоэлектрические наблюдения продольных магнитных полей двух активных областей. Для одной из активных областей наблюдения охватывают весь процесс развития пятен, а для второй — только стадию их исчезновения. Использовались также лучевые скорости на стадии появления пятен.

Сделаны следующие выводы:

1. Возникновение пятна сопровождалось:
  - а) ростом напряженности магнитного поля в центре холма,
  - б) расширением магнитного поля вблизи центра холма и некоторым сжатием поля на его периферии,
  - в) появлением лучевых скоростей, указывающих на опускание газа в районе появления пятна.
2. В дальнейшем с развитием пятен области их полей только расширялись, при этом скорость расширения росла по мере перехода от центра к краю холмов.
3. На стадии исчезновения пятен наблюдался процесс дробления магнитных полей.

TEMPORAL VARIATIONS OF THE MAGNETIC FIELD IN ACTIVE SOLAR REGIONS, by S. I. Gopasyuk.— Photoelectric observations of longitudinal magnetic fields in two active regions are studied. For one of the active regions the observations cover the whole process of spot development, and for the other only the disappearance stage. Radial velocities obtained at the stage of appearance of the spot are also used.

The following conclusions are made:

1. The formation of a spot was accompanied by:
  - a) an increase in the field strength in the center of the hill;
  - b) an expansion of the magnetic field near the center of the hill and contraction at its periphery;
  - c) the appearance of radial velocities indicating a descent of gas in the region of appearance of the spot.
2. With further development of the spots, their magnetic field regions only expanded. The expansion rate increased from the center to the border of the hills.
3. A division of the magnetic fields was observed at the disappearance stage of the spots.

Появление локального магнитного поля тесно связано с зарождением активных областей, в которых впоследствии могут возникать и развиваться пятна. Согласно данным наблюдений и [1] рост пятен сопровождается усилением, а исчезновение — уменьшением их магнитного поля. Выяснение характера изменения магнитного поля как на стадиях появления,



С учетом интегрирования по щели ( $v_1$  и  $v_2$  — границы щели) и влияния аппаратной функции, принимая гипотезу тонкого слоя, получаем

$$\frac{i_{\perp}}{(E-W)} = \frac{1}{4} \frac{|\Phi(t_2+t_H) - \Phi(t_1+t_H)| + |\Phi(t_2-t_H) - \Phi(t_1-t_H)| - 2|\Phi(t_2) + 2\Phi(t_1)|}{\Phi(t_2+t_K) - \Phi(t_1+t_K) - |\Phi(t_2-t_K) - \Phi(t_1-t_K)|},$$

$$\frac{i_{\parallel}}{(E-W)} = \frac{1}{2} \frac{\Phi(t_2+t_H) - \Phi(t_1+t_H) - |\Phi(t_2-t_H) - \Phi(t_1-t_H)|}{\Phi(t_2+t_K) - \Phi(t_1+t_K) - |\Phi(t_2-t_K) - \Phi(t_1-t_K)|}. \quad (13)$$

Здесь

$$\Phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-t}^{+t} e^{-\frac{t^2}{2}} dt; \quad t = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}.$$

Если пренебрегать влиянием аппаратной функции, то

$$t = \frac{\sqrt{2}}{\alpha} v;$$

необходимо помнить, что при  $t_{1,2} - t_{H,K} < 0$  функцию  $\Phi(t_{1,2} - t_{H,K})$  надо считать отрицательной.

Калибровка по методу В. Е. Степанова была проведена на основании графиков [6].

На фиг. 1 для линии 5250 Å Fe I при значении параметра  $\eta_0 = 5$  построены кривые сигнала поперечного поля ( $\gamma = 90^\circ$  и  $\gamma = 45^\circ$ ). Мы замечаем, что все теории дают одинаковые результаты. Некоторые отклонения кривых, рассчитанных по методу В. Е. Степанова, объясняются упрощениями, допущенными в [6]. Если бы в [6] вычисления проводились строго, то кривые совпали бы полностью.

На фиг. 2, 3 для той же линии нанесены значения сигналов поперечного и продольного полей. Теоретический сигнал продольного поля в значительной степени не зависит от того, усредняем ли мы сигнал по щели или нет, учитываем ли рассеяние или только истинное поглощение. Результат оказывается также независимым от предположения о тонком или толстом слое образования линии. Совершенно иначе ведет себя теоретический сигнал поперечного поля. Дело здесь, видимо, в том, что в  $i_{\parallel}/(E-W)$  числитель и знаменатель — величины одной физической природы, тогда как в  $i_{\perp}/(E-W)$  числитель — сигнал поперечного поля, а знаменатель аналогичен сигналу продольного.

На фиг. 2, 3 можно видеть, что учет аппаратной функции практически не влияет на сигнал продольного поля и существенно меняет сигнал поперечного поля.

В заключение считаю своим долгом выразить искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за ценные советы при обсуждении работы.

19 декабря 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
2. W. Ueno. Publ. Astron. Soc. Japan, 1956, 8, 108.
3. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 29, 97.
4. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 267.
5. Д. Н. Рачковский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 3.
6. В. Е. Степанов, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 166.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
8. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 20.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 36, 22.



так и исчезновения пятен позволит лучше понять явления, приводящие к усилению, а также к исчезновению поля на поверхности Солнца.

Нами исследовались изменения магнитного поля во время появления и исчезновения пятен в двух активных областях.

### § 1. Материал наблюдений

Фотоэлектрические записи продольного магнитного поля двух активных областей получены с помощью магнитографа [2]. Одна из активных областей наблюдалась в период появления и развития пятен. Эта активная область все время была биполярной. Пятна в ней возникли 31.X 1964 г., когда она находилась в  $23^\circ$  к востоку от центрального меридиана. Продольные магнитные поля и лучевые скорости ее были зарегистрированы 31.X, 1 и 3.XI 1964 г. По условиям погоды 2.XI наблюдений не было; 31.X получено восемь серий записей; пять в линии  $\lambda 5250$  и три в  $H_\beta$ ; 1.XI — четыре серии записей: две в  $\lambda 5250$  и две в  $H_\beta$ ; 3.XI — одна в  $\lambda 5250$  и одна в  $H_\beta$ . Сканирование изображения Солнца, как обычно, велось в направлении суточной параллели со скоростью  $1'',0$  в секунду времени при расстоянии между центрами разрезов в  $6'',7$ . Ширина и высота входной щели спектрографа были взяты  $0,5$  мм на  $1,0$  мм при диаметре изображения Солнца, равном  $35$  см.

31.X запись магнитных полей активной области была начата, когда уже одно из пятен, лидер, появилось. Второе пятно, хвостовое, стало заметным только во время третьей серии записей. Оба пятна 31.X очень быстро развивались. 1.XI возле хвостового пятна возникло еще одно пятно  $N$ -полярности. Но уже 2.XI оба пятна  $N$ -полярности исчезли, а 4.XI исчез и лидер. Таким образом, наши наблюдения охватывают весь период развития группы.

Для второй активной области измерения продольного магнитного поля и лучевых скоростей относятся к времени исчезновения пятен. В этой активной области пятна появились 12.X 1962 г., когда область находилась вблизи восточного края солнечного диска. В дальнейшем пятна очень быстро развивались и достигли наибольших размеров 14.X, после чего они начали ослабевать. 19.X, когда активная область находилась на расстоянии  $13^\circ$  к западу от центрального меридиана, оставались только малые пятна, которые продолжали уменьшаться. В связи с этим 19.X проводились записи магнитного поля и лучевых скоростей этой активной области с целью выяснения характера изменения магнитного поля при исчезновении пятен. Во время первой серии записей магнитного поля 19.X были видны маленькие пятна только  $N$ -полярности. К концу второй серии записей, начатой сразу после первой, они практически исчезли. К сожалению, по условиям погоды для этой активной области были получены лишь две систематические записи в линии  $\lambda 5250$ . Запись велась со скоростью сканирования  $2'',3$  в секунду времени при диаметре изображения Солнца  $20$  см. Ширина и высота входной щели спектрографа брались соответственно  $0,3$  и  $0,5$  мм.

Данные о записях магнитного поля собраны в таблице. В первом столбце приведена дата; во втором — порядковый номер записи; в третьем — московское время записи магнитного поля; в четвертом — длина волны линии, по которой велась запись; в пятом — калибровка. Все измерения сигналов магнитного поля проведены с компенсатором яркости, и калибровка выполнена так, как это описано в [3]. Такой принцип калибровки магнитных полей является общепринятым. Однако значения величин магнитных полей, измеренных с помощью магнитографа в  $\lambda 5250$ , получаются систематически заниженными по сравнению с визуальными [4, 5]. Особенно сильные расхождения наблюдаются для сильных полей, в которых линия  $\lambda 5250$  расщеплена полностью [5]. Возможно, это отчасти



| Дата      | № п/п | Время записи                                                     | Линия                           | Калиб-<br>ровка,<br>1 дел. в эс | $\Phi_N \cdot 10^{-20}$ ,<br>эс·см <sup>2</sup> | $\Phi_S \cdot 10^{-20}$ ,<br>эс·см <sup>2</sup> | $W_N \cdot 10^{-20}$ ,<br>эрг | $W_S \cdot 10^{-20}$ ,<br>эрг |
|-----------|-------|------------------------------------------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|-------------------------------------------------|-------------------------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 31.X 1964 | 1     | 10 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> —11 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | 5250                            | 1,7                             | 3,3                                             | 1,1                                             | 7,7                           | 2,4                           |
|           | 2     | 11 50 —12 20                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 9,9                             |                                                 |                                                 |                               |                               |
|           | 3     | 12 50 —13 20                                                     | 5250                            | 2,1                             | 5,1                                             | 2,1                                             | 20,0                          | 7,0                           |
|           | 4     | 14 10 —14 40                                                     | 5250                            | 2,5                             | 5,8                                             | 3,0                                             | 27,0                          | 10,0                          |
|           | 5     | 14 50 —15 15                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 11,6                            |                                                 |                                                 |                               |                               |
|           | 6     | 15 17 —15 40                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 11,6                            |                                                 |                                                 |                               |                               |
|           | 7     | 15 55 —16 15                                                     | 5250                            | 3,2                             | 6,0                                             | 3,7                                             | 24,0                          | 16,0                          |
|           | 8     | 16 30 —17 00                                                     | 5250                            | 3,2                             | 6,6                                             | 4,0                                             | 28,0                          | 14,0                          |
| 1.XI 1964 | 1     | 13-05 —13 35                                                     | 5250                            | 3,8                             | 6,6                                             | 6,2                                             | 22,0                          | 20,0                          |
|           | 2     | 13 55 —14 20                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 16,8                            |                                                 |                                                 |                               |                               |
|           | 3     | 15 20 —15 55                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 16,8                            |                                                 |                                                 |                               |                               |
|           | 4     | 16 10 —16 40                                                     | 5250                            | 3,9                             | 7,7                                             | 8,0                                             | 27,0                          | 23,0                          |
| 3.XI 1964 | 1     | 11 35 —12 00                                                     | 5250                            | 2,5                             | 3,9                                             | 4,8                                             | 8,0                           | 11,0                          |
|           | 2     | 12 35 —13 00                                                     | H <sub><math>\beta</math></sub> | 7,1                             |                                                 |                                                 |                               |                               |
| 19.X 1962 | 1     | 12 00 —12 35                                                     | 5250                            | 10,0                            | 285,0                                           | 250,0                                           | 7,2·10 <sup>3</sup>           | 4,1·10 <sup>3</sup>           |
|           | 2     | 12 55 —13 35                                                     | 5250                            | 13,9                            | 240,0                                           | 240,0                                           | 4,4·10 <sup>3</sup>           | 3,8·10 <sup>3</sup>           |

связано с просачиванием света немодулируемых  $\sigma$ -компонент при наклонных полях, что приводит к фиктивному уменьшению глубины линии, а следовательно, к занижению сигнала магнитного поля. Магнитные поля, при которых величина магнитного расщепления линий намного меньше их полуширины, записываются уверенно [5]. Поэтому в H <sub>$\alpha$</sub>  и H <sub>$\beta$</sub>  можно записывать более сильные поля. К сожалению, в ядре H <sub>$\beta$</sub>  имеются бленды, высокочувствительные к магнитному полю, что может исказить результаты [6].

Лучевые скорости, измеренные по H <sub>$\beta$</sub> , по-видимому, незначительно подвержены влиянию бленд, так как в большинстве случаев сигналы их велики по сравнению с фотосферными.

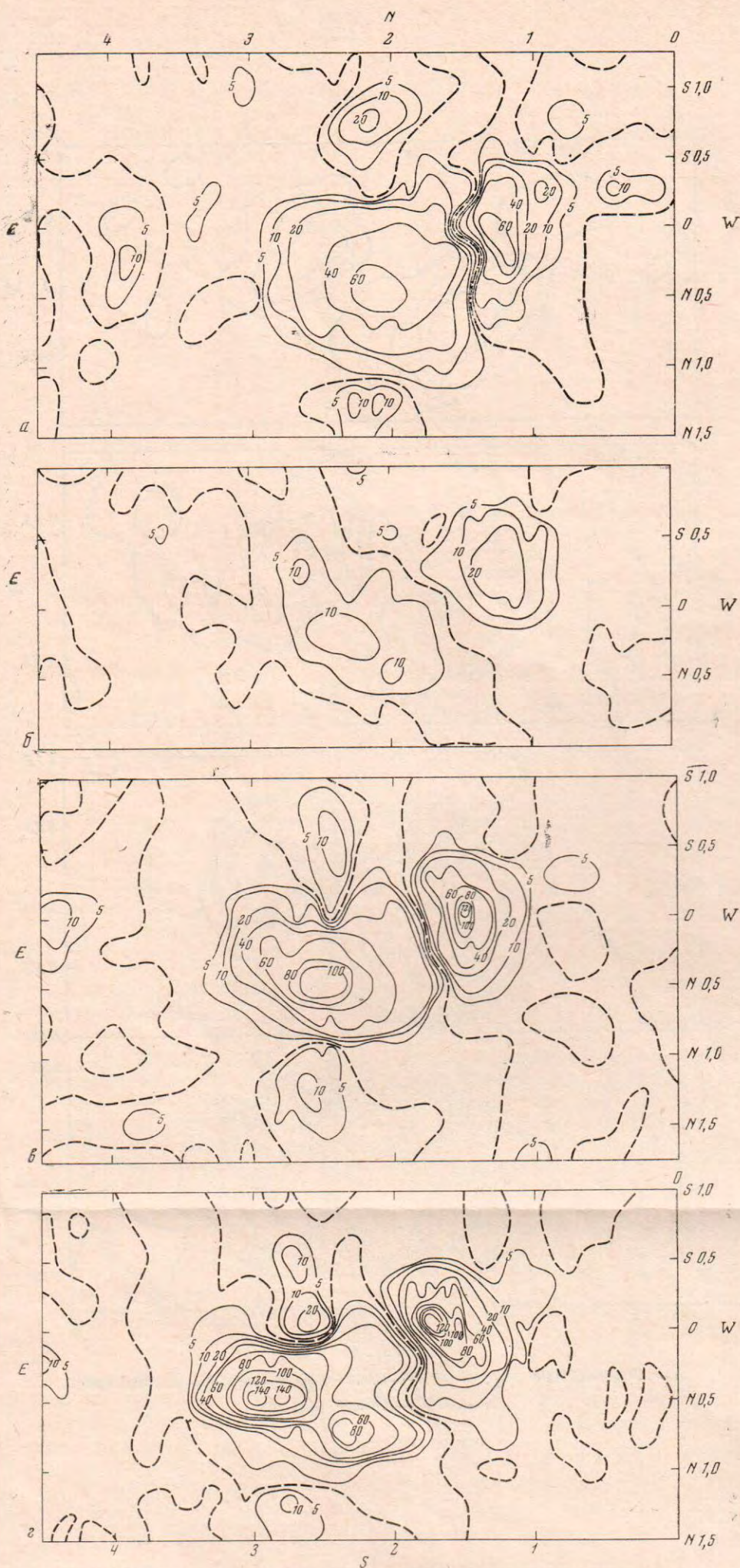
Учитывая сказанное выше, некоторые из результатов следующих параграфов имеют больше качественное, нежели количественное, значение.

## § 2. Изменения магнитного поля на стадии появления и развития пятен

Карты продольного магнитного поля активной области на стадии возникновения и развития пятен 31.X и 1.XI 1964 г. приведены соответственно на фиг. 1 и 2. В западной части карт большая область сильного поля S-полярности принадлежит лидеру. Восточнее ее располагается основная область поля N-полярности, в центре холма которой возникло хвостовое пятно. Лидеру также соответствует основной холм поля S-полярности. К северу и югу от поля хвостового пятна имеются небольшие холмы S-полярности. Сначала (фиг. 1, а) магнитные поля лидера и хвостового пятна тесно примыкали друг к другу. Высокая концентрация изолиний по обе стороны от линии раздела полярностей говорит о больших градиентах поля. Особенно большие градиенты поля у S-полярности, где холм поля смещен к нулевой линии, т. е. к востоку относительно центра тяжести внешних изогauss. Холм поля хвостового пятна располагается симметрично.

По мере развития группы и удаления пятен друг от друга увеличивалось расстояние между принадлежащими им холмами, что приводило к уменьшению градиентов поля у нулевой линии. Изменение расстояний

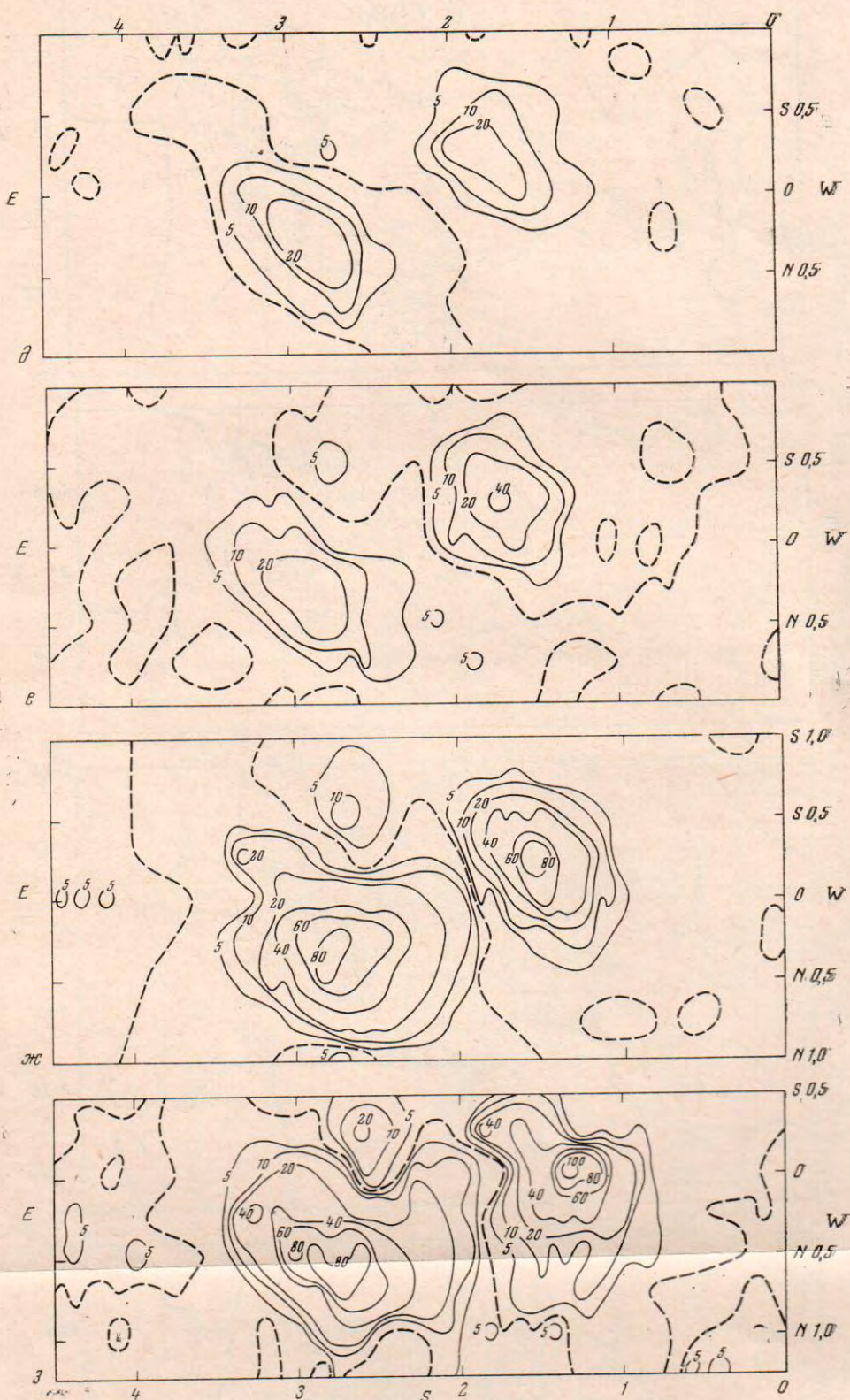




Фиг. 1. Карты фотосферных ( $\lambda 5250$ ) и хромосферных ( $H_{\beta}$ ) продольных магнитных полей активной области 31.X 1964 г. (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)

а — 10h45m—11h20m ( $\lambda 5250$ ); б — 11h50m—12h20m ( $H_{\beta}$ ); в — 12h50m—13h20m ( $\lambda 5250$ ); г — 14h10m—14h40m ( $\lambda 5250$ );

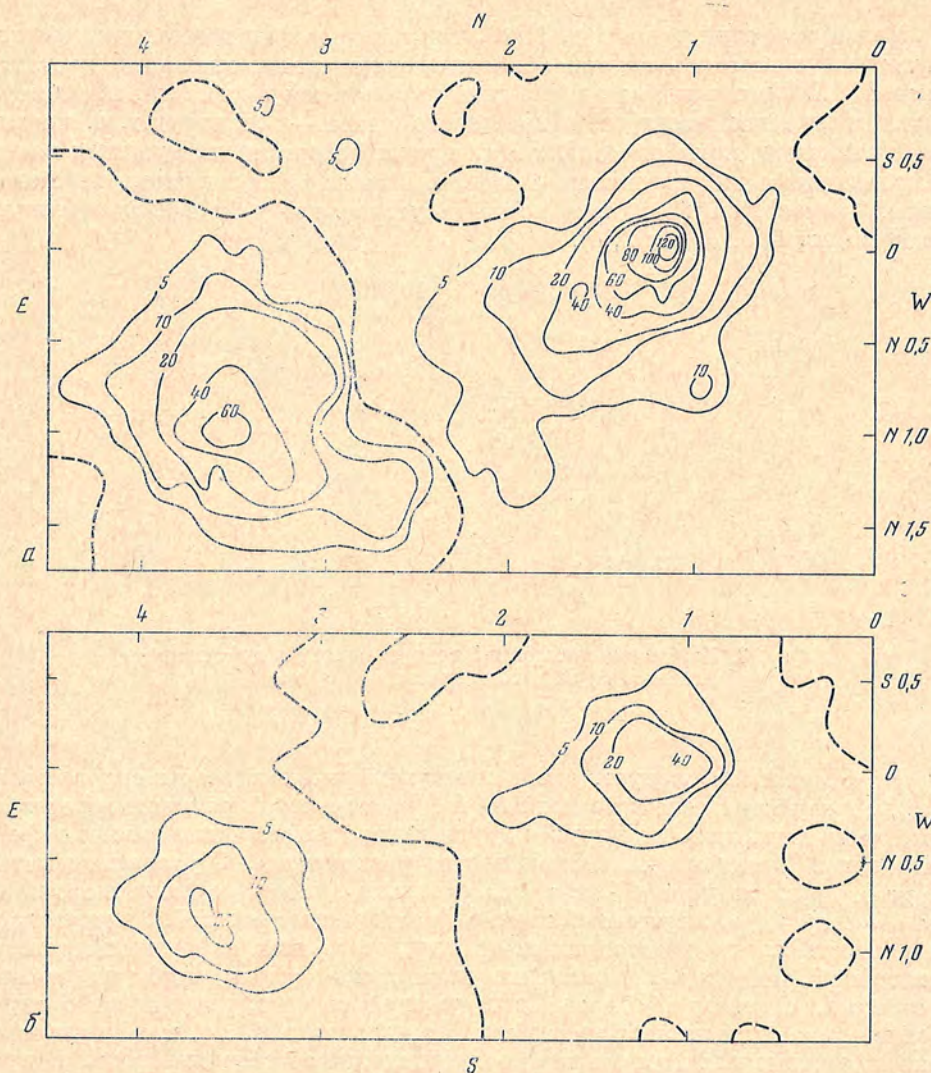




Фиг. 1.

$\theta$  — 14<sup>h</sup>50<sup>m</sup>—15<sup>h</sup>15<sup>m</sup> (H $\beta$ );  $e$  — 15<sup>h</sup>17<sup>m</sup>—15<sup>h</sup>40<sup>m</sup> (H $\beta$ );  $ж$  — 15<sup>h</sup>55<sup>m</sup>—16<sup>h</sup>15<sup>m</sup> ( $\lambda$  5250);  
 $з$  — 16<sup>h</sup>30<sup>m</sup>—17<sup>h</sup>00<sup>m</sup> ( $\lambda$  5250)





Фиг. 2. Карты фотосферных и хромосферных магнитных полей той же, что и на фиг. 1, активной области 1.XI 1964 г. (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)

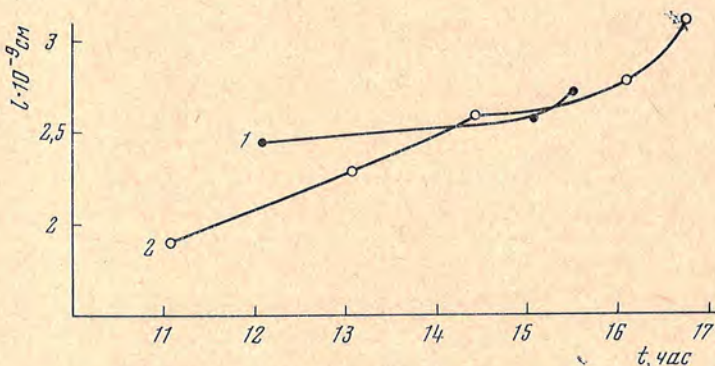
а —  $13^{\text{h}}05^{\text{m}} - 13^{\text{h}}35^{\text{m}}$  ( $\lambda 5250$ ); б —  $13^{\text{h}}55^{\text{m}} - 14^{\text{h}}20^{\text{m}}$  ( $\text{H}\beta$ )

между основными холмами 31.X показано на фиг. 3; кривая 1 построена по картам полей в  $\text{H}\beta$ , а кривая 2 — по картам фотосферных полей. Из фиг. 3 видно, что расстояния между холмами на разных уровнях солнечной атмосферы увеличивались со временем. Но в начальный момент расстояния между холмами в хромосфере больше, чем на уровне фотосферы. К концу наблюдений 31.X они становятся практически одинаковыми (обе кривые сливаются), и в последующие дни соотношение между этими расстояниями уже не менялось, хотя пятна и холмы расходились.

Холм поля S-полярности, расположенный к северу от хвостового пятна, сначала был отделен от поля лидера слабым полем N-полярности. Но по мере развития группы расстояние между этим холмом и лидером уменьшалось, магнитное поле N-полярности между ними исчезло. В результате произошло объединение поля холма и лидера. Процесс объединения отдельных полей в одну протяженную область поля одной полярности часто наблюдается в сложных группах.



Далее, как следует из фиг. 1 и 2, центры основных холмов поля систематически смещались внутри областей, окруженных внешними изогауссами. К 1.XI центр холма лидера сместился к западу относительно центра тяжести внешних изогаусс, а хвостового пятна — к востоку, т. е. изолинии магнитного поля уплотнялись с передней стороны движущихся пятен и происходило их разрежение с задней. Такого рода смещения наблюдались в фотосферных полях и почти отсутствовали у полей, измеренных по  $H_\beta$  (фиг. 1, б, д, е и 2, б).



Фиг. 3. Изменение расстояний со временем между центрами холмов лидера и хвостового пятна  
1 — в хромосфере; 2 — в фотосфере

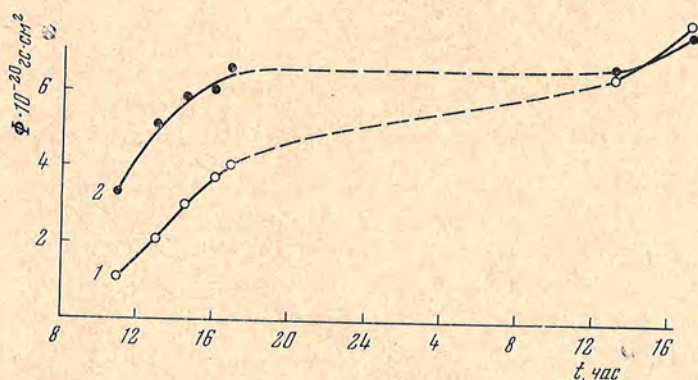
Из сказанного следует, что в начальный момент вееры силовых линий, образующие основные поля  $S$ - и  $N$ -полярностей на уровне фотосферы, были очень прижаты друг к другу и внутренние части сильно деформированы. Уходя вверх, центры вееров расходились. С удалением пятен друг от друга на уровне фотосферы уменьшалось сжатие магнитного поля по обе стороны от внутренней границы раздела полярностей. Уменьшалась и разность между расстояниями до центров холмов на разных уровнях солнечной атмосферы. Появление некоторого сжатия поля на уровне фотосферы с передней стороны движущихся пятен и разрежение с внутренней у каждой из полярностей может указывать на то, что при движении магнитные поля испытывают сопротивление со стороны среды. В хромосфере при сильных полях сопротивление среды меньше, и поэтому искажение магнитного поля невелико. Наличие сопротивления среды в фотосфере подтверждает вывод о вмерзнутости магнитного поля [7].

Далее для этой активной области по картам фотосферного магнитного поля были измерены потоки магнитного поля в отдельности для лидера ( $S$ -полярность) и хвостового пятна ( $N$ -полярность). Результаты измерений приведены в шестом ( $N$ -полярность) и седьмом ( $S$ -полярность) столбцах таблицы.

Для большей наглядности на фиг. 4 показан ход со временем потока  $\Phi$  фотосферного магнитного поля лидера (кривая 1) и хвостового пятна (кривая 2) 31.X и 1.XI. В первую очередь следует отметить, что 31.X отсутствовало равенство потоков магнитного поля. Поток магнитного поля лидера ( $S$ -полярность) примерно в три раза меньше, чем поля хвостового пятна ( $N$ -полярность). 31.X оба потока возрастали со временем довольно интенсивно, но разность между ними не изменялась. Однако 1.XI первые измерения магнитного поля показали, что потоки обеих полярностей примерно сравнялись (к сожалению, из-за недостатка наблюдений мы не знаем, как быстро это произошло). В дальнейшем намечалась тенденция к преобладанию потока магнитного поля  $S$ -полярности над потоком поля  $N$ -полярности.



Забегаая несколько вперед, укажем, что 3.XI на стадии распада магнитного поля в активной области поток магнитного поля лидера был уже больше потока магнитного поля хвостового пятна. Согласно фиг. 1, 2 и 10 основной вклад в поток магнитного поля давали области, занятые магнитными полями лидера и хвостового пятна. Поэтому можно говорить, что в активной области в целом за время ее развития соотношение между потоками изменилось на обратное. По данным о потоках были проведены подсчеты энергии фотосферного поля  $N$ - и  $S$ -полярностей в слое толщиной



Фиг. 4. Изменение со временем потоков магнитного поля в фотосфере активной области 31.X — 1.XI 1964 г.

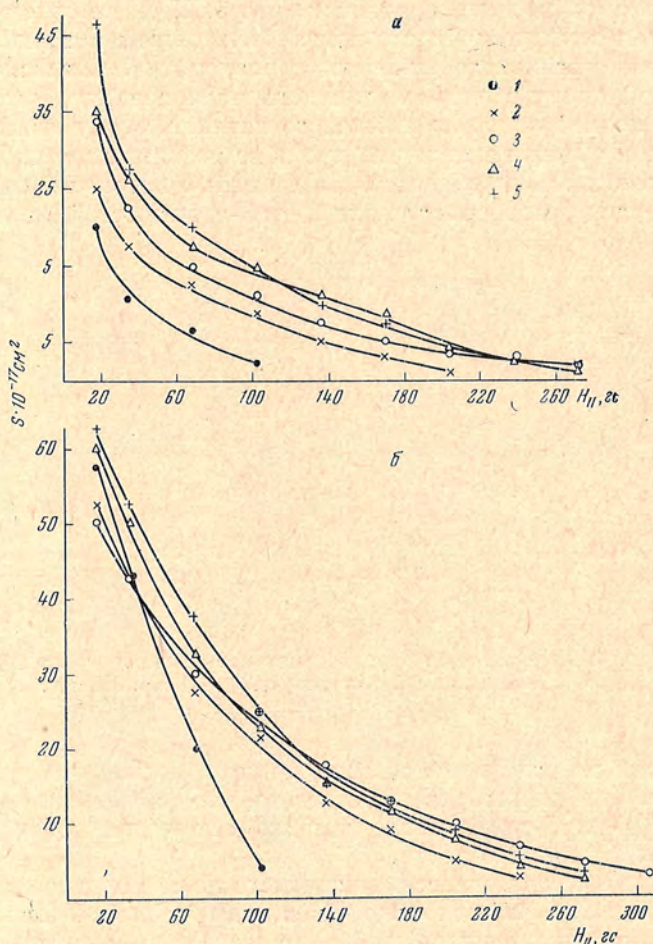
1 — для лидера; 2 — для хвостового пятна

1 см. Значения энергий даны соответственно в восьмом и девятом столбцах таблицы. Эти данные указывают на то, что соотношение между энергиями поля  $N$ - и  $S$ -полярностей, так же как и для потоков, меняется при развитии активной области.

Изменялась и напряженность магнитного поля в центре основных холмов (фиг. 1, 2 и 10). За несколько часов напряженность магнитного поля в центре холмов увеличилась на 300 гс (вероятно, она занижена). Для детального выяснения характера временного изменения магнитного поля внутри холмов по картам фотосферного магнитного поля 31.X и 1.XI измерялись полные площади, ограниченные каждой из изогоусс. Измерения проводились отдельно для лидера и хвостового пятна. Величины площадей, ограниченных изогоуссами, в зависимости от напряженности поля на них представлены на фиг. 5 и 6. Цифры около кривых дают порядковый номер карты фотосферного магнитного поля, по которой кривая построена. На фиг. 7 показано изменение со временем площадей, окруженных теми же, что и на фиг. 5,  $a$  и 5,  $b$ , изогоуссами для лидера ( $a$ ) и хвостового пятна ( $b$ ).

На фиг. 5 и 6 видно хорошо известное явление крутого спада поля пятна от центра к периферии [4, 8]. Кроме того, из фиг. 5,  $a$  видно, что 31.X напряженность магнитного поля росла со временем не только в центре холма лидера, но и во всей области, занятой его полем. Вся область магнитного поля лидера расширялась со временем. Расширялись как внутренние ее части, так и внешние (фиг. 7,  $a$ ). Скорость расширения области возрастала по мере перехода от внутренних ее частей к периферийным. Вскоре процесс расширения внутренних частей вблизи центра холма области приостановился, на что указывает совпадение кривых фиг. 5,  $a$  и 6,  $a$  при малых значениях площадей. Но зато более внешние части продолжали расширяться с еще большей скоростью (см. фиг. 5,  $a$ , 6,  $a$ ). Конечно, скорость расширения была разной для различных направлений и менялась со временем. Средняя по времени и направлению ско-





Фиг. 5. Зависимость полных площадей, занятых фотосферными полями 31.X 1964 г., от напряженности поля на изогауссах, их окружающих

Кривые 1 построены по карте поля  $10^{\text{h}45\text{m}} - 11^{\text{h}20\text{m}}$ ; 2 — по карте  $12^{\text{h}50\text{m}} - 13^{\text{h}20\text{m}}$ ; 3 — по карте  $14^{\text{h}10\text{m}} - 14^{\text{h}40\text{m}}$ ; 4 — по карте  $15^{\text{h}55\text{m}} - 16^{\text{h}15\text{m}}$ ; 5 — по карте  $16^{\text{h}30\text{m}} - 17^{\text{h}00\text{m}}$

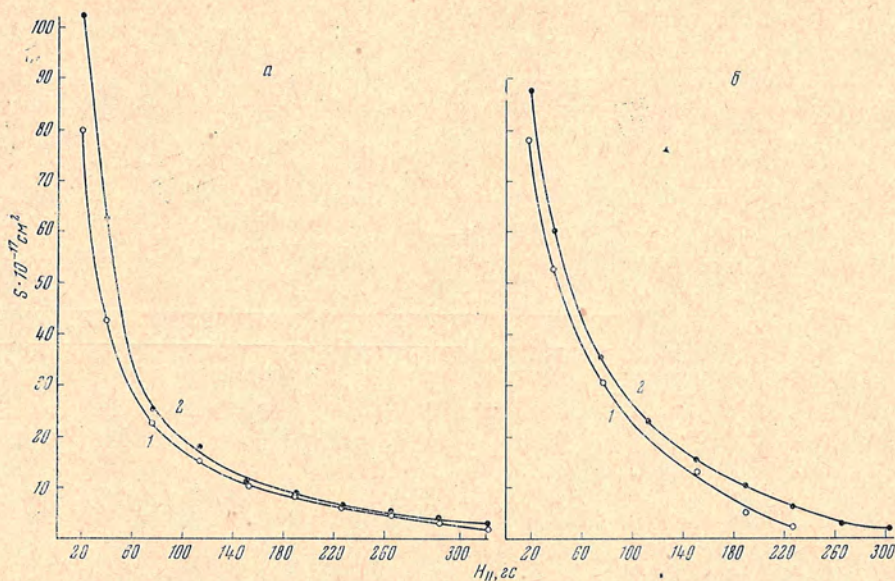
a — для поля лидера; б — для поля хвостового пятна

рость расширения границы области (изолиния 17 гс) магнитного поля лидера  $v = 2,5 \cdot 10^4 \text{ см/сек.}$

Изменение магнитного поля хвостового пятна носило несколько иной характер. В начальный момент еще до появления хвостового пятна напряженность магнитного поля в центре холма была малой и в противоположность тому, что наблюдалось для пятна, медленно спадала от центра к краю (см. фиг. 5, б, кривая 1). Но появление пятна привело к резкому возрастанию напряженности магнитного поля в центре холма, и распределение поля стало таким же, как для пятен (см. фиг. 5, б, кривая 2). Изменение магнитного поля было различным для лидера и хвостового пятна. Если для лидера усиление поля в центре приводило к расширению всей области, то здесь появление пятна сопровождалось расширением внутренних частей области и сжатием периферийных.

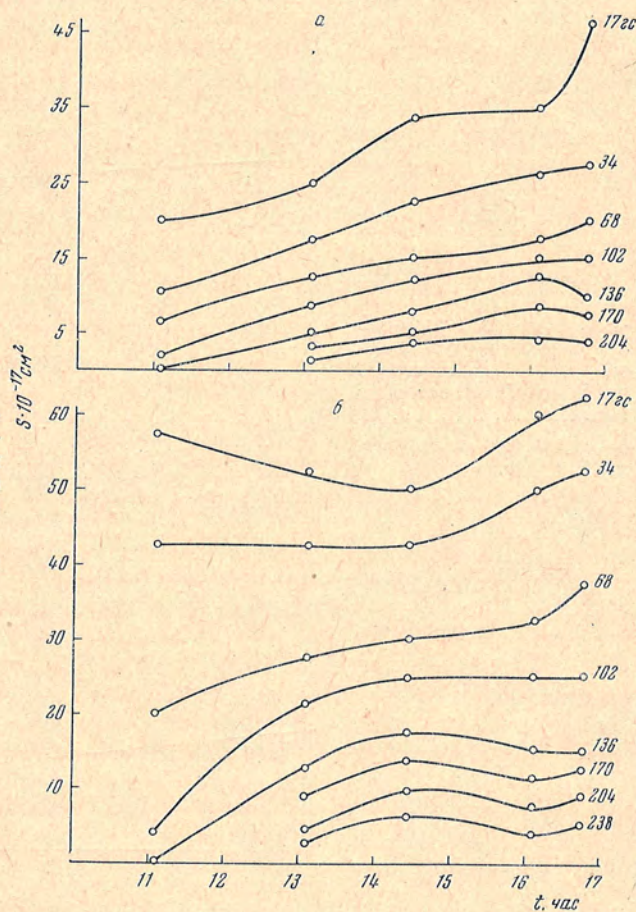
Это своеобразное поведение области магнитного поля в момент появления и развития пятна иллюстрирует фиг. 7, б. На этой фигуре область





Фиг. 6. Зависимость полных площадей, занятых фотосферными полями 1.XI 1964 г., от напряженности поля на изогауссах, их окружающих

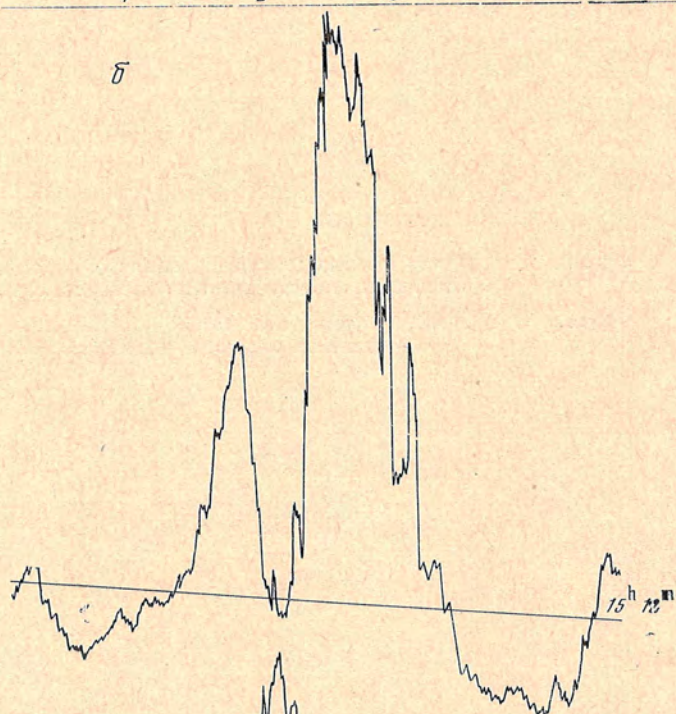
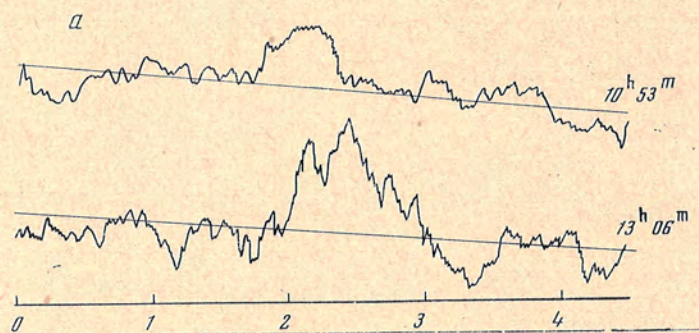
Кривая 1 получена по карте поля 13<sup>h</sup>05<sup>m</sup>—13<sup>h</sup>35<sup>m</sup>; 2 — по карте поля 16<sup>h</sup>10<sup>m</sup>—16<sup>h</sup>40<sup>m</sup>.  
а — для поля лидера; б — для поля хвостового пятна



Фиг. 7. Изменение со временем 31.X 1964 г. полных площадей (занятых полем) внутри изогаусс, величины поля (в гс) на которых указаны справа на фигуре

а — для лидера; б — для хвостового пятна



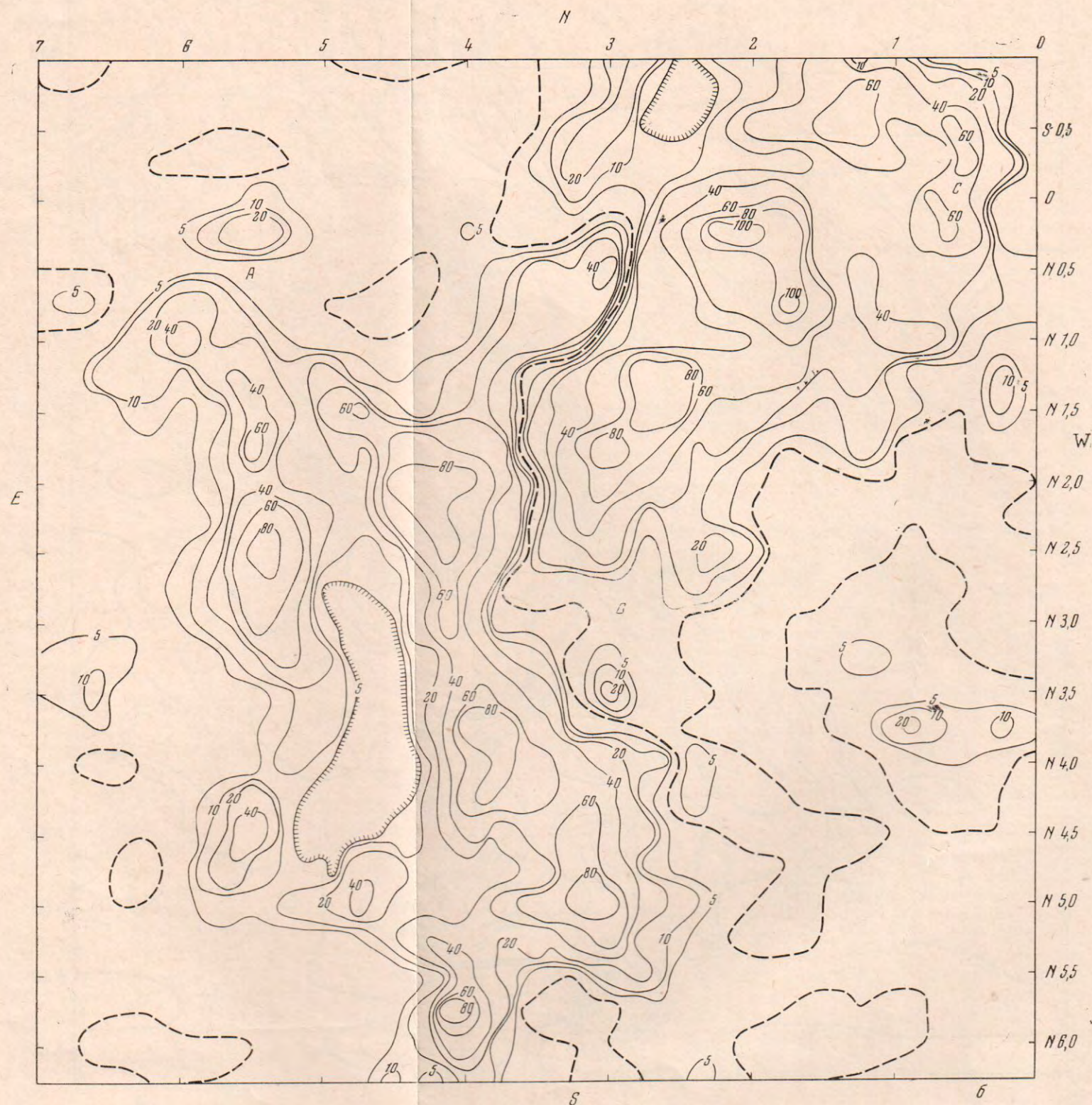


Фиг. 8. Копии записей  
лучевых скоростей вдоль  
разреза, проходящего  
через центр хвостового  
пятна 31.X 1964 г.

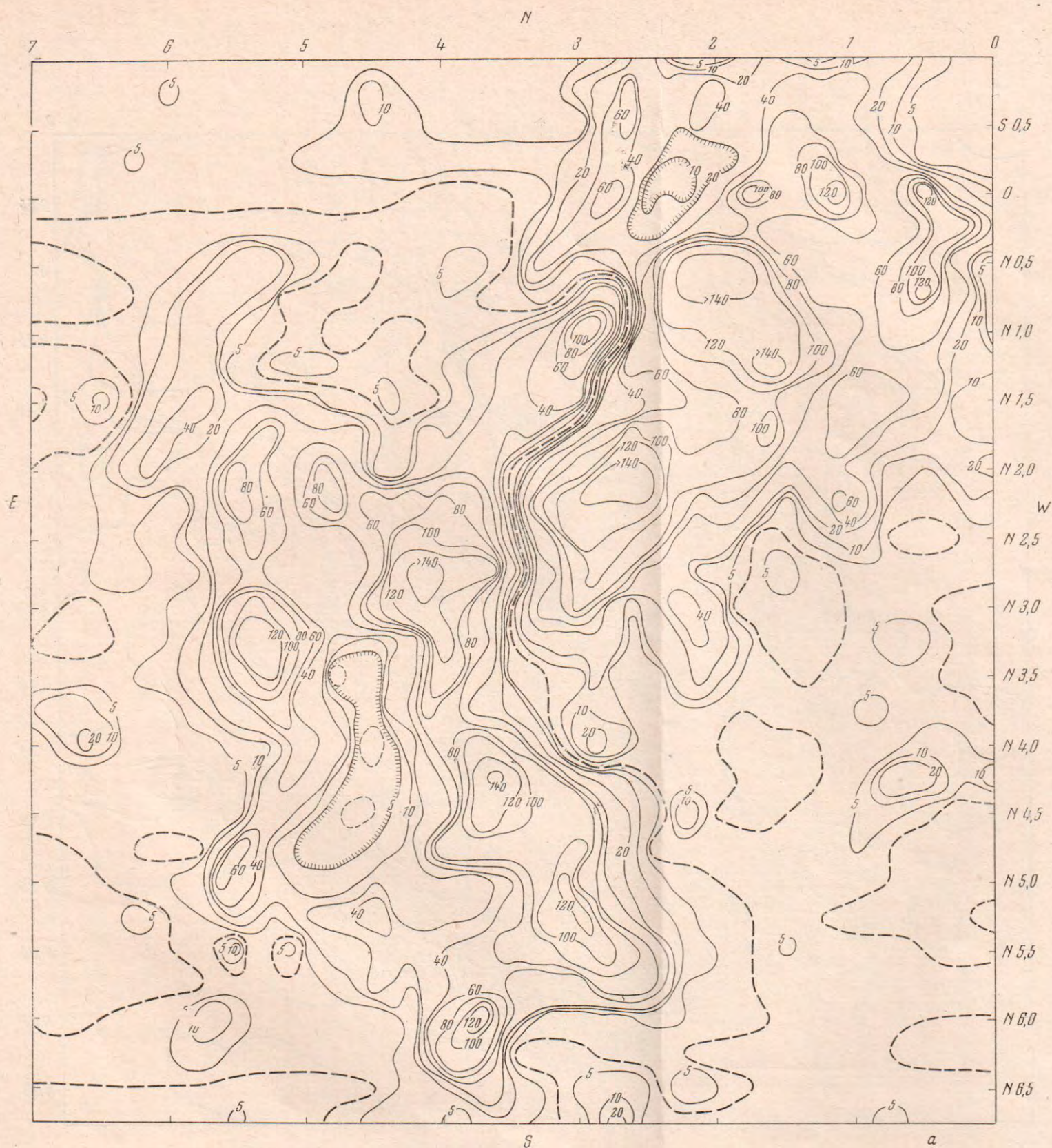
$a$  — в  $\lambda 5250$ ;  $б$  — в  $H\beta$  (мас-  
штаб: 1 дел. = 20 000 км)



T:36 c/p64+







Фиг. 9. Карты фотосферного магнитного поля ( $\lambda 5250$ ) активной области 19.X 1962 г. (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)

a — 12h00m — 12h35m; б — 12h55m — 13h35m



поля, окруженная изолинией 17 *гс*, сначала систематически уменьшалась. Следующая площадь, ограниченная изолинией 34 *гс*, в то же время оставалась постоянной, но более внутренние уже увеличивались. Сжатие области границы поля протекало со средней скоростью  $v = 4 \cdot 10^4$  *см/сек*. Тенденция к сжатию области границы поля намечается также по записям, полученным в Н<sub>β</sub> (см. фиг. 1, б, д, е). 31.X после 14<sup>h</sup>30<sup>m</sup>, когда пятно уже появилось, начался процесс расширения практически всей области поля.

Как и для лидера, скорость расширения в основном возрастала по мере перехода от центра к периферии области. К 1.XI процесс расширения внутренних частей области поля приостановился, но более внешние части ее расширялись. При этом чем ближе к периферии области, тем с большей скоростью шло расширение (см. фиг. 5, б, 6, б). Средняя скорость, с которой расширялась граница области магнитного поля хвостового пятна,  $v = 1,5 \cdot 10^4$  *см/сек*.

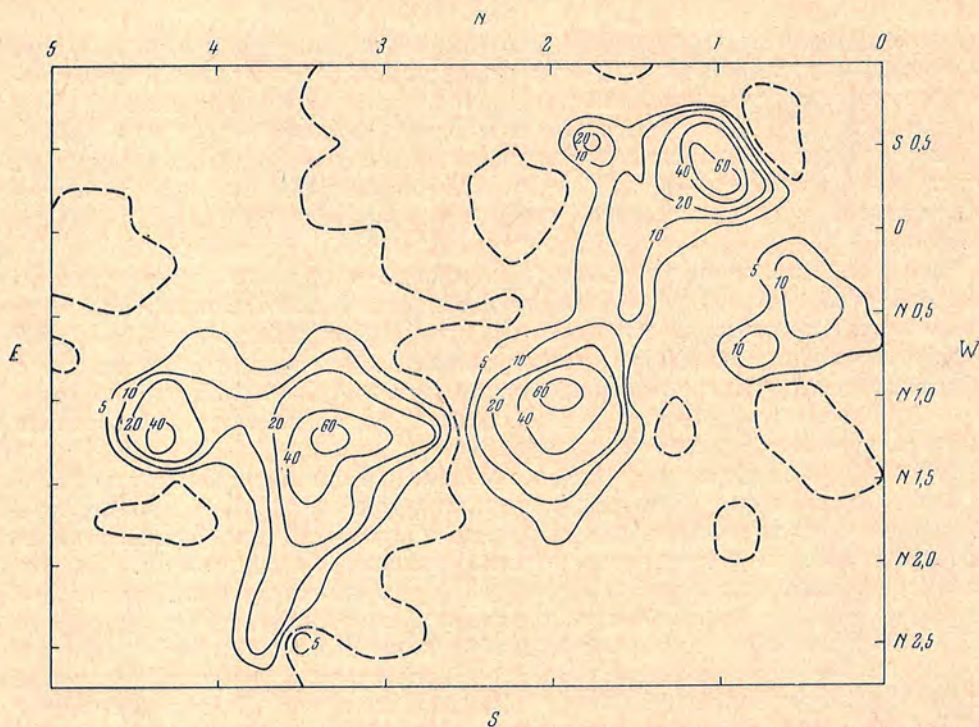
В заключение этого параграфа отметим, что с появлением пятна изменялись лучевые скорости на уровне как фотосферы, так и хромосферы. На фиг. 8 воспроизведены копии записей разреза, проходящего через центр хвостового пятна в различные моменты времени 31.X. Начала записей совмещены. Прямые линии соответствуют нулю локальных лучевых скоростей. Сигналы скоростей выше нулевой линии дают опускание вещества, а ниже — подъем. Эти примеры записей позволяют видеть, что еще до возникновения пятна появляются скорости как в фотосфере, так и хромосфере, указывающие на втекание вещества в район появления пятна. В момент появления пятна скорости несколько увеличиваются и сохраняются еще довольно долго после его появления. На фиг. 8 максимальная скорость опускания газа в фотосфере равна примерно 1 *км/сек*, а в хромосфере — около 5 *км/сек*, тогда как скорость подъема и опускания в других местах мала. Перемещение со временем максимумов сигналов скоростей вдоль разреза подтверждает факт перемещения холмов магнитного поля и зарождающегося в нем пятна по поверхности Солнца.

### § 3. Изменения магнитного поля на стадии исчезновения пятна

На фиг. 9 и 10 приведены карты продольного магнитного поля на стадии исчезновения пятен в активных областях 19.X 1962 г. и 3.XI 1964 г. Фиг. 9, а показывает исключительную раздробленность магнитного поля активной области 19.X 1962 г. В ней имелось на редкость большое число холмов как в *N*- (лидирующей), так и в *S*-полярностях. Объединяясь общими контурами, совокупность этих холмов образовывала протяженные области *N*- и *S*-полярностей. В общих чертах структура магнитного поля сохранилась на записях карты 9, б, полученных час спустя после первой. Но в деталях между картами 9, а и 9, б имеются значительные различия, которые указывают на серьезные изменения, происходящие в активной области за столь короткий срок. Из сравнения карт 9, а и 9, б следует, что изменения произошли в области как слабых, так и сильных полей.

Во многих местах (на севере, востоке и юге) слабые поля, окружавшие области с большой напряженностью поля, в течение 1 часа исчезли на больших площадях, и на их месте возникли поля примерно такой же величины (50—60 *гс*), но противоположного знака. Просмотр большого числа карт магнитных полей активных областей дает основание полагать, что это не исключение. Во многих случаях вновь возникшее на месте старого поле другого знака усиливается, и в нем могут появиться поры или пятна его полярности.





Фиг. 10. Карта фотосферного магнитного поля ( $\lambda 5250$ ) активной области 3.XI 1964 г. (масштаб: 1 дел. = 20 000 км)

Наиболее существенные изменения произошли в области сильного магнитного поля. Многие из холмов магнитного поля сместились, но смещение было различным в разных полярностях. В  $N$ -полярности по картам (см. фиг. 9, а и 9, б) было отождествлено 19 холмов; 14 из них остались неподвижными (положение их совпало на обеих картах — 9, а и 9, б) и только 5 сместились. Максимальная величина смещения отдельных холмов не превышала  $3 \cdot 10^8$  см. В  $S$ -полярности отождествлено 14 холмов. В противоположность холмам  $N$ -полярности здесь только четыре холма остались неподвижными, а 10 холмов сместились. Величина смещений некоторых из холмов  $S$ -полярности достигала  $6 \cdot 10^8$  см. Направление смещения холмов  $S$ -полярности имело тенденцию к растягиванию магнитного поля, но полная площадь, окруженная изолинией 50 гс, оставалась неизменной.

Напряженность магнитного поля между холмами в общем уменьшалась, и на карте 9, б холмы поля стали выступать более отчетливо. Некоторые из холмов магнитного поля разделились. Места наиболее отчетливого деления обозначены буквами  $A$ ,  $B$  и  $C$  на карте 9, б. Напряженность магнитного поля при делении холма в районе  $A$  уменьшилась на 170 гс, в районе  $B$  — на 50 гс и в районе  $C$  — на 120 гс. Такая особенность изменения магнитного поля позволяет заключить, что в активной области 19.X шел процесс как бы дробления больших областей магнитного поля на более мелкие. Аналогичный процесс дробления магнитного поля наблюдался и в другой активной области (1.XI — 3.XI 1964 г.) на стадии исчезновения пятен. Действительно, 1.XI (фиг. 2, а) было только по одному холму в каждой из полярностей. К 3.XI как  $N$ -, так и  $S$ -полярности разделились на две части, и в каждой из них образовалось по два холма.

Уменьшилась и напряженность магнитного поля самих холмов в обеих полярностях активной области 19.X. Подсчет изменения напряженности магнитного поля холмов проводился в отдельности для каждой из



полярностей. Использовались те же, что и для установления смещения, 19 холмов  $N$ -полярности и 14 —  $S$ -полярности. Вычисления позволили установить, что в среднем отношение напряженностей магнитного поля каждого из холмов карты 9, б к соответствующему холму карты 9, а для  $N$ -полярности  $(H_0/H_a)_N \approx 0,65$ , а для  $S$ -полярности —  $(H_0/H_a)_S \approx 0,95$ . Это показывает, что напряженность магнитного поля холмов  $N$ -полярности, в которой исчезали пятна, в среднем уменьшилась на 35%, а для холмов  $S$ -полярности, где уже пятен не было, всего лишь на 5%, т. е. магнитное поле исчезающих пятен убывает быстрее.

Эти результаты качественно подтверждаются материалами на стадии исчезновения пятен (см. фиг. 2, а и 10) в активной области 1.XI—3.XI.

Были также проведены измерения потоков магнитного поля по картам 9, а и 9, б для каждой из полярностей. Вычисления проводились по площади активной области, которая была общей на обеих картах. Значения потоков также приведены в шестом столбце ( $N$ -полярность) и седьмом ( $S$ -полярность) таблицы. Из таблицы следует, что для активной области 19.X поток поля  $N$ -полярности сначала был несколько больше потока  $S$ -полярности с отношением  $(\Phi_N/\Phi_S)_a = 1,14$  (см. карту 9, а), но через 1 час отношение стало  $(\Phi_N/\Phi_S)_b = 0,84$  (см. карту 9, б). Это означает, что соотношение между потоками в активной области может меняться, притом очень быстро, и все определяется скоростью изменения поля в каждой из полярностей. Далее отношение потоков напряженности магнитного поля, измеренных по карте 9, б, к потокам, измеренным по карте 9, а, для поля  $N$ -полярности  $(\Phi_0/\Phi_a)_N = 0,75$ , а для  $S$ -полярности  $(\Phi_0/\Phi_a)_S = 0,96$ . Конечно, эти различия малы. Но поскольку напряженности холмов поля  $N$ - и  $S$ -полярностей изменялись так же, то их можно считать реальными. Таким образом, окончательно убеждаемся в том, что магнитное поле активной области в целом убывало со временем, причем напряженность поля  $N$ -полярности уменьшалась на значительно большую величину, чем  $S$ -полярности. В связи с этим отметим весьма любопытный факт, хотя он пока что единственный: холмы магнитного поля  $N$ -полярности смещались очень мало, но зато поле этой полярности значительно уменьшилось. В это же время холмы поля  $S$ -полярности имели большие смещения, а поле уменьшилось незначительно.

По данным потоков вычислена энергия магнитного поля каждой полярности в слое толщиной 1 см. Значения энергии активной области 19.X приведены также в таблице (восьмой и девятый столбцы). Особый интерес представляет величина, на которую изменилась энергия магнитного поля активной области 19.X. Она равна  $\Delta W_{\pi} = 3,1 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$  (здесь  $h$  — глубина слоя). Как это обычно принимается, при  $h \approx 10^9 \text{ см}$   $\Delta W_{\pi} \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$ . Это есть та величина, на которую изменилась энергия активной области за 1 час. На столько может измениться энергия магнитного поля при исключительно мощных вспышках, сопровождающихся космическим излучением [9—11]. Согласно [12], в этой активной области была вспышка балла 1 с очень слабым потоком радиоизлучения только в дециметровом и метровом диапазонах. В [10, 11] определялось только общее изменение энергии. Здесь же вычислено изменение энергии магнитного поля каждой полярности в отдельности. Результаты получились совершенно неожиданными: энергия магнитного поля  $N$ -полярности изменилась на величину  $\Delta W_N \approx 2,8 \cdot 10^{23} \text{ эрг}$ , а для  $S$ -полярности —  $\Delta W_S \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$ , т. е. энергия продольного магнитного поля северной полярности уменьшилась на величину, в 10 раз большую, чем поля  $S$ -полярности. Такое соотношение в изменениях магнитной энергии различных полярностей невозможно объяснить диффузией магнитного поля. Возможно, здесь наблюдался переход продольного поля в поперечное. В связи с этим очень важно изучить соотношение в изменениях энергии магнитного поля разных полярностей во время вспышек. По смещению холмов



магнитного поля  $S$ -полярности оценена кинетическая энергия двигавшегося вместе с магнитным полем газа. Предполагая, что весь газ движется с полем  $S$ -полярности, кинетическая энергия его  $W_k \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ эрг}$  и примерно равна изменению энергии магнитного поля  $S$ -полярности, но на порядок меньше изменения энергии поля  $N$ -полярности.

Быстрые изменения магнитного поля на стадии возникновения и исчезновения пятен говорят в пользу того, что магнитное поле сначала всплывает, а затем погружается в более глубокие слои Солнца [13—16]. Но сильное поле обладает высокой «плавучестью» [13], поэтому оно сначала делится на более мелкие элементы. Плавучесть мелких элементов магнитного поля уменьшается и тогда достаточно небольших внутренних движений, чтобы магнитное поле увлекалось ими вниз.

Безусловно, эти результаты предварительные и в данном направлении требуются дальнейшие исследования.

В заключение приношу глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за обсуждение работы, Л. Р. Димовой за обработку карт поля и А. Е. Балковому за помощь в подготовке чертежей к печати.

1 ноября 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. T. G. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1946, 106, 218.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 19, 3.
3. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
4. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 97.
6. А. Б. Северный. Доклад на Пленуме КИСО, октябрь 1965 г.
7. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 100.
8. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 212.
9. С. И. Гопасюк. Астрон. ж., 1961, 38, 209.
10. R. Howard, A. Severny. Astrophys. J., 1963, 137, 1242.
11. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошников. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 29, 15.
12. Quarterly Bulletin on Solar Activity, 1962, N 140.
13. E. N. Parker. Astrophys. J., 1955, 121, 491.
14. Г. В. Куклин, В. Е. Степанов. Солнечные данные, 1963, № 2, 43.
15. Ю. И. Витинский, Р. Н. Иханов. Солнечные данные, 1964, № 10, 57.
16. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 139.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЙ ВО ВСПЫШКАХ ОТНОСИТЕЛЬНО ПОПЕРЕЧНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

*М. Б. Огирь*

Рассматривается характер движения в 4 хромосферных вспышках относительно поперечного магнитного поля. Наблюдались движения, направленные как в область слабого поля, так и в область сильного поля. Скорость движения в первом случае невелика — в среднем она равна 20 км/сек; во втором случае она гораздо больше — до 100 км/сек.

В основном наблюдались движения, направленные вдоль векторов поперечного поля или очень близко к ним. При достижении области поля другой ориентации происходит остановка движущегося фронта, после чего может произойти его отступление назад.

Все рассмотренные вспышки возникали в виде двух или более узлов, расположенных в областях противоположной полярности и являющихся практически одновременно, и хотя бы один из узлов располагался в непосредственной близости к нейтральной линии продольного поля.

Ряд выводов, полученных здесь, отмечен также Г. Мортонем и А. Б. Северным в [10].

AN INVESTIGATION OF MOTIONS IN FLARES RELATIVE TO THE TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD COMPONENT, by *M. B. Ogir*.— The character of motions in four chromospheric flares relative to the transversal magnetic field is considered. Motions directed toward a weak field region and also toward a strong field region were observed. In the first case the velocities are relatively small equalling 20 km/sec on the average. In the second case they are much larger, attaining 100 km/sec.

The observed motions are directed mainly along the vectors of the transversal field or close to them. The motion of the front ceases when it reaches a field region of opposite orientation, it then can moves in a backward direction.

All the four flares considered appeared in the form of two or more knots located in regions of opposite polarity and brightened almost simultaneously. At least one of the knots was located in the direct vicinity of a neutral line of the longitudinal field.

Several of the conclusions obtained in the paper have also been noted by G. Morton and A. B. Severny [10].

Рассматривается характер движения в четырех хромосферных вспышках, зарегистрированных на внеатмосферном коронографе Крымской астрофизической обсерватории в свете линии  $H_{\alpha}$ , относительно направления поперечного магнитного поля. Поле регистрировалось на магнитографе башенного солнечного телескопа обсерватории в фотосферной линии железа  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  по методу, описанному в [1, 2].



Движение светящегося фронта вспышек изучалось по кинофильмам путем зарисовки вспышек в последовательные моменты времени в том же масштабе, что и карты поля. Одновременно зарисовывались наиболее крупные пятна группы, в которой произошла вспышка. Далее на эти зарисовки с фотогелиограмм наносилась суточная параллель. Имея на зарисовках вспышек пятно, по которому осуществлялось гидрирование при записи поля, и суточную параллель, можно было довольно уверенно совместить их с картами магнитного поля. При выполнении работы учитывалось то обстоятельство, что хотя поле записывается на уровне фотосферы, но согласно [2, 3] фотосферные поля довольно высоко проникают в хромосферу.

В таблице приводятся некоторые данные об изученных вспышках и периоды времени, в течение которых записывалось поле.

| Дата          | Время вспышки                                                   | Балл           | Координаты | Время записи поперечного поля                                     | Время записи продольного поля                                     |
|---------------|-----------------------------------------------------------------|----------------|------------|-------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------|
| 3.IX 1961 г.  | 7 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> — 7 <sup>h</sup> 39 <sup>m</sup> | 1              | N11E10     | ~11 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup>                                  | 12 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> — 13 <sup>h</sup> 23 <sup>m</sup> |
| 4.IX 1961 г.  | 10 28 — 10 46                                                   | 1 <sup>+</sup> | N12W06     | 12 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> — 12 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> | 10 05 — 11 55                                                     |
| 21.VI 1962 г. | 9 15 — 10 24                                                    | 2              | N18E22     | 10 00 — 10 37                                                     | 10 37 — 11 00                                                     |
|               | 10 30 — 11 01                                                   | 1              | N18E22     | 11 45 — 12 55                                                     | 11 05 — 11 35                                                     |
|               |                                                                 |                |            | 14 02 — 14 45                                                     | 13 12 — 13 30                                                     |
|               |                                                                 |                |            | 16 00 — 17 05                                                     | 15 30 — 15 53                                                     |
|               |                                                                 |                |            | 18 00 — 18 40                                                     | 17 25 — 17 35                                                     |
| 22.VI 1962 г. | 15 10 — 15 20                                                   | 1              | N15E06     | 14 15 — 15 00                                                     | 13 00 — 14 12                                                     |

Рассмотрим теперь каждый случай в отдельности.

Вспышка 3.IX 1961 г. произошла в группе пятен, которая рассматривалась в [4—6], вблизи большого лидерного пятна *N* 2600 *gs*. Она состояла из двух узлов, соединенных друг с другом слабой диффузной материей (фиг. 1, *a*); северный узел располагался около ядра лидера, а южный — дальше от пятна, в области *S*-полярности. Фиг. 2 представляет собой часть карты магнитного поля группы пятен, в которой произошла рассматриваемая вспышка <sup>1</sup>.

На всех картах, которые приведены в статье, отрезками прямых обозначены проекции вектора напряженности магнитного поля на картинную плоскость (см. [1, 7, 8]). Сплошными линиями обозначены изогaussы продольного поля, пунктиром обведены контуры пятен, заштрихованными областями отмечено положение узлов вспышек в начальный момент их развития, жирными сплошными линиями отмечены положения вспышки в последовательные моменты времени.

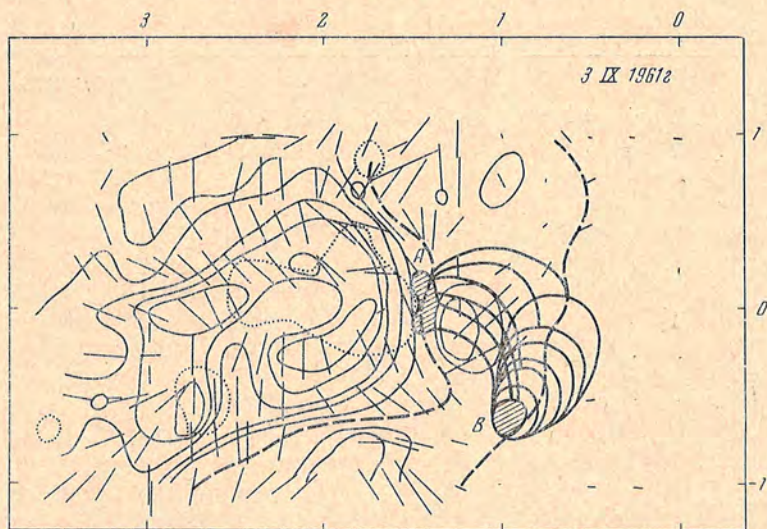
Из фиг. 2 видно, что очаг *A* вспышки 3.IX 1961 г. располагался практически на нейтральной линии продольного поля в области *N*-полярности, а очаг *B* — в области *S*-полярности, вблизи небольшого холма продольного поля. В южном узле светящийся фронт перемещался со скоростью примерно 30 км/сек. Одновременно передвигалась и «перемычка», соединяющая оба узла (см. фиг. 1, *a—e*). Как видно из фиг. 2, вспышечный фронт распространялся практически параллельно направлению векторов поперечного поля в область более слабого поля, «перемычка» же перемещалась вдоль направления поперечного поля.

<sup>1</sup> Переработанные и неопубликованные карты поля за 3 и 4.IX 1961 г. были предоставлены мне А. Б. Северным.





Фиг. 1. Вспышка 3.IX 1961 г.  
а — 7<sup>h</sup>29<sup>m</sup>; б — 7<sup>h</sup>31<sup>m</sup>; в — 7<sup>h</sup>39<sup>m</sup>



Фиг. 2. Карта поперечного и продольного полей 3.IX 1961 г. для области, близкой к пятну — лидеру группы

Вспышка 4.IX 1961 г. произошла в той же группе пятен, что и вспышка 3.IX; она возникла в виде двух слабых узелков (фиг. 3, а), причем в моменты 10<sup>h</sup>28<sup>m</sup> и 10<sup>h</sup>29<sup>m</sup> (время всюду московское) северный узелок А располагался практически на нейтральной линии (фиг. 4). А к моменту 10<sup>h</sup>30<sup>m</sup> от него отделилась длинная (порядка 10<sup>4</sup> км) вспышечная лента большой яркости (С), дошедшая до тени лидера N2900 gc (фиг. 3, б). Эта скачкообразно возникающая часть вспышки целиком расположилась в области N-полярности поперек изогнаус продольного поля и вектора поперечного поля. В последующие моменты происходило сужение узла С вблизи самого ядра и расширение его в области а довольно сильного поперечного поля (фиг. 3, в и 4).

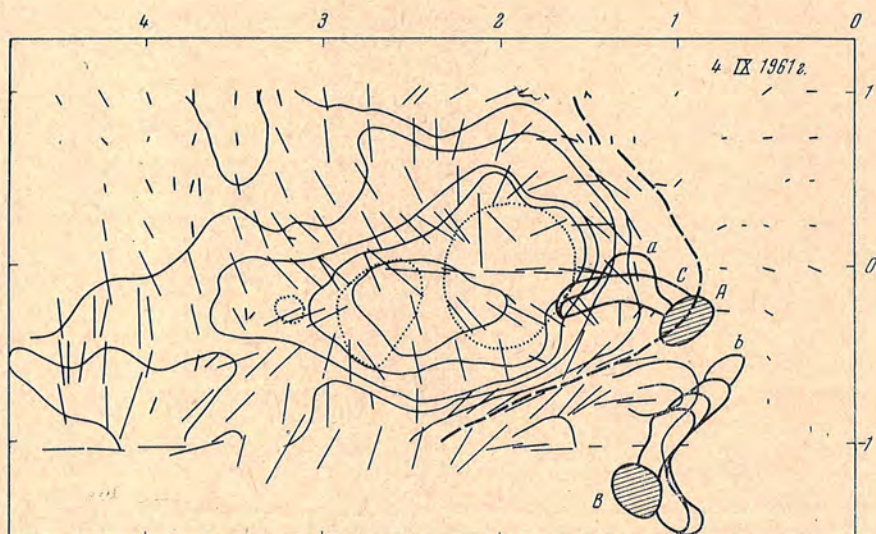
Узел В развивался в области S-полярности. Распирясь по направлению к узлу А со скоростью до 6 км/сек, он постепенно изгибался, обходя холм продольного поля, и северная часть его постепенно переместилась в область слабого поля б.

Положение в спышки 21.VI 1962 г. относительно поля рассматривалось в [7], где приводится подробное описание магнитного поля группы пятен, в которой она произошла, а также карты поперечного и продольного полей этой группы, использованные при выполнении настоящей





Фиг. 3. Вспышка 4.IX 1961 г.  
 $a - 10^h29^m$ ;  $б - 10^h30^m$ ;  $в - 10^h32^m$



Фиг. 4. Карта поперечного и продольного полей 4.IX 1961 г. для области, близкой к пятну — лидеру группы

работы. Вспышка состояла из четырех узлов (фиг. 5 и 6, *a*), из которых узлы *A* и *B* возникли в области *S*-полярности (при своем дальнейшем развитии узел *A* перешел в область *N*-полярности), а узлы *C* и *D* — в области *N*-полярности. Узел *A*, положение которого выходит за пределы карты поля, не изучался. Узел *B* менялся довольно мало, в нем можно было заметить продвижение диффузного северного фронта в область более слабого поля. Наиболее интересными с точки зрения их движений были узлы *C* и *D*. В узле *C* наблюдалось движение двух фронтов в почти взаимно-перпендикулярных направлениях (фиг. 5, *б*). Западный фронт перемещался со скоростью примерно 8 км/сек вдоль поперечного поля, что видно на карте поля, снятой сразу после вспышки (фиг. 6). Дойдя до области *a*, где поле было ориентировано почти перпендикулярно тому, вдоль которого происходило движение, фронт остановился и пребывал на одном месте примерно в течение 5 мин., не меняя своей яркости. Затем фронт начал отступать назад по тому же пути со скоростью 30 км/сек; яркость его при этом довольно быстро падала.

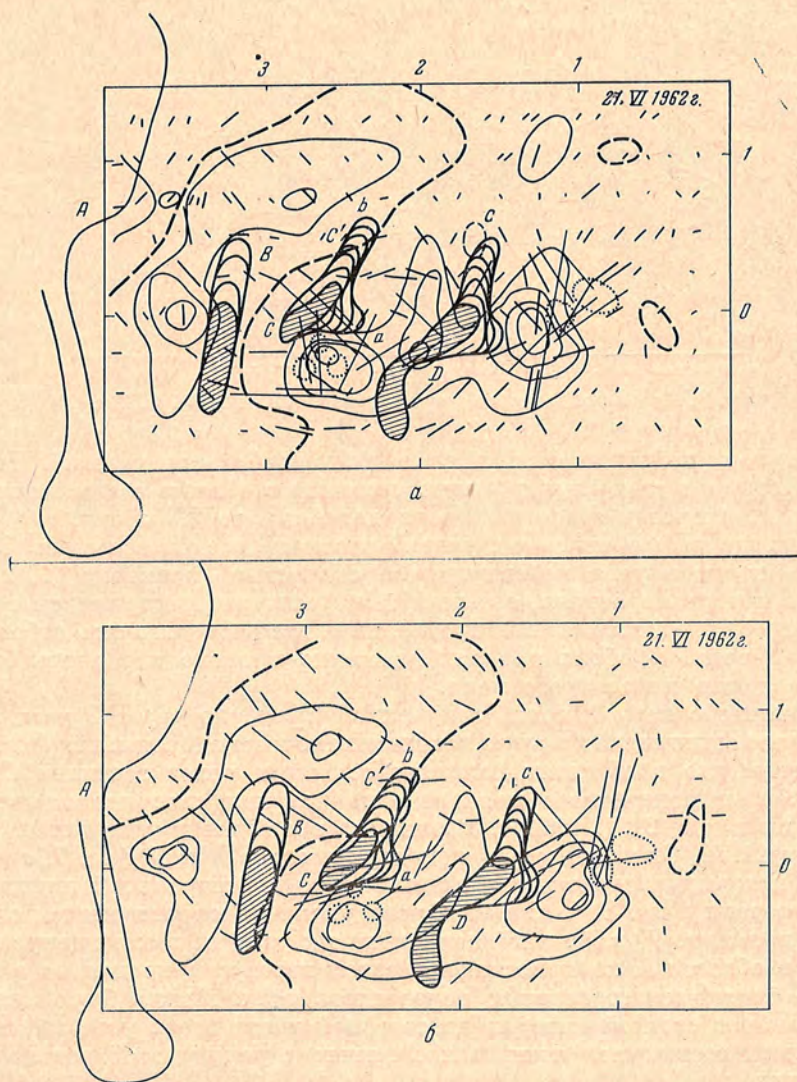
Одновременно происходило движение северного фронта в направлении *б*, к нейтральной линии продольного поля, со скоростью примерно 9 км/сек. Постепенно на нейтральной линии возникла вторая часть этого узла — *C'* (фиг. 5, *в*; подобный характер развития вспышек отмечался и в [9]).





Фиг. 5. Вспышка 21.VI 1962 г.

а — 9h33m; б — 9h40m; в — 9h55m



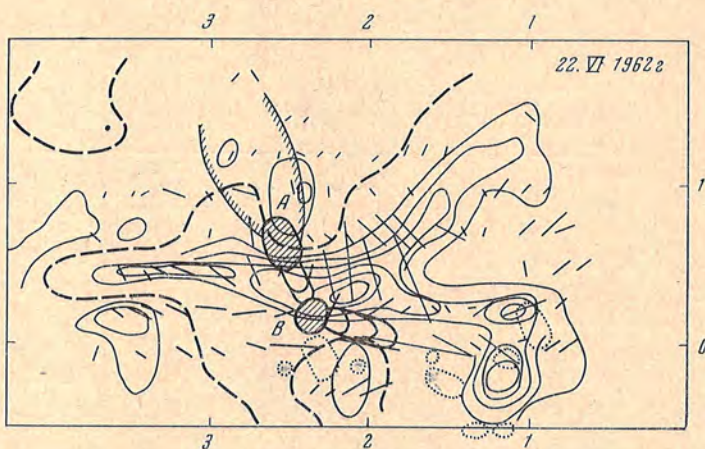
Фиг. 6. Карта поперечного и продольного полей 21.VI 1962 г. сразу после вспышки (а) и через 2 часа после вспышки (б)





Фиг. 7. Вспышка 22.VI 1962 г.

а —  $15^{\text{h}}11^{\text{m}}$ ; б —  $15^{\text{h}}12^{\text{m}}$ ; в —  $15^{\text{h}}12^{\text{m}}25^{\text{s}}$



Фиг. 8. Карта поперечного и продольного полей 22.VI 1962 г.

В дальнейшем наблюдалось движение и в южной части узла  $C'$ . Движущийся фронт и в этом случае распространялся в область  $a$  вдоль поперечного поля, скорость этого движения доходила до  $20 \text{ км/сек}$ .

Движения наблюдались и в узле  $D$  рассматриваемой вспышки. Западный фронт этого узла подвинулся со скоростью примерно  $10 \text{ км/сек}$  к холму продольного поля, северный же фронт распространялся со скоростью примерно  $20 \text{ км/сек}$  в направлении  $c$ , где располагалась небольшая область  $S$ -поля. В обоих случаях движение происходило очень близко к направлению поперечного поля.

Сравнение с картой поля, полученной примерно через 2 часа после окончания вспышки, на которую перенесены положения вспышки (фиг. 6, б), показывает, что в областях развития основных узлов вспышки  $C$  и  $D$  ряд векторов поперечного поля заметно изменил свое положение.

Вспышка 22.VI 1962 г. произошла в той же группе пятен, что и вспышка 21.VI. Она началась в виде двух узелков  $A$  и  $B$  (фиг. 7, а), каждый из которых расположился очень близко к нейтральной линии продольного поля (фиг. 8)<sup>1</sup>. Южный фронт узла  $A$  распространялся со скоростью примерно  $70 \text{ км/сек}$  по направлению к узлу  $B$ , находящемуся полностью в области  $N$ -полярности, пересекая изогaussы продольного поля, и очень близко к направлению поперечного поля. Можно было заметить также выброс светлой материи из северной части этого узла в сторону поярчания, возникшего почти одновременно с узлами этой вспышки се-

<sup>1</sup> На фиг. 8 представлена последняя из трех полученных в этот день карт поля (взята из [7]), которая ближе всего к моменту вспышки.



ОДНОВРЕМЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ  
ВСЕХ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
С ПОМОЩЬЮ СОЛНЕЧНОГО МАГНИТОГРАФА

Н. С. Никитин

Описана новая электронная схема магнитографа, регистрирующего одновременно продольную составляющую и составляющие вектора поперечного магнитного поля. В схему прибора введено новое аналоговое вычислительное устройство, позволяющее регистрировать значение вектора поперечного поля и его азимут.

SIMULTANEOUS REGISTRATION OF THE MAIN PARAMETERS OF A MAGNETIC FIELD BY MEANS OF A MAGNETOGRAPH, by *N. S. Nikulin*.— A new electronic device of a magnetograph is described. It provides for simultaneous recording of the longitudinal component and the vector components of the transversal magnetic field. A new analogous computing device is introduced in the design and permits the registration of the magnitude and azimuth of the transversal field.

В настоящее время имеется несколько методов определения полного вектора магнитного поля на поверхности Солнца. В. Е. Степановым и А. Б. Северным в [1] описывается метод, позволяющий регистрировать сперва продольную составляющую поля, а затем поочередно составляющие вектора поперечного поля. При измерении составляющих вектора поперечного поля  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  перед кристаллом ADP устанавливается дополнительная пластинка  $\frac{1}{4} \lambda$ . При измерении составляющей  $\delta_{\perp 1}$  пластинка  $\frac{1}{4} \lambda$  устанавливается так, чтобы ее необыкновенная ось была параллельна главной оси ADP. При измерении составляющей  $\delta_{\perp 2}$  пластинка  $\frac{1}{4} \lambda$  поворачивается на угол  $45^\circ$ . Основное достоинство метода заключается в том, что все три составляющие регистрируются на основной частоте, т. е. при наилучшем отношении шум/сигнал. Серьезными недостатками являются разновременность записей и трудоемкость обработки.

В результате дальнейшего развития этого метода был сконструирован магнитограф [2], в котором указанные недостатки были частично устранены. Одновременная регистрация  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  производится с помощью специальной составной пластинки, состоящей из двух пластинок  $\frac{1}{4} \lambda$ , оси которых скрещены под углом  $45^\circ$ . Эти пластинки попеременно устанавливаются (с частотой 20 гц) перед кристаллом ADP, в результате чего угол, образованный необыкновенными осями пластинок с главной осью ADP, принимает значение 0 и  $45^\circ$ . Разделение составляющих  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  производится после узкополосного усилителя с помощью коммутатора, работа которого синхронизирована с положением пластинок  $\frac{1}{4} \lambda$ . Азимут поперечной составляющей определяется автоматически с помощью аналогового вычислительного устройства. Продольная составляющая поля регистри-



вернее, в области  $S$ -полярности. Яркий западный фронт узла  $B$  очень быстро (со скоростью  $100 \text{ км/сек}$ ) распространился на запад, практически вдоль направления поперечного поля.

Рассмотрение движений в приведенных здесь случаях вспышек относительно поперечной составляющей магнитного поля показало, что движения часто направлены из области более сильного поля в область поля более слабого. Это можно видеть на примерах вспышек 3 и 4.IX 1961 г. (узел  $B$ ), 21.VI 1962 г. Такие движения происходили со сравнительно небольшой скоростью (в среднем  $20 \text{ км/сек}$ ).

В нескольких случаях наблюдались движения, направленные в область довольно сильного поля, например во вспышках 4.IX 1961 г. (узел  $A$ ) и 22.VI 1962 г. Такие движения происходили с гораздо большей скоростью (до  $100 \text{ км/сек}$ ).

В ряде случаев можно было видеть, что светящийся фронт вспышек распространялся практически вдоль поперечного поля, например в случае вспышек 3.IX 1961 г., 21 и 22.VI 1962 г. (это также отмечается Г. Мортон и А. Б. Северным в [10]). В процессе движения может произойти остановка фронта при достижении области поля другой ориентации, как это наблюдалось в случае движения в узле  $C$  вспышки 21.VI 1962 г. (явление ограничения движения полем отмечается также в [10]). Через некоторое время после остановки движения может произойти отступление фронта назад, как в случае вспышки 21.VI 1962 г. (возможность такого движения рассматривалась А. Б. Северным еще в 1957 г. в [11]).

В случае вспышки взрывного типа 4.IX 1961 г. наблюдалось почти мгновенное распространение поперек поля (подобное явление отмечается и в [10]). Возможно, в этом случае, а также в случаях движения северного фронта узла  $D$  вспышки 21.VI 1962 г. и южного фронта узла  $A$  вспышки 22.VI 1962 г., в которых движение было направлено под некоторым углом к направлению поперечного поля, движение происходило вдоль силовых линий, не зарегистрированных на уровне фотосферы, а проходящих выше. Иллюстрация такого расположения силовых линий приведена в [12]. Во всех изученных случаях вспышки возникали в виде двух или более узлов, располагающихся в областях противоположной полярности, ярких практически одновременно, причем хотя бы один из узлов появляется в непосредственной близости к нейтральной линии продольного поля. К тем же выводам пришли Г. Мортон и А. Б. Северный в [10] на основании большого материала наблюдений по сентябрьской группе пятен 1963 г.

Приношу искреннюю благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за предоставление мне карт магнитного поля и полезное обсуждение работы, а также В. В. Гапееву за изготовление фотографий.

Декабрь 1965 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. A. B. Severny, V. Vumba. Observatory, 1958, 78, 33.
3. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 200.
4. В. Е. Степанов, С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 194.
5. A. B. Severny. Stellar and Solar Magnetic Fields, edited by R. Lüst, I. A. U. Symposium, 1965, N 22, 238.
6. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 34.
7. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 159.
8. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 126.
9. B. Valnicek. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1961, 12, N 6.
10. G. E. Moreton, A. B. Severny. Astrophys. J. (in press).
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1957, 17, 129.
12. Н. В. Годовников, Е. П. Смирнова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 86.



руется обычным образом при повторном сканировании изображения Солнца.

В [3] описан метод измерения, основанный на том, что если угол  $\varphi$  между необыкновенной осью пластинки  $\frac{1}{4} \lambda$ , установленной неподвижно перед кристаллом ADP, и главной осью ADP составляет  $0 < \varphi < 45^\circ$ , то в анодном токе фотоумножителя содержится информация как о продольной составляющей поля, так и о составляющих  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ . Основной недостаток метода заключается в том, что измерение продольной составляющей поля и одной из составляющих вектора поперечного поля производится на второй гармонике, что ухудшает отношение шум/сигнал. Обработка записей, полученных таким образом, очень трудоемка.

В работе [4] показано, что если перед кристаллом ADP установить вращающуюся пластинку  $\frac{1}{2} \lambda$ , то сигнал на выходах дифференциального фотометра с двумя фотоумножителями будет содержать информацию не только о продольной и поперечной составляющих магнитного поля, но и об азимуте поперечной составляющей. К сожалению, измерение значения поперечной составляющей поля и ее азимута возможно только на второй гармонике, а это, как уже говорилось, приводит к ухудшению отношения шум/сигнал.

Даже в том случае, когда измерение составляющих  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$  производится на основной частоте, чувствительность магнитографа оказывается примерно на порядок ниже, чем при измерении продольной составляющей поля. Поэтому дальнейшее понижение чувствительности, даже для одной из составляющих вектора поперечного поля, крайне нежелательно.

При разработке магнитографа, конструкция которого описывается ниже, использован метод [2], позволяющий одновременно измерять обе составляющие вектора поперечного поля на основной частоте, а продольную составляющую — на второй гармонике. Преимуществом этого метода является также и то, что чувствительность магнитографа одинакова для обеих составляющих поперечного вектора, что позволяет довольно легко автоматизировать обработку записей  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ . С этой целью в схему магнитографа введено новое аналоговое вычислительное устройство (АВУ), которое, в отличие от АВУ, описанного в [2], работает значительно надежнее и позволяет регистрировать не только азимут, но и значение вектора поперечного поля. При одновременной регистрации  $\delta_{\perp 1}$ ,  $\delta_{\perp 2}$  и продольной составляющей магнитного поля сигнал от каждой из составляющих проходит по электронному тракту магнитографа в виде пакетов синусоидального напряжения, длительность которых равна времени стояния перед кристаллом ADP каждой из пластинок  $\frac{1}{4} \lambda$ . Это время равно  $\frac{1}{50}$  сек. Для того чтобы получить максимальное количество информации о каждой из составляющих, необходимо, чтобы в пакетах содержалось возможно большее число периодов синусоидального напряжения, но желательно, чтобы их было не менее 10. Тогда частота напряжения, приложенного к кристаллу ADP, должна быть не менее 500 гц. Работа синхронно-фазового детектора на такой частоте при использовании поляризованного реле становится невозможной. Поэтому в описываемой ниже конструкции магнитографа используется кольцевой фазовый детектор, работающий на кремниевых диодах Д226. Лабораторные испытания и эксплуатация в схеме магнитографа показали, что этот детектор надежен в работе и не имеет дрейфа нуля.

С 1961 г. в магнитографе Крымской астрофизической обсерватории работает компенсатор, автоматически вводящий поправку за изменение интенсивности светового потока [5]. Однако включение компенсатора после синхронно-фазового детектора и интегрирующей RC-цепочки, как это было до последнего времени, оказалось не совсем удачным. При медленных изменениях интенсивности светового потока, длительность которых значительно превышает постоянную времени магнитографа, компенсатор



работает нормально. Отклонение стрелки регистрирующего прибора остается пропорциональным напряженности магнитного поля:

$$U_H U_I \frac{1}{U_I} = U_H,$$

где  $U_H$  — напряжение, значение которого пропорционально напряженности магнитного поля, и  $U_I$  — напряжение, значение которого пропорционально интенсивности светового потока  $I$ . При скачкообразном изменении интенсивности светового потока, например от  $I$  до  $I/2$ , множитель  $1/U_I$  примет значение  $2/U_I$  не позднее чем через 0,3 сек, так как время пробега ползунка по окружности реохорда составляет 0,3 сек. Множитель  $U_H U_I$  уменьшается по экспоненциальному закону и через 0,3 сек примет значение, близкое к  $0,75 U_H U_I$ . Напряжение, подаваемое на вход регистрирующего прибора, при этом будет равно

$$0,75 U_H U_I \frac{2}{U_I} = 1,5 U_H,$$

и только через 2,5 сек (постоянная времени магнитографа) оно приблизится к нормальному значению

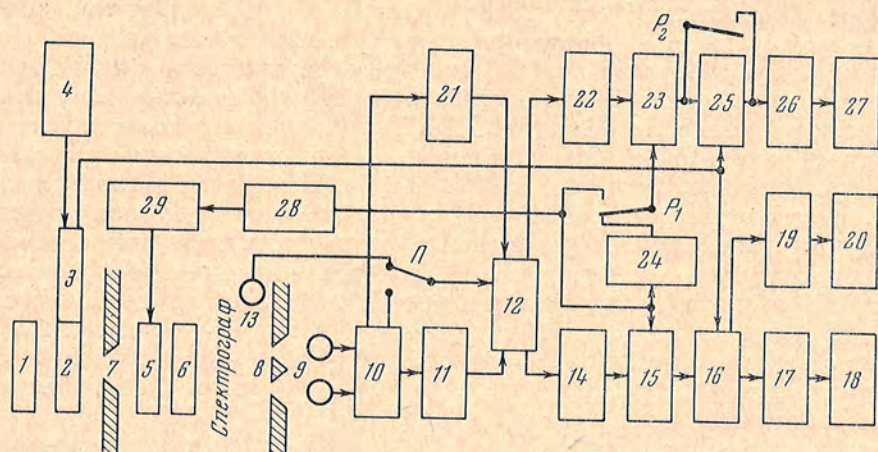
$$0,53 U_H U_I \frac{2}{U_I} = 1,06 U_H.$$

Следовательно, при резких изменениях интенсивности светового потока на записях поля будут появляться ложные выбросы, длительность которых определяется постоянной времени магнитографа. Чтобы избавиться от этой ошибки, компенсатор необходимо включить до интегрирующей  $RC$ -цепочки. В магнитографе, конструкция которого описывается далее, он включен перед узкополосными усилителями 28-ИМ.

**Блок-схема магнитографа.** Оптическая часть магнитографа осталась без изменения, за исключением того, что анализатор круговой поляризации света установлен непосредственно за входной щелью спектрографа. Узлы схемы, начиная от компенсатора инструментальной поляризации 1 (фиг. 1) и включая фотоумножители 9, подробно описаны в [2]. Блок 10 производит суммирование и вычитание анодных токов фотоумножителей. Сигнал, содержащий информацию об обеих составляющих поперечного поля, подается на усилитель мощности 11, выход которого согласован с сопротивлением реохорда 12, вводящего поправку за изменение интенсивности светового потока. Напряжение, снимаемое с ползунка этого реохорда, подается на усилитель 28-ИМ 14 и затем на кольцевой фазочувствительный детектор 15. Опорное напряжение на детектор подается с выхода генератора 28. Коммутатор 16 управляется импульсами напряжения прямоугольной формы, которые снимаются с контактов поляризованного реле 3. К выходам коммутатора через интегрирующие  $RLC$ -цепочки 17 и 19 подключены потенциометры ЭПП-09 18 и 20, регистрирующие значения составляющих поперечного поля  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ .

Основное достоинство описанной схемы заключается в том, что сигнал, несущий информацию об обеих составляющих поперечного поля, промодулирован на основной частоте и проходит по одному и тому же электронному тракту. Напряжение, амплитуда которого пропорциональна разности переменных составляющих фототоков, с выхода блока 10 подается на усилитель мощности 21 и затем на компенсатор изменения интенсивности светового потока 12. С помощью переключателя II на компенсатор можно подавать либо напряжение, снимаемое с выхода блока 10, значение которого пропорционально остаточной интенсивности в крыльях линии, либо напряжение, снимаемое с нагрузочного сопротивления фотоумножителя 13. Значение этого напряжения пропорционально интенсивности светового



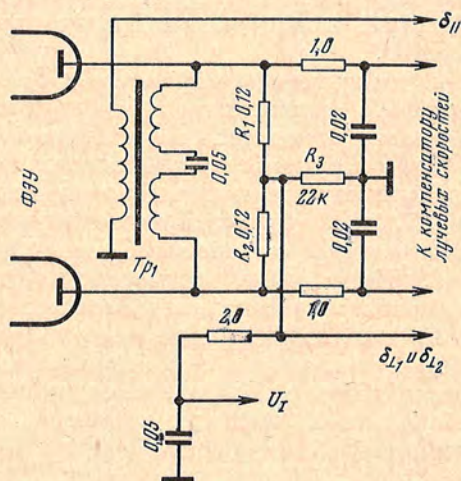


Фиг. 1. Блок-схема магнитографа

потока в непрерывном спектре. Сигнал с выхода компенсатора подается на вход усилителя 28-ИМ 22. Опорное напряжение на кольцевой фазовый детектор 23 подается через удвоитель частоты 24 и реле  $P_1$ . С выхода детектора сигнал поступает на коммутатор 25 и затем через  $RLC$ -цепочку 26 на потенциометр ЭПП-09 27, регистрирующий значение продольной составляющей магнитного поля. Для измерения продольной составляющей магнитного поля обычным образом, т. е. на основной частоте, необходимо убрать составную пластинку 2—3 и тумблером (на блок-схеме не приведен) выключить блоки 14—20 и 24. При выключении этих блоков реле  $P_1$  и  $P_2$  обесточиваются. В таком режиме работы на фазовый детектор 23 через реле  $P_1$  подается опорное напряжение на основной частоте, а реле  $P_2$  закорачивает коммутатор 25.

Блок суммирования и вычитания фототоков. В [5] приведена схема суммирования и вычитания анодных токов фотумножителей с помощью двух трансформаторов. Каждый из этих трансформаторов вносит свой, хотя и небольшой, сдвиг фазы. Ошибка оставалась равной 0,05% даже после того, как фазовый сдвиг был скомпенсирован. Это объясняется тем, что сигнал «пролезает» за счет емкостной связи между обмотками. Новая схема суммирования и вычитания фиг. 2 проще схемы, описанной в [5], и дает значительно лучшие результаты. Ошибка настолько мала, что ее не удается обнаружить.

Фиг. 2. Схема узла, производящего суммирование и вычитание анодных токов фотумножителей





Через первичную обмотку трансформатора  $Tr_1$  протекает ток, значение которого пропорционально разности переменных напряжений, падающих на сопротивлениях  $R_1$  и  $R_2$ , при протекании через них анодных токов фотоумножителей (сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  проволочные, прецизионные, подобранные с точностью 0,05%). Для уменьшения емкостной связи первичная и вторичная обмотки трансформатора расположены на разных сердечниках. Сердечник набран из Г-образных пермаллоевых пластин. Напряжение с вторичной обмотки этого трансформатора подается на вход предварительного усилителя. С сопротивления  $R_3$  (проволочное, прецизионное) снимается напряжение, значение которого пропорционально сумме анодных токов фотоумножителей. Переменная составляющая этого напряжения подается на вход предварительного усилителя. Постоянная составляющая  $U_1$  через интегрирующую  $RC$ -цепочку подводится к переключателю  $\Pi$  (см. фиг. 1) и регистратору остаточной интенсивности в крыльях линии.

Усилители мощности и компенсатор изменения интенсивности светового потока. В связи с тем, что автоматический компенсатор изменения интенсивности светового потока включен перед усилителями 28-ИМ, в схему магнитографа введены усилители мощности с двухтактным выходом на лампах 6П14П. Усилители охвачены глубокой отрицательной обратной связью, благодаря чему их амплитудные характеристики линейны, а коэффициент гармоник не превышает 1%. Анодные цепи усилителей питаются от стабилизированных выпрямителей. Накальные напряжения подаются через бареттеры. Схема компенсатора почти не изменилась по сравнению с [5]. Чтобы повысить устойчивость следящей системы, в схему сервоусилителя введено устройство, которое изменяет глубину обратной связи по скорости в зависимости от угла поворота ползунка реохорда. Вместо гальванического элемента, с которого снимается напряжение  $U_B$ , в схему введен стабилизированный источник питания.

Кольцевые фазовые детекторы и коммутаторы. Генератор опорного напряжения 28 (см. фиг. 1) собран по обычной реостатно-емкостной схеме на лампах 6Ж1П, 6П14П и 6Н8С. Один триод лампы 6Н8С работает в режиме катодного повторителя, с выхода которого снимается опорное напряжение. Это напряжение через трансформатор  $Tr_1$  (фиг. 3) подается на четыре фазовращателя.

1. Напряжение, снимаемое с фазовращателя  $\Phi B_1$ , подается на катодный повторитель с трансформаторным выходом. Напряжение на вторичной обмотке этого трансформатора контролируется с помощью вольтметра. При подготовке магнитографа к работе это напряжение подается на входы предварительных усилителей для проверки чувствительности всех трех каналов.

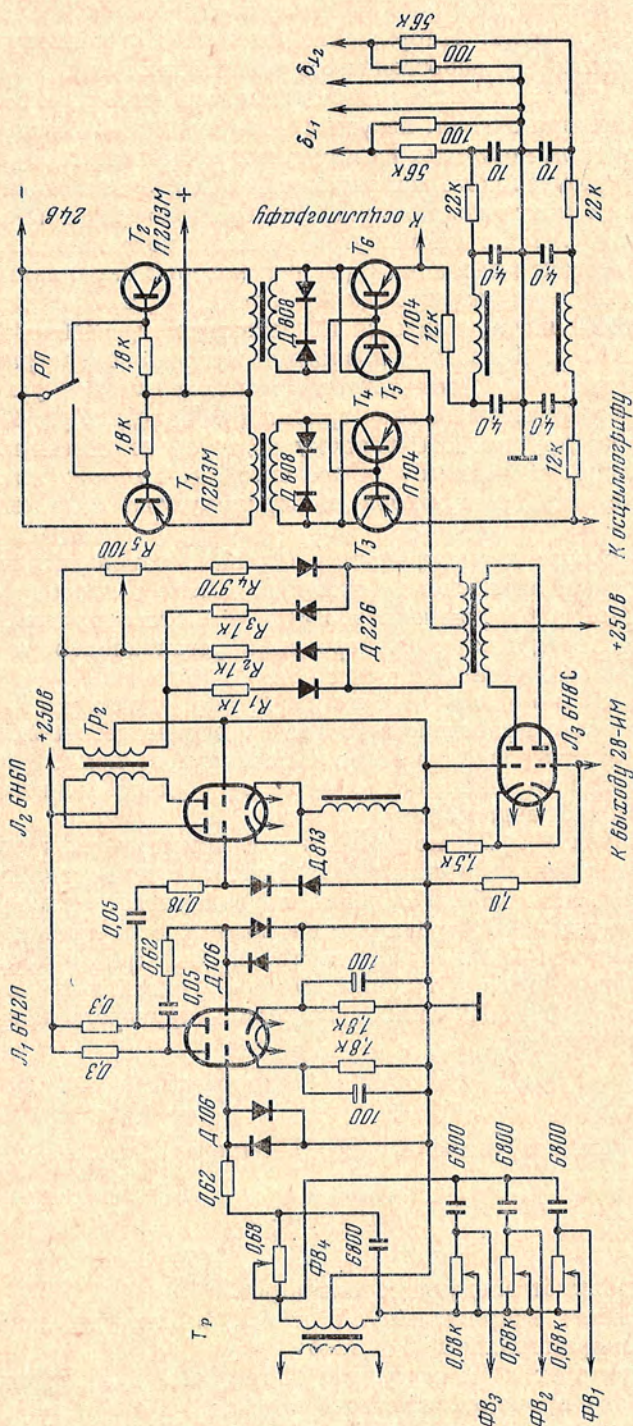
2. Напряжение, снимаемое с фазовращателя  $\Phi B_2$  при работе магнитографа в режиме измерения продольной составляющей поля на основной частоте, подается на кольцевой фазовый детектор.

3. При одновременной регистрации продольной составляющей поля и составляющих поперечного поля напряжение, снимаемое с фазовращателя  $\Phi B_3$ , через удвоитель частоты подается на кольцевой фазовый детектор, работающий в канале измерения продольной составляющей.

4. Напряжение, снимаемое с фазовращателя  $\Phi B_4$ , подается на детектор, работающий в канале измерения составляющих поперечного поля.

Каскад, собранный на лампе  $L_1$ , формирует из синусоидального напряжения, снимаемого с фазовращателя  $\Phi B_4$ , напряжение прямоугольной формы, которое подается на сетку выходного инверсного каскада с катодной связью  $L_2$ . Опорное напряжение прямоугольной формы, снимаемое с вторичной обмотки трансформатора  $Tr_2$ , подается на кольцевой фазовый детектор, собранный на диодах Д226. Сопротивления  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  и  $R_4$





Фиг. 3. Схема кольцевого фазового детектора и коммутатора



служат для температурной компенсации диодов, а сопротивлением  $R_5$  устанавливается нуль. Напряжение сигнала к детектору подводится с выхода усилителя  $L_3$ , работающего в режиме инверсного каскада с катодной связью. Этот каскад смонтирован на шасси усилителя 28-ИМ. С выхода фазового детектора сигнал, несущий информацию об обеих составляющих поперечного поля, поступает на коммутатор. Коммутатор управляется импульсами прямоугольного напряжения отрицательной полярности, которые подаются с контактов поляризованного реле  $РП$  (3 на фиг. 1) на базы триодов  $T_1$  и  $T_2$ . В тот промежуток времени, когда перед входной щелью спектрографа стоит пластинка  $1/4 \lambda$ , оси которой параллельны осям  $ADP$ , импульс подается на базу триода  $T_2$ . Триоды  $T_5$  и  $T_6$  отпираются, и сигнал через  $RLC$ -цепочку подается на потенциометр ЭПП-09, регистрирующий значение  $\delta_{\perp 1}$ . Когда перед входной щелью спектрографа устанавливается пластинка  $1/4 \lambda$ , оси которой расположены под углом  $45^\circ$  к осям  $ADP$ , импульс подается на базу триода  $T_1$ . Триоды  $T_3$  и  $T_4$  отпираются, и сигнал через другую  $RLC$ -цепочку подается на потенциометр ЭПП-09, регистрирующий значение  $\delta_{\perp 2}$ . Фаза опорного напряжения, работа фазового детектора и коммутатора контролируются с помощью осциллографа.

Схема фазового детектирования в канале измерения продольной составляющей поля аналогична описанной выше, и поэтому она не приводится. Триоды, работающие в коммутаторе этого канала, открываются тогда, когда перед щелью спектрографа устанавливается та пластинка  $1/4 \lambda$ , оси которой параллельны осям  $ADP$ .

Аналоговое вычислительное устройство (АВУ), описание которого приведено в [2], имеет ряд недостатков.

1. Не выдается значение вектора поперечного поля.
2. В тех областях значений  $\chi$ , где  $\operatorname{tg} 2\chi$  обращается в  $\infty$ , углы отсчитываются весьма ненадежно.
3. Определение  $\operatorname{tg} 2\chi$  производится с помощью реохордов, оси которых связаны с исполнительными двигателями сервоусилителей. Это понижает надежность работы прибора и увеличивает время отработки.

В описываемом АВУ реализуется возможность представления синусоидального напряжения в виде векторов [6]. При векторном сложении двух синусоидальных напряжений  $U_1$  и  $U_2$  одной и той же частоты, но сдвинутых по фазе на  $90^\circ$  амплитуда результирующего напряжения определяется выражением

$$U = \sqrt{U_1^2 + U_2^2}.$$

Фаза напряжения  $U$  относительно  $U_1$  определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_2}{U_1}.$$

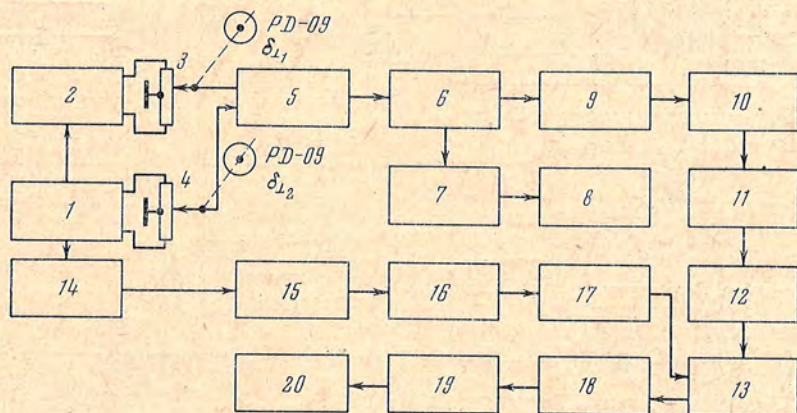
АВУ выполняет следующие операции.

1. Складывает напряжения  $U_1$  и  $U_2$ , амплитуды которых соответственно пропорциональны  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ .
2. Регистрирует амплитуду результирующего напряжения  $U$ , значение которого пропорционально  $\delta_{\perp}$ .
3. Регистрирует сдвиг фазы напряжения  $U$  относительно  $U_1$ , т. е. азимут поперечной составляющей поля.

Блок-схема АВУ приведена на фиг. 4. В каждом из потенциометров, регистрирующих значение составляющих вектора поперечного поля  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ , установлены дополнительные реохорды 3 и 4, соосные с реохордами потенциометров ЭПП-09. На эти дополнительные реохорды от блоков 1 и 2 подаются одинаковые по амплитуде, но сдвинутые по фазе на  $90^\circ$



синусоидальные напряжения с частотой 230 гц. Средние точки реохордов заземлены. При смещении стрелок потенциометров ЭПП-09 вправо или влево от положения нуля с ползунков реохордов снимаются напряжения  $U_1 = U_{1m} \sin \varphi$  и  $U_2 = U_{2m} \cos \varphi$ , амплитуды которых соответственно

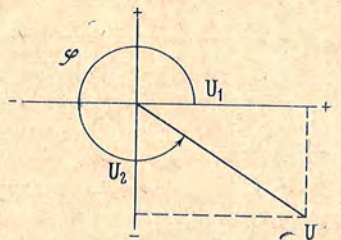


Фиг. 4. Блок-схема аналогового вычислительного устройства

1 — генератор синусоидального напряжения с усилителем мощности; 2 — фазовращатель и усилитель мощности; 3, 4 — реохорды; 5 — суммирующий трансформатор; 6, 15 — усилители; 7 — выпрямитель; 8 — прибор, регистрирующий значение  $\delta_{\perp 1}$ ; 9, 16 — блоки, формирующие напряжение прямоугольной формы; 10, 12 — блоки, формирующие запускающие импульсы; 11, 13 — триггеры; 14 — фазовращатель; 17 — блок, формирующий стоп-импульсы; 18 — катодный повторитель; 19 — выпрямитель и интегрирующая RC-цепочка; 20 — прибор, регистрирующий азимут поперечной составляющей магнитного поля

пропорциональны значениям  $\delta_{\perp 1}$  и  $\delta_{\perp 2}$ . При изменении азимута поперечных колебаний в пределах  $0-180^\circ$  фаза напряжения  $U$ , полученного в результате сложения напряжений  $U_1$  и  $U_2$ , изменяется в пределах  $0-360^\circ$ . Это хорошо видно на векторной диаграмме фиг. 5. По оси абсцисс откладывается напряжение  $U_1$ , амплитуда которого пропорциональна значению  $\delta_{\perp 1}$ , а по оси ординат —  $U_2$ , амплитуда которого пропорциональна значению  $\delta_{\perp 2}$ . Знак «плюс» соответствует отклонению стрелки ЭПП-09 вправо, а знак «минус» — влево.

Фиг. 5. Построение результирующего вектора  $U$  по его составляющим  $U_1$  и  $U_2$



С выходной обмотки суммирующего трансформатора 5 результирующее напряжение  $U$  подается на вход усилителя мощности 6, затем на выпрямитель 7 и потенциометр ЭПП-09 8, регистрирующий амплитудное значение напряжения  $U$ , величина которого пропорциональна длине вектора поперечных колебаний.

Сдвиг фазы напряжения  $U$  относительно фазы опорного напряжения  $U_{оп}$ , снимаемого с выхода генератора 1 (см. фиг. 4), определяется ориентацией вектора поперечных колебаний в картинной плоскости. Эти напряжения подаются на входы фазометра (блоки 9—20).



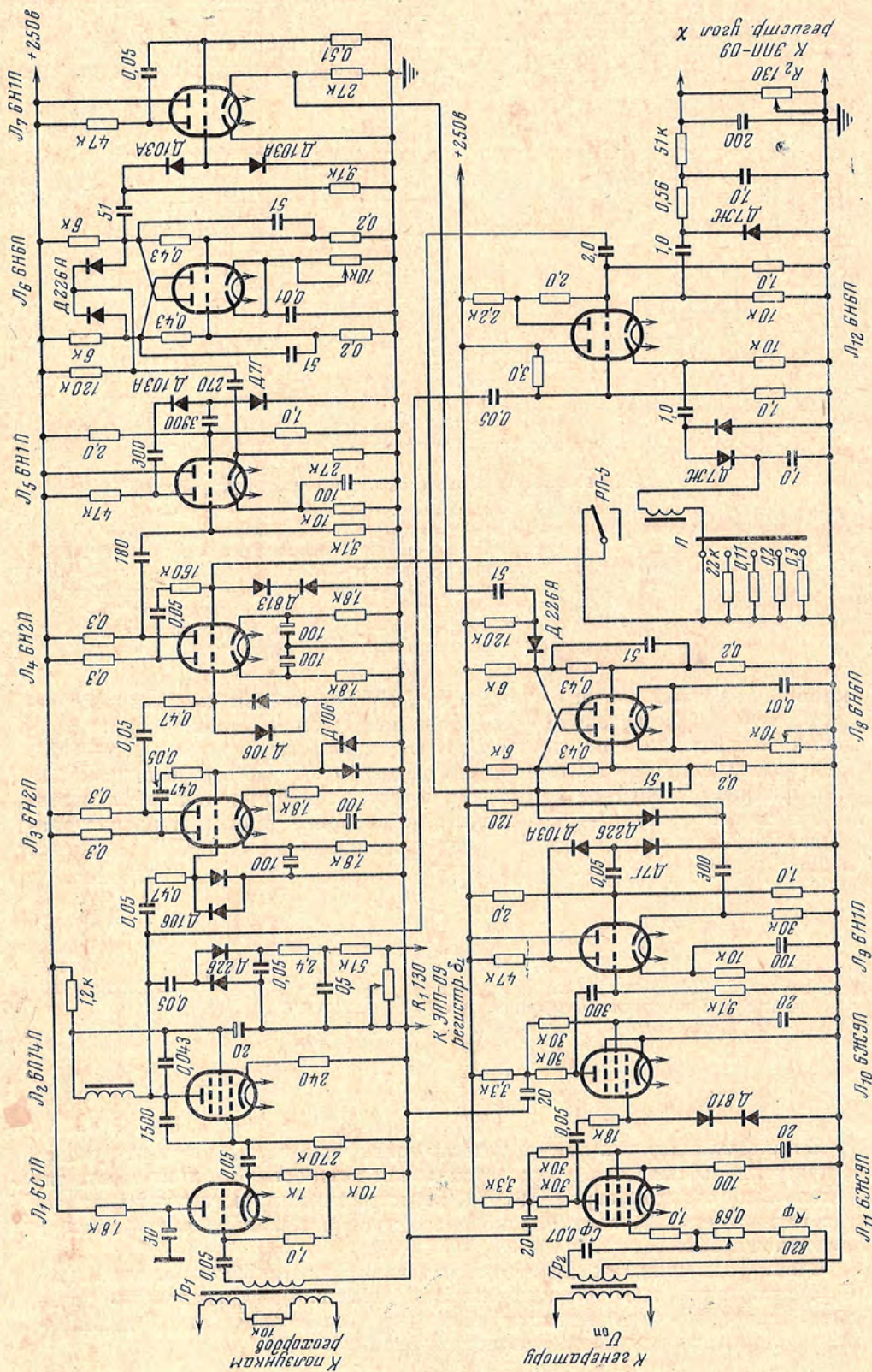
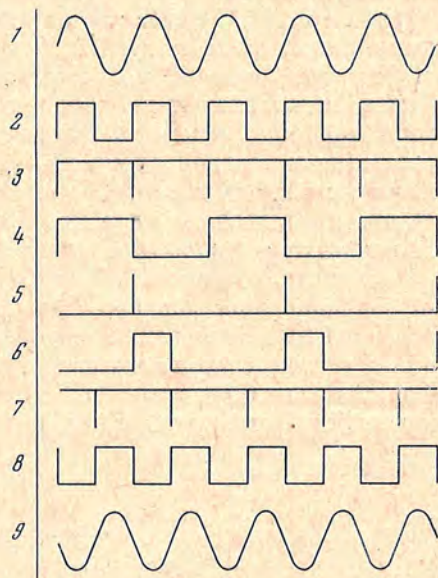




Схема АВУ приведена на фиг. 6. Напряжения, снимаемые с ползунков реохордов 3 и 4, подаются на суммирующий трансформатор  $Tr_1$  и затем на усилитель, собранный на лампах  $L_1$  и  $L_2$ . При максимальном уровне входного сигнала  $U$  амплитуда синусоидального напряжения на аноде лампы  $L_2$  достигает 80 в, этим обеспечивается работа на линейном участке вольт-амперной характеристики диодов Д226, на которых собран выпрямитель. Напряжение, снимаемое с выпрямителя, через  $RC$ -цепочку и делитель напряжения подается на регистратор длины вектора поперечных колебаний  $\delta_{\perp}$ . Масштаб записи может изменяться при помощи переменного сопротивления  $R_1$ . На входе фазометра включен усилитель-ограничитель  $L_3, L_4$ , формирующий из синусоидального напряжения, снимаемого с анода лампы  $L_2$ , напряжение прямоугольной формы. Каскад, в котором работает лампа  $L_5$ , формирует из передних фронтов прямоугольных импульсов запуская импульсы отрицательной полярности, которыми управляется триггер  $L_6$ , делящий частоту следования прямоугольных импульсов на два. Если частоту следования прямоугольных импульсов не уменьшить вдвое, то при сдвиге фазы напряжения  $U_{оп}$ , близком к  $360^\circ$ , триггер  $L_8$ , вырабатывающий прямоугольные импульсы, ширина которых пропорциональна сдвигу фазы, начинает работать неустойчиво, так как время восстановления схемы становится недостаточным. Из задних фронтов импульсов прямоугольной формы, снимаемых с анода левого триода лампы  $L_6$ , формируются импульсы положительной полярности, которые снимаются с катода правого триода лампы  $L_7$ . Этими импульсами отпирается левый триод лампы  $L_8$ , работающей в схеме триггера.



Фиг. 7. Формы напряжений в некоторых точках схемы АВУ

1 — анод  $L_2$ ; 2 — анод правого триода  $L_4$ ; 3 — катод правого триода  $L_5$ ; 4 — анод правого триода  $L_6$ ; 5 — катод правого триода  $L_7$ ; 6 — анод правого триода  $L_8$ ; 7 — катод правого триода  $L_9$ ; 8 — анод  $L_{10}$ ; 9 — управляющая сетка  $L_{11}$

На второй вход фазометра  $Tr_2$  подается синусоидальное напряжение  $U_{оп}$  с выхода генератора 1 (см. фиг. 4). Напряжение, снимаемое с вторичной обмотки трансформатора  $Tr_2$ , через фазовращатель подается на усилитель-ограничитель  $L_{11}, L_{10}$ , который формирует напряжение прямоугольной формы. Каскад, собранный на лампе  $L_9$ , из передних фронтов прямоугольных импульсов формирует импульсы отрицательной полярности, которыми запирается левый триод лампы  $L_8$ . Формы напряжений в некоторых точках схемы фазометра приведены на фиг. 7. Импульсы прямоугольной формы, амплитуда которых неизменна, а ширина пропорциональна сдвигу фазы напряжений  $U$  и  $U_{оп}$ , снимаются с анода правого триода триггера  $L_8$  и подаются на управляющую сетку катодного повторителя, собранного на правой половине лампы  $L_{12}$ . На выходе катодного повторителя включен выпрямитель, к которому через интегрирующую  $RC$ -цепочку подключен потенциометр ЭПП-09, регистрирующий значение угла  $\chi$ . Масштаб записи может изменяться с помощью переменного сопротивления  $R_2$ . В схему фазометра введен блок, отпирающий схему только тогда, когда амплитуда напряжения  $U$  превысит амплитуду шумов.



На катодный повторитель, собранный на левой половине лампы  $L_{12}$ , подается синусоидальное напряжение с анода лампы  $L_2$ . На выходе катодного повторителя включен выпрямитель, к которому подключена обмотка возбуждения поляризованного реле РП-5. Схема фазометра не работает до тех пор, пока контакты поляризованного реле замыкают на землю сетку правого триода лампы  $L_4$ , т. е. пока напряжение на обмотке реле недостаточно для срабатывания. Порог срабатывания устанавливается переключателем  $\Pi$ . Анодные цепи АВУ питаются от стабилизированного выпрямителя. Накальные напряжения на лампы  $L_1$ ,  $L_2$ ,  $L_8$  и  $L_{12}$  подаются через бареттеры. Значение ошибки, которую вносит АВУ, в основном определяется точностью изготовления реохордов и не превышает 0,5% диапазонов измерений прибора. Генератор напряжения  $U_{оп}$  с частотой 230 гц собран по реостатно-емкостной схеме на лампах 6Ж1П и 6П14П. Напряжение, снимаемое с выхода генератора, подается на два усилителя мощности с двухтактными выходами на лампах 6П14П. Один из этих усилителей подключен к выходу генератора через фазовращатель, сдвигающий фазу на 90°. Усилители охвачены глубокой отрицательной обратной связью и имеют большой запас мощности, благодаря чему коэффициент гармоник не превышает 1%. Напряжения на выходах усилителей поддерживаются на заданном уровне с помощью следящих систем.

В заключение благодарю А. Б. Северного за советы, которые давались при разработке и налаживании прибора.

16 декабря 1965 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. В. Брунс, Н. С. Никулин, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 80.
3. Б. А. Иошпа, В. Н. Обридко. Геомагнетизм и аэрономия, 1964, 4, 17.
4. Л. М. Котляр. Солнечные данные, 1965, 10, 66.
5. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 209.
6. С. О. Доброгудский, В. К. Титов. Счетно-решающие устройства. Оборонгиз, 1953.



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СОЛНЦЕ ПО СПЕКТРАМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН.

### IV. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ ПО РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ 6707,9 Å

Э. Е. Дубов

По эквивалентной ширине резонансной линии лития 6707,9 Å и эквивалентным ширинам нескольких линий натрия и алюминия, измеренных в спектрах солнечных пятен, с помощью кривой роста определено содержание лития. Оно отличается от значения, полученного по линии лития 6103,6 Å ( $\lg N_{\text{Li}} = 1,8$ ) [1], и составляет  $\lg N_{\text{Li}} = 1,2 \pm 0,3$ , т. е. не намного превышает содержание лития в фотосфере, где  $\lg N_{\text{Li}} = 0,96$ . Разница находится в пределах возможных ошибок. Принято, что  $\lg N_{\text{H}} = 12,0$ . По-видимому, образование линии 6103,6 Å связано с поглощением не только атомами лития (бленда).

A DETERMINATION OF THE SOLAR ABUNDANCE OF SEVERAL ELEMENTS FROM SUNSPOT SPECTRA. IV. THE LITHIUM ABUNDANCE (6707,9 Å), by E. E. Dubov.— The equivalent width of the Li resonance line 6707,9 Å and those of several lines of Na and Al, measured in spot spectra, were used for determining the Li abundance by means of the curve of growth. It is found that  $\lg N_{\text{Li}} = 1.2 \pm 0.3$ . This value differs from that obtained from the Li line 6103.6 Å ( $\lg N_{\text{Li}} = 1.8$  [1]) and only slightly exceeds the Li abundance in the photosphere  $\lg N_{\text{Li}} = 0.96$ . The latter difference is within the limits of possible errors. It is adopted that  $\lg N_{\text{H}} = 12.0$ . Apparently the formation of the 6103.6 Å line is connected not only with the absorption of lithium atoms (blends).

Ранее [1] нами было показано, что если слабую линию 6103,65 Å в спектре солнечных пятен целиком приписать поглощению атомами лития, то относительное содержание лития в исследованном нами пятне № 71 по каталогу Крымской астрофизической обсерватории существенно превышает его содержание в фотосфере Солнца, где, согласно [2],  $\lg N_{\text{Li}} = 0,96$ . Этот неожиданный результат требовал проверки.

Ниже относительное содержание лития в пятне определяется по эквивалентной ширине резонансной линии лития 6707,9 Å в спектре солнечного пятна и по теоретической кривой роста, построенной для модели атмосферы Шварцшильда — Шустера, приведенной в [3]. Материал наблюдений описан в [4]. Изучался спектр солнечного пятна № 69 по каталогу КрАО, полученный на спектрографе с дифракционной решеткой (дисперсия 2,66 мм/Å в четвертом порядке) на башенном солнечном телескопе КрАО, и спектры, полученные на спектрографе с эшелле. Температура пятна № 69 (по распределению энергии в непрерывном спектре) 4660°K ( $\theta = 1,08$ ),



параметр рассеянного света  $\alpha = 0,1$  (см. [4]). Эквивалентная ширина линии лития  $6707,9 \text{ \AA}$ , исправленная за рассеянный свет, равна  $110 \text{ м\AA}$ , глубина в центре линии  $0,33$ . Турбулентная скорость для данного пятна нами не определялась. Однако, так как оказалось, что величина принятого значения турбулентной скорости мало влияет на результаты, нами была принята средняя для пятен величина —  $2 \text{ км/сек}$  [5,6]. Постоянная затухания  $a$  также не определялась (это может внести ошибку до  $0,15$  в логарифме числа атомов), нами взята средняя величина по данным [6]. Принято, что  $-2a = 1,5$ . Еще в [6,7] было показано, что определение чисел атомов по кривым роста дает количество поглощающих атомов над  $1 \text{ см}^2$  пятна примерно в  $10$  раз большее, чем над  $1 \text{ см}^2$  фотосферы, так как коэффициент непрерывного поглощения в пятне меньше. Поэтому исследование химического состава можно проводить, только сравнивая содержание одного элемента с другим. В качестве элемента сравнения мы выбрали алюминий. В дальнейшем предполагается, что содержание алюминия в пятне такое же, как и в невозмущенной фотосфере.

Алюминий по своим ионизационным свойствам похож на литий [4], а его линия  $6698,68 \text{ \AA}$  расположена в спектре в непосредственной близости от резонансной линии лития  $6707,9 \text{ \AA}$  и обладает почти такой же эквивалентной шириной ( $79 \text{ м\AA}$  после исправления за рассеянный свет). Таким образом максимально исключается влияние конкретной структуры данного пятна. Глубина в центре линии сравнения  $0,24$ , содержание алюминия, взятое нами согласно [2], составляет  $6,2$  в логарифме числа атомов, если считать, что для водорода  $\lg N_H = 12,0$ . Как известно, кривая роста дает возможность по эквивалентным ширинам  $W_\lambda$ , глубине в центре линии  $R_c$  и доплеровским полуширинам  $\Delta\lambda_D$  рассматриваемых линий найти отношение оптических толщин в центре линий ( $\chi_0$ ), а по нему — отношение числа нейтральных и ионизированных атомов. В конечном счете

$$\lg N_1(\text{Li}) = \lg N_1(\text{Al}) - \lg \frac{\chi_{0\text{Al}}}{\chi_{0\text{Li}}} + \theta(\Delta\chi_{\text{Al}} - \Delta\chi_{\text{Li}}) + \\ + \lg \frac{(gf\lambda)_{\text{Al}}}{(gf\lambda)_{\text{Li}}} + \lg \frac{v_{0\text{Li}}}{v_{0\text{Al}}}.$$

Здесь  $\Delta\chi$  — энергия ионизации с нижнего уровня рассматриваемого перехода,  $N_1$  — число ионов, а  $v_0$  — скорость движения атомов данного элемента. При расчетах предполагалось, что можно применять формулы Сакса и Больцмана. Результат вычислений:

$$\lg N_{\text{Li}} = 1,2 \pm 0,3 (\lg N_H = 12,0).$$

Аналогичное вычисление выполнено нами по линиям  $\text{Al I } 5557,1 \text{ \AA}$ ,  $\text{Na I } 5153,4 \text{ \AA}$  и  $\text{Na I } 5148,9 \text{ \AA}$  для пятна № 71 по каталогу КрАО. Эквивалентные ширины их приведены в [1]. Эквивалентная ширина линии лития  $6707,9 \text{ \AA}$  по спектру пятна № 71, полученному с дифракционной решеткой,  $W_\lambda = 88 \text{ м\AA}$ . Температура пятна  $4470^\circ\text{K}$  ( $\theta = 1,13$ ). Содержание натрия в фотосфере  $\lg N_{\text{Na}} = 6,30$  по [2]. Результаты вычислений:

$$W_{5557,1} = 30,5 \text{ м\AA}, R_c = 0,22, \lg N_{\text{Li}(5557,1)} = 1,18;$$

$$W_{5148,9} = 59,4 \text{ м\AA}, R_c = 0,31, \lg N_{\text{Li}(5148,9)} = 0,82;$$

$$W_{5153,4} = 88,5 \text{ м\AA}, R_c = 0,45, \lg N_{\text{Li}(5153,4)} = 1,29.$$

Определение содержания лития по спектрам солнечных пятен выполнено недавно Шмалем и Шпретером в [5]. Они сочли возможным вычислять содержание лития по эквивалентной ширине линии  $6707,9 \text{ \AA}$  по формулам, применимым только для слабых линий. Средняя эквивалентная ширина



линии  $6707,9 \text{ \AA}$  по трем различным спектрам из [5] равна  $136 \text{ м\AA}$ , что согласно кривой роста, приведенной Унзольдом (см. [3]), дает отклонение от линейности на 1,1 в логарифме числа атомов. Принято, что у них глубина линии  $R_c = 0,4$ . Таким образом, по данным [5] должно получиться, что содержание лития в пятне больше чем на порядок превышает его содержание в невозмущенной фотосфере. Это находится в полном согласии со сказанным выше; химический состав следует определять исходя не из числа атомов над  $1 \text{ см}^2$  пятна, а из сравнения чисел атомов различных элементов.

Итак, результат, полученный нами по резонансной линии лития  $6707,9 \text{ \AA}$ , не подтверждает ранее сделанного вывода о значительно повышенном содержании лития над пятнами. По-видимому, это расхождение с [1] связано с тем, что линия  $6103,6 \text{ \AA}$  является результатом поглощения не только атомами нейтрального лития, т. е. является результатом блендирования. В [5] получено, что эквивалентная ширина, соответствующая линии  $6104 \text{ \AA}$ , равна после исправления за рассеянный свет  $1,6 \text{ м\AA}$ . Применяя соотношение (1) из [1], получим, что линия  $6103,7 \text{ \AA}$  должна иметь эквивалентную ширину  $\lg W_{6103} = \lg W_{6707} - 1,83 \theta + 0,358$ . Подставляя, согласно [5],  $153,4 \text{ м\AA}$  для пятна с температурой  $3600^\circ$  и  $120,2 \text{ м\AA}$  для пятна с температурой  $3690^\circ$ , получим  $0,96$  и  $0,85 \text{ м\AA}$  соответственно. Остальное поглощение в этой длине волны, измеренное в [5], не связано с атомами лития. А. Кисатпур [8] нашел эту линию даже в спектре невозмущенной фотосферы. Ее длина волны по [8] составляет  $6103,695 \text{ \AA}$ , и она соответствует слабой линии  $6103,7 \text{ \AA}$  в Утрехтском атласе. По нашей оценке эквивалентная ширина линии  $6103,7 \text{ \AA}$  в Утрехтском атласе примерно равна  $0,4 \text{ м\AA}$ . В пятне с температурой  $4470^\circ \text{ K}$  (как наше пятно № 71) линия лития должна быть, следовательно, как легко видеть по уравнениям Саха и Больцмана, по крайней мере раз в пять сильнее, т. е. составлять  $2\text{—}2,5 \text{ м\AA}$ .

Мы считаем, что и в фотосфере, так же как и в пятнах, линия  $6103,7 \text{ \AA}$  образуется не только в результате поглощения атомами лития (в фотосфере соответствующая линия лития должна иметь эквивалентную ширину менее  $0,1 \text{ м\AA}$ .) Результаты измерения эквивалентных ширин линии  $6103,7 \text{ \AA}$ , полученные в [1, 5, 8], отличаются от выводов, сделанных В. К. Прокофьевым и А. Б. Северным в [9] о том, что депрессия вблизи  $6103,7 \text{ \AA}$  не более  $1 \text{ м\AA}$ . Впрочем, согласно графику, приведенному в [9], можно видеть, что депрессия вблизи  $6103,7 \text{ \AA}$  для пятна № 71 даже без учета рассеянного света составляет несколько миллиангстрем. Величину поглощения, действительно привносимого дублетом лития  $6103,7 \text{ \AA}$ , можно рассчитать аналогично тому, как это делалось выше, по полученному нами значению эквивалентной ширины резонансного дублета лития  $6707,9 \text{ \AA}$ . Для пятна № 71 оно составляет  $1,2 \text{ м\AA}$ .

В заключение автор выражает свою благодарность Г. П. Лянзуриди за обработку спектров и построение профилей резонансной линии лития, а также Т. П. Хромовой и Д. А. Фесенко за обработку во вторую руку спектров около линии  $6103,6 \text{ \AA}$ .

Ноябрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 26.
2. L. Coldberg, E. A. Müller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1960, 5, N 45.
3. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. М., Физматгиз, 1960.
4. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 31, 247.
5. G. Schmah, E. H. Schröter. Zs. Astrophys., 1965, 62, H. 2, 143.
6. А. И. Корнилов. Сообщения ГАИИ, 1961, № 117, 27.
7. P. Bruggencate, H. Klüber. Zs. Astrophys., 1939, 18, 284.
8. A. Kiasatpoo. Georgetown Observatory Monograph, 1965, N 19.
9. В. К. Прокофьев, А. Б. Северный. Наст. том., стр. 90.



ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЛИНИИ ЛИТИЯ 6103,64 Å  
В СПЕКТРЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

В. К. Прокофьев, А. Б. Северный

Критически рассмотрены возможности обнаружения первого дублета (6103,6 Å) диффузной серии Li I ( $2^2P_{1/2, 3/2}^0 - 3^2D_{3/2, 5/2}$ ) в спектрах солнечных пятен в условиях сложного блендирования. Для четырех пятен с магнитными полями 2700—3400 гс при использовании значений лабораторных длин волны эквивалентная ширина дублета оценивается не более 1 мÅ. Остается открытым вопрос о значении длин волн линий этого дублета в солнечном спектре.

ON THE DETERMINATION OF THE Li LINE 6103.64 Å IN SUNSPOT SPECTRA, by V. K. Prokofyev and A. B. Severny. — The possibilities of detection of the first doublet (6103.6 Å) of the diffuse serie Li I ( $2^2P_{1/2, 3/2}^0 - 3^2D_{3/2, 5/2}$ ) in spot spectra at conditions of complex blending are discussed critically. For four spots with magnetic fields of 2700—3400 gauss the equivalent width of the doublet is estimated on the basis of laboratory wavelengths as not exceeding 1 mÅ. The problem on the wavelengths of the lines of this doublet in the solar spectrum remains open.

В [1] определена эквивалентная ширина линии лития 6103,64 Å в солнечном пятне и на основании этого сделано заключение, что в пятне количество лития в шесть раз больше, чем в фотосфере. Этот результат, который мог бы иметь большое принципиальное значение, представляется несколько странным, что отмечено самим автором в [1].

Следует заметить, что обнаружение весьма слабых линий элементов в спектре солнечных пятен является исключительно трудной задачей из-за сильного блендирования линий как отдельных элементов, так и молекулярных соединений.

Мы решили провести тщательную фотометрическую обработку спектров солнечных пятен с целью выяснения возможности обнаружения в них указанной линии лития. Для этого был привлечен больший материал наблюдений, чем в [1]. Мы взяли спектры двух пятен: № 71 18.IX 1960 г., использованный в [1], и пятна — лидера группы, проходившей по солнечному диску в начале сентября 1961 г. Все спектры получены на спектрографе с эшелле при дисперсии 1 Å/мм в области 6100 Å. Для последнего пятна спектры были получены 2, 5 и 6.IX<sup>1</sup>. Данные об этих пятнах и их магнитных полях по измерениям на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории приведены в табл. 1.

Прежде всего сделаем несколько замечаний о характере линии лития 6103,64 Å. Это наиболее яркая из линий сложного дублета первой побочной (диффузной) серии. Отдельные его составляющие приведены в табл. 2.

<sup>1</sup> Авторы благодарны Э. Е. Дубову и М. Д. Гусейнову за предоставление для указанной обработки полученных ими спектров.



Таблица 1

| Дата и пятно       | Магнитное поле, гс | Номер пластинки | Кем получено |
|--------------------|--------------------|-----------------|--------------|
| 18.IX 1960 г. № 71 | 2800               | 3571, 3572      | Дубов        |
| 2.IX 1961 г. лидер | 2700               | 41, 44          | Гусейнов     |
| 5.IX 1961 г. лидер | 3400               | 59, 60          | »            |
| 6.IX 1961 г. лидер | 3150               | 69, 70          | »            |

Таблица 2

| Серийный переход            | $\lambda$ , Å<br>(по [2]) | Интенсивность | Тип расщепления<br>в магнитном поле по [3] |
|-----------------------------|---------------------------|---------------|--------------------------------------------|
| $2^2P_{1/2}^0 - 3^2D_{3/2}$ | 6103,537                  | 5             | $\frac{(1) \ 11 \ 13}{15}$                 |
| $2^2P_{3/2}^0 - 3^2D_{3/2}$ | 6103,664                  | 1             | $\frac{(4) \ 8 \ (12) \ 16 \ 24}{15}$      |
| $2^2P_{3/2}^0 - 3^2D_{5/2}$ | 6103,649                  | 9             | $\frac{(1) \ (3) \ 15 \ 17 \ 19 \ 21}{15}$ |

Линия 6103,664 Å очень слаба, и учитывать ее мы не будем, также не будем учитывать изотопический дублет  $^6\text{Li}$ . Две же другие линии являются главными составляющими дублета. Далее необходимо учесть магнитное расщепление этих линий в магнитном поле пятна. Как видно из табл. 1, магнитное поле исследуемых пятен около 3000 гс. Для такого поля нормальное расщепление составляет  $\Delta\lambda_0 = 0,052$  Å. Исходя из данных табл. 2, находим, что для линии 6103,649 Å крайние  $\sigma$ -составляющие удалены на 0,073 Å, а для линии 6103,547 Å — на 0,045 Å. Легко видеть, что внутри дублета составляющие расщепления перекрываются, т. е. может осуществляться частичный эффект Пашена — Бака. Все это приводит к тому, что весь дублет в спектре должен представляться диффузной полосой с шириной около 0,23 Å. Учитывая еще ширину линий при температуре пятна (обычно не менее 0,08—0,1 Å), мы приходим к заключению, что полуширина линии должна быть не менее 0,25 Å с некоторым максимумом интенсивности в районе расположения линии 6103,649 Å — наиболее яркой составляющей дублета.

Этот расчет показывает, что контур линии, данный на фиг. 10 в [1], является слишком узким для линии лития в спектре пятен, не говоря уже о том, что при той интенсивности, которая показана на фиг. 10, должна выявляться и вторая составляющая этого дублета.

## § 1. Фотометрическая обработка спектров

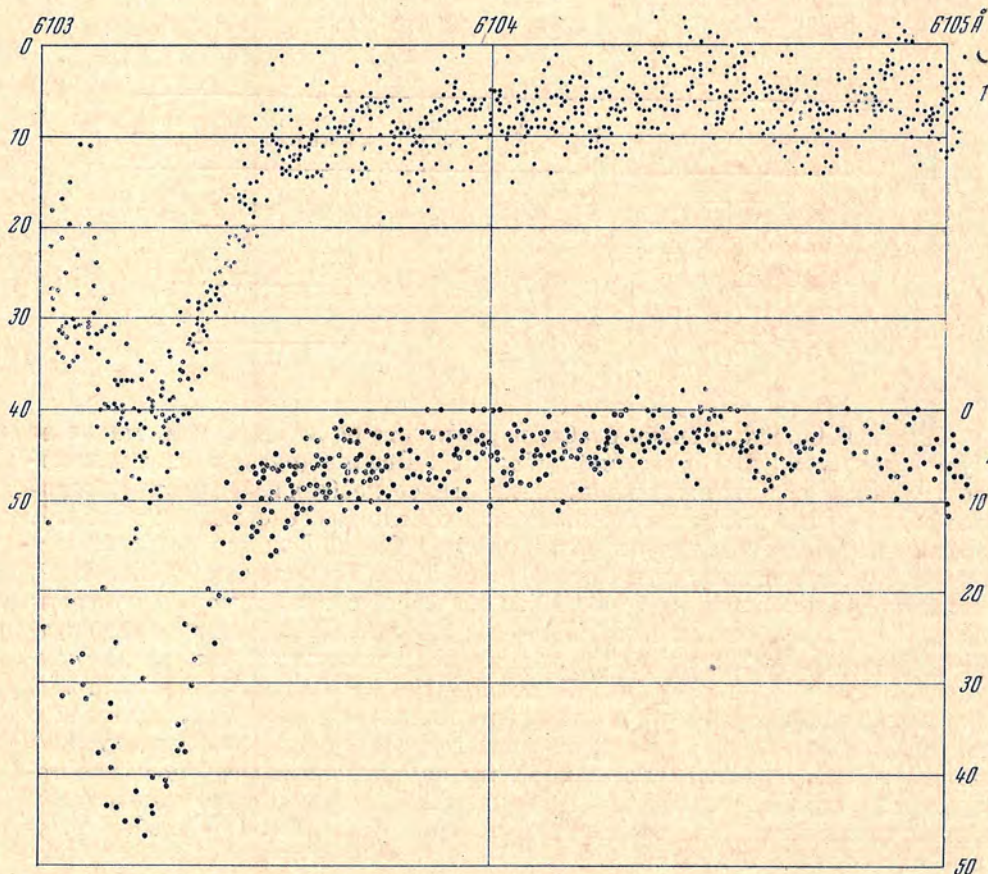
Фотометрическая обработка спектров проведена независимо в две руки особенно тщательным образом и разными методами.

В первом способе область спектра, охватывающая около 5 Å с интересующей нас линией, фотометрируется по отдельным точкам на микрофотометре МФ-4 при перемещении от руки столика с пластинкой на 0,02 мм, что составляет 0,02 Å при дисперсии 1 Å/мм. При помощи характеристической кривой измеренные плотности переводятся в интенсивности и строится регистраграмма выбранного участка в единицах уровня непрерывного спектра. (Один из спектров (пластинка № 70) был профотометри-



рован двумя наблюдателями, полученные контуры практически полностью совпали.)

После этого отдельные записи совмещали по уровню непрерывного спектра и по длинам волн, используя сильные линии 6102,184 и 6102,724 Å на одном конце фотометрируемого интервала и линию 6106,605 Å на другом. В процессе такого совмещения все точки наносились на одну и ту же кальку, в результате чего получалась общая регистриграмма, содержащая множество точек. На фиг. 1 приведена ее часть между длинами волн 6103 и 6105 Å.

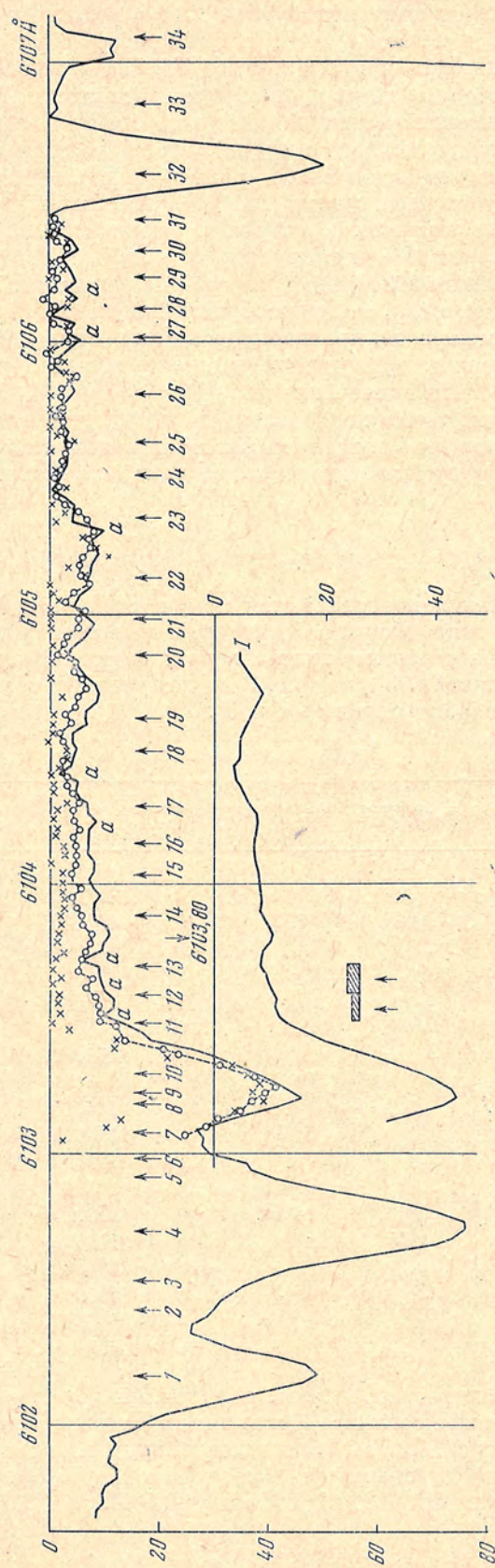


Фиг. 1. Сводка точек всех регистриграмм, обработанных по первому (1) и второму (2) способам

Осреднение этой общей регистриграммы проводится следующим образом. Ось длин волн была разбита на участки по 0,03 Å, и все точки, лежащие в пределах такого участка, осреднялись. Во избежание повторения точек, лежащих на стыках участков, было принято считать относящимися к участку точки, лежащие на левой, коротковолновой границе участка. В результате такого осреднения получилась окончательная регистриграмма, показанная на фиг. 2 сплошной линией.

Во втором способе на регистрирующем микрофотометре с увеличением 20 записывался участок спектра протяженностью около 10 Å с группой сильных линий 6102,184; 6102,724 и 6103,190 Å. Скорость регистрации выбиралась такой, чтобы не было никакого эффекта сглаживания. На каждой регистриграмме проводился уровень непрерывного спектра. На участке спектра от 6103 до 6106,5 Å при помощи палетки с точностью до





Фиг. 2. Окончательная регистраграмма  
I — спланированная регистраграмма первого способа обработки



0,1 мм снимались координаты всех пиков регистрограммы (зернистость эмульсии; так называемый шотландский способ обработки); за начало отсчета длин волн была принята линия 6102,724 Å, имеющая достаточно четкий контур. Отсчеты переводились в интенсивности, и строились регистрограммы в интенсивностях для каждого спектра (в единицах интенсивности уровня непрерывного спектра). Затем, как и в первом способе, все регистрограммы совмещались по уровню непрерывного спектра и по принятому началу отсчета длин волн. (Во избежание ошибок в масштабе длин волн при регистрации спектров установка масштаба записи на микрофотометре сохранялась неизменной.)

При наложении всех регистрограмм получилась общая регистрограмма с множеством точек, также изображенная на фиг. 1. Осреднение точек, как и в первом способе, производилось для интервалов  $\Delta\lambda = 0,03$  Å. Результат осреднения, приведенный к одному масштабу в длинах волн, показан на фиг. 2 штриховой линией.

Одновременно таким же образом (по второму способу) проводилась обработка спектров невозмущенной фотосферы, полученных вместе со спектрами пятен. Осредненная регистрограмма представлена на фиг. 2 крестиками.

## § 2. Обсуждение результатов

Для облегчения интерпретации полученных регистрограмм на фиг. 2 нанесены все линии, длины волн которых известны по последним наиболее полным измерениям спектра невозмущенной фотосферы [4], список которых приведен в табл. 3 (на фиг. 2 линии указаны соответствующими порядковыми номерами списка табл. 3).

Таблица 3

| №<br>п/п | $\lambda$ , Å | Интенсив-<br>ность | Отождествле-<br>ние | №<br>п/п | $\lambda$ , Å | Интензив-<br>ность | Отождествле-<br>ние |
|----------|---------------|--------------------|---------------------|----------|---------------|--------------------|---------------------|
| 1        | 6102,184      | 4                  | Fe I                | 17       | 6104,290      | —2                 | CN, atm.            |
| 2        | 6102,431      | —3d                | CN                  | 18       | 6104,494      | —3                 |                     |
| 3        | 6102,537      | —3                 | Fe III, C II        | 19       | 6104,621      | —2                 | V I                 |
| 4        | 6102,724      | 8                  | Ca I                | 20       | 6104,842      | —3                 | Ti? atm.            |
| 5        | 6102,925      | —3                 | Zr                  | 21       | 6104,986      | —3                 |                     |
| 6        | 6102,999      | —3                 | CN                  | 22       | 6105,138      | —4                 | Fe I, Ti            |
| 7        | 6103,079      | —3                 |                     | 23       | 6105,361      | —2                 | Mn II               |
| 8        | 6103,190      | 2                  | Fe I                | 24       | 6105,513      | —3                 | Co I                |
| 9        | 6103,226      | 5                  |                     | 25       | 6105,636      | —3                 | atm.                |
| 10       | 6103,298      | 1                  | Fe I                | 26       | 6105,811      | —2                 |                     |
| 11       | 6103,488      | —3                 |                     | 27       | 6106,011      | —3                 | Ti, CN              |
| 12       | 6103,595      | —2                 | Fe II               | 28       | 6106,115      | —3                 | Fe I                |
| 13       | 6103,695      | —3                 | Li I                | 29       | 6106,231      | —3                 | CN, Gd II           |
| 14       | 6103,887      | —3N                |                     | 30       | 6106,325      | —3                 | O I                 |
| 15       | 6104,044      | —3                 |                     | 31       | 6106,441      | —3                 | Zr II               |
| 16       | 6104,154      | —3                 | Cr I                | 32       | 6106,605      | —2                 | Sun                 |
|          |               |                    |                     | 33       | 6106,858      | —3                 | Zr, Fe I, Ti        |
|          |               |                    |                     | 34       | 6107,096      | —3                 | Fe I                |

Сопоставление регистрограмм, полученных двумя разными способами, показывает хорошее согласие между ними. На регистрограммах отчетливо проявляется ряд слабых линий поглощения: диффузная линия 6105,138 Å Fe I, имеющая в спектре невозмущенной фотосферы эквивалентную ширину 12 мÅ, линии 6104,62; 6105,51; 6105,811; 6105,636 Å и др. Следу-



ет отметить значительную депрессию крыла линии 6103,190 Å за счет наличия большого количества линий и их усиления в интервале от  $\lambda = 6103,190$  до  $\lambda = 6104,290$ . Некоторая разница в уровне этого крыла для двух способов обработки зависит, по-видимому, от особенностей определения уровня непрерывного спектра в обоих способах.

Обратимся к интересующей нас линии Li I. По данным [4], эта линия отождествлена с  $\lambda = 6103,695$  Å в спектре фотосферы, что на 0,05 Å отличается от приведенной в табл. 2. Как известно, в спектре Солнца для линий наблюдается «красное» смещение. Для линий Fe I это смещение подробно проанализировано в [5], где величина смещения спектрального терма атома поставлена в зависимость от давления газа (лабораторный дуговой спектр Fe I при изменении давления от долей миллиметра до атмосферного) и энергетической величины спектрального терма. Возможно, термы атомов различных элементов обладают различной чувствительностью к давлению окружающих газов, хотя бы вследствие разницы в потенциалах ионизации. Однако если экстраполировать данные для Fe I к Li I, то ожидаемое смещение для линии 6103,649 Å составит всего 0,004 Å. Если же оценить красное смещение линии лития по аналогии с линиями натрия с таким же потенциалом возбуждения, то для натрия по данным [6] наблюдается смещение в красную сторону для дублета 3302,34 и 3302,94 Å на 0,04 Å, т. е. близко к тому, что дано в [4] для линии лития. Отметим, что потенциалы возбуждения этих линий близки: так, для лития имеем 3,86 эв, для натрия 3,74 эв. Потенциалы ионизации этих атомов тоже очень близки. Можно предположить, что чувствительность терма к смещению от давления зависит от энергии связи этого терма. У Fe I потенциал ионизации равен 7,87 эв, поэтому для термов с энергией 3,8 эв смещение у Fe I может быть меньше, чем для лития и натрия.

Примем поэтому, что линия 6103,695 Å в [4] правильно приписана литию, как наиболее яркая линия головного дублета диффузной серии. Обращаясь к нашим регистрограммам (фиг. 2), мы должны констатировать, что вряд ли можно говорить о наличии сколько-нибудь заметной линии на этом месте (линия 13 в табл. 3 и на фиг. 2). Также нельзя заметить присутствия и второй составляющей этого дублета, длина волны которой меньше на 0,11 Å (см. табл. 2). Однако на этом месте ( $\lambda = 6103,58$ ) имеется по [4] и [6] бленда линии 6103,595 Å, отождествленной в [4] с линией Fe II (линия 12 на фиг. 2). Эта последняя линия принадлежит мультиплету № 200 Fe II [7] с  $^4F - ^4F^0$ , линии которого присутствуют в спектре фотосферы [6]. Данные по этому мультиплету приведены в табл. 4.

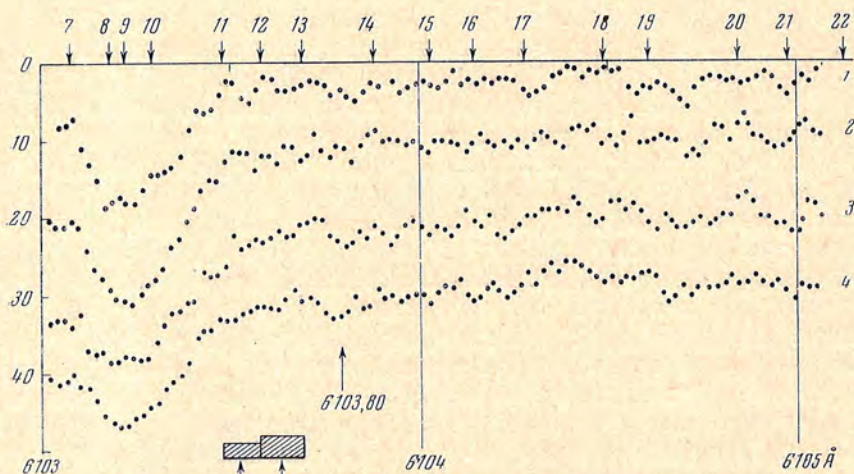
Таблица 4

| Длина волны, Å |              | Интенсивность, % | Эквивалентная ширина по (6), м Å |
|----------------|--------------|------------------|----------------------------------|
| по [6]         | лабораторная |                  |                                  |
| 6103,59        | 6103,54      | 8                | 2,0                              |
| 6305,31        | 6305,318     | 15               | 5,0                              |
| 6175,14        | 6175,158     | 15               | 3,0                              |
| 6045,49        | 6045,497     | 6                | 3,5                              |

Хотя линии ионизированного железа (Fe II) в спектре пятна должны быть значительно ослаблены, все же для решения вопроса о наличии или отсутствии этой бленды необходимо убедиться, присутствуют ли в спектре пятна наиболее яркие линии этого мультиплета.

Осредненные регистрограммы построены по измерениям восьми пластинок. Поэтому флуктуации от зерна эмульсии снижены примерно в три





Фиг. 3. Средние регистрограммы для каждого дня наблюдений

1 — 18.IX 1960 г., пластинки 3571 и 3572; 2 — 2.IX 1961 г., пластинки 41 и 44;  
3 — 5.IX 1961 г., 4 — 6.IX 1961 г., пластинки 69 и 70

раза по сравнению с отдельными регистрограммами. Однако все же остаточные флуктуации заметны в виде отдельных пиков, отмеченных на фиг. 2 буквами *a*. Для исключения влияния таких пиков — остаточных флуктуаций от зерна эмульсии — применялось сглаживание регистрограммы, полученной первым способом, скользящим осреднением по три точки. Такое осреднение охватывало участок  $\Delta\lambda = 0,09 \text{ Å}$  и не могло бы отразиться на характере очень размытого контура дублета лития, который, как указано выше, имел полуширину не менее  $0,25 \text{ Å}$ . Отрезок такой сглаженной регистрограммы приведен на фиг. 2 со смещением по ординате для наглядности.

Здесь видно, что случайные выбросы сгладились, однако места депрессий сохранились. Мы, например, имеем явную депрессию у  $\lambda 6103,80$  (этой линии нет в [4] и [6]); эквивалентная ширина этой депрессии составляет  $2,3 \text{ мÅ}$ . На месте предполагаемой бленды Fe II  $6103,59 \text{ Å}$  (линия 12) имеем депрессию с эквивалентной шириной  $1,4 \text{ мÅ}$ . Необходимо иметь в виду, что на  $0,1 \text{ Å}$  в фиолетовую сторону есть еще линия, крыло которой, строго говоря, следует учитывать при оценке эквивалентной ширины линии  $6103,59 \text{ Å}$  (линия 11).

На фиг. 2 двумя прямоугольниками отмечено положение интересующего нас дублета по его лабораторным длинам волн. Высота прямоугольников отображает интенсивность соответствующих составляющих дублета. Если даже принять положение дублета Li в спектре пятна по лабораторным значениям длин волн, что едва ли возможно, то наблюдаемую незначительную депрессию (с учетом линии  $6103,59 \text{ Å}$ ) можно было бы отнести к дублету Li. Тогда эквивалентная ширина дублета Li оказалась бы не более  $1,0 \text{ мÅ}$ .

Как видно из изложенного, отождествление первого диффузного дублета лития в спектре пятна является сложной задачей. Нам представляется поэтому несколько рискованным наблюдаемую в этой области депрессию сразу отнести за счет лития, как это сделано в [8]. Отметим, кстати, что эквивалентная ширина этой депрессии в [8] также определена в  $1,1 \text{ мÅ}$ .

Подводя итог изложенному, мы считаем, что оценка эквивалентной ширины линии лития, сделанная в [1], завышена не менее чем в пять раз. Наш результат не позволяет говорить о каком-то увеличении обилия ли-



тия в пятнах по сравнению с невозмущенной фотосферой. Этот вывод находится в согласии с [8] и с оценкой по резонансной линии  $6707 \text{ \AA}$  в [9].

Отметим еще одно обстоятельство. Может быть высказано замечание, что осреднение регистрограмм сделано по спектрам пятен с разными физическими условиями, поэтому линия лития может проявляться разным образом от пятна к пятну. Для ответа на это замечание на фиг. 3 в одном масштабе приведены осредненные регистрограммы (смещенные только по ординатам для наглядности) по парам спектров в соответствии с табл. 1. Мы имеем, таким образом, регистрограммы для каждого пятна в отдельности. Рассмотрение этих регистрограмм показывает, что нет никакой воспроизводимости в области линии  $6103,6 \text{ \AA}$  лития, особенно если сопоставить регистрограммы для 18.IX 1960 г. и 2.IX 1961 г., где магнитные поля практически одинаковы. Между тем на всех этих регистрограммах депрессия около  $6103,80$  отчетливо заметна.

В заключение считаем своим долгом принести благодарность Е. И. Лиморенко за обработку спектров, а также Э. Е. Дубову, Д. А. Фесенко, Т. П. Хромовой за предоставление их измерений для дальнейшей обработки.

Декабрь 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Э. Е. Д у б о в. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1964, 32, 26.
2. K. W. M e i s s n e r, L. G. M u n d i e, P. H. S t e l s o n. Phys. Rev., 1948, 74, 932.
3. С. Э. Ф р и ш. Оптические спектры атомов. М., Физматгиз, 1963.
4. A. K i a s a t r o o r. Georgetown Observatory. Monograph, 1965, N 19.
5. H. D. B a b c o c k. Astrophys. J., 1928, 67, 240.
6. Preliminary photometric catalogue of Fraunhofer Lines  $\lambda 3164 - \lambda 8770$ . Recherches Astronomiques de l'Observatoire d'Utrecht, 1960, XV.
7. Ch. E. M o o r e. A multiplet table of astrophysical interest, 1945.
8. G. S c h m a h l, E. H. S c h r ö t e r. Zs. Astrophys., 1965, 62, 143.
9. Э. Е. Д у б о в. Наст. том. стр. 87.



К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
ДЕКАМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ

12 июля 1961 года

*Л. Кривский**(Астрономический ин-т ЧССР, Ондражеев)**Ю. И. Нешпор**(Крымская астрофизическая обсерватория)*

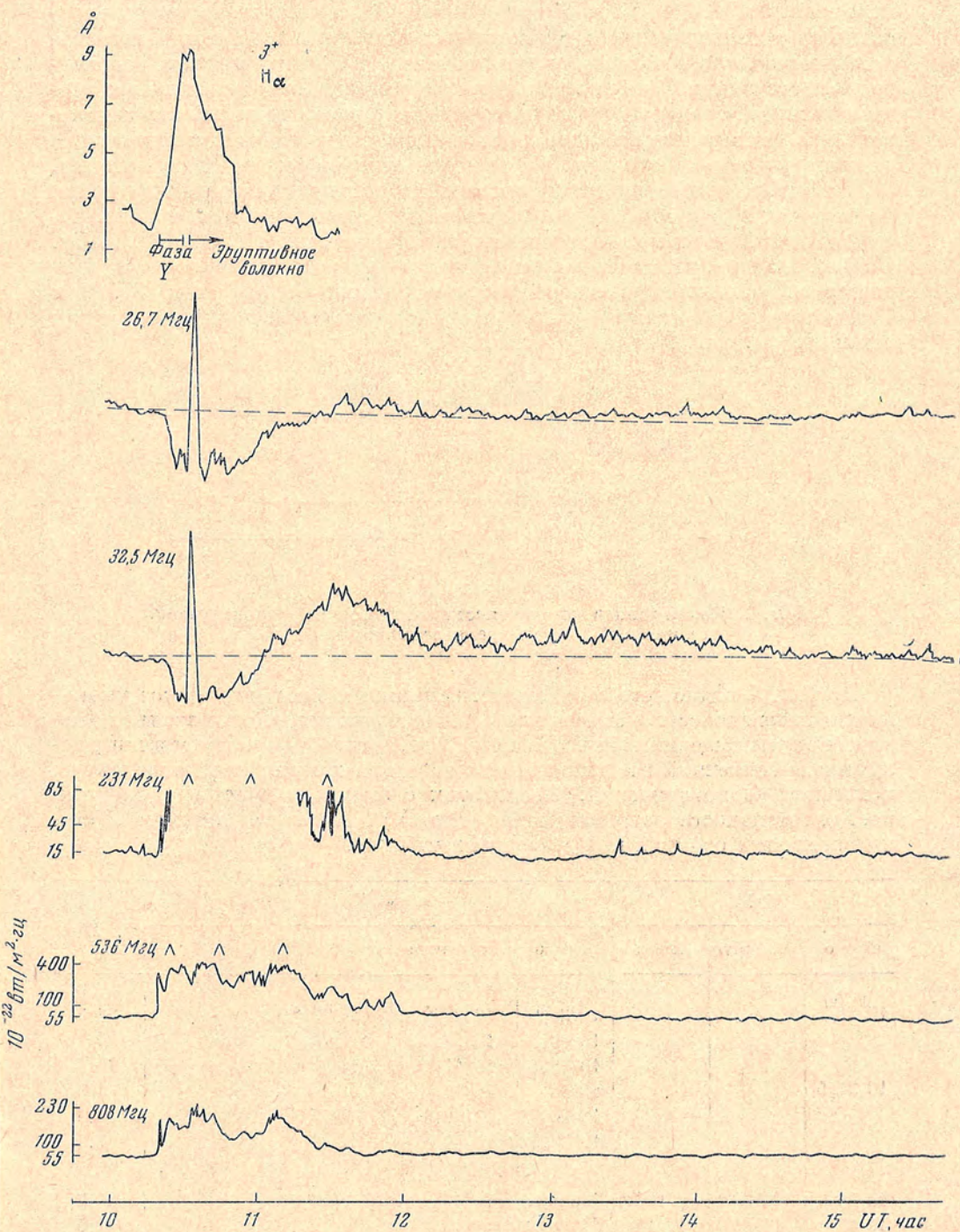
Проведено сопоставление развития солнечной вспышки с радиоизлучением в декаметровом диапазоне. Показано, что образование видимых систем петлеобразных протуберанцев происходит после того, как облако плазмы уже прошло их высоты. Во время появления петлеобразных протуберанцев наблюдалось значительное увеличение радиоизлучения в декаметровом диапазоне.

DEVELOPMENT THE MECHANISM OF ORIGIN OF DECAMETER EMISSION DURING THE FLARE OF JULY 12, 1961, by *L. Krivsky* and *Yu. I. Neshpor*.— The development of a solar flare is compared with radio emission in the decameter range. It is shown that the formation of visible systems of loop-like prominences occurs after the propagation of a plasma cloud through heights at which they are located. An appreciable increase in radio emission in the decameter range is observed at the time of appearance of loop-like prominences.

12.VII 1961 г. была зарегистрирована хромосферная вспышка балла 3 с координатами  $7^{\circ}$  S и  $23^{\circ}$  E. В свете линии  $H_{\alpha}$  вспышка началась в  $9^h50^m$  мирового времени. Максимальной яркости она достигла в  $9^h25^m$  —  $9^h30^m$  и продолжалась до  $12^h30^m$ . Во время максимума вспышки  $10^h30^m$  было зарегистрировано излучение в непрерывном спектре [1]. Непосредственные измерения на спутнике «Инджун-1» [2] в  $17^h17^m$ , значительное увеличение поглощения радиоволн в полярной области (РСА в  $18^h00^m$  12.VII) [3], а также наличие у вспышки фазы Y ( $10^h20^m$  —  $10^h30^m$ ) [4] свидетельствуют о том, что вспышка сопровождалась субкосмическим излучением (скоростными протонами). Эта вспышка была источником корпускулярного излучения, которое вызвало геомагнитную бурю с внезапным началом в  $11^h12^m$  13.VII 1961 г. [5], и сопровождалась понижением уровня космического излучения (Форбуш-эффект) на нуклонной и мезонной слагающей в  $14^h00^m$  с максимумом понижения в  $24^h00^m$  13.VII 1961 г. [6]. Развитие вспышки и ее связь с различными геофизическими эффектами рассматривались авторами [5—9].

Наряду с этим вспышка также сопровождалась радиоизлучением в широком диапазоне частот от 9100 до 23 МГц [10]. Однако до настоящего





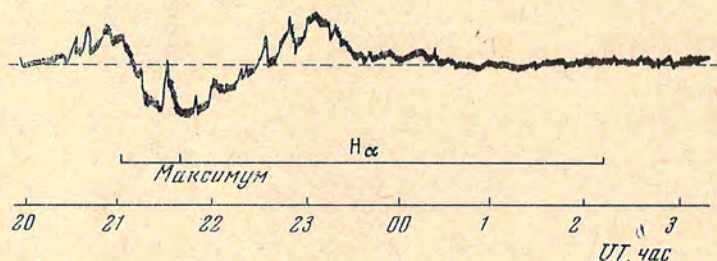
Фиг. 1. Развитие вспышки 12.VII 1961 г. в оптическом и радиодиапазонах



времени не рассматривалась связь радиоизлучения в декаметровом диапазоне с развитием солнечной вспышки.

Нами рассматривается детальная связь развития этих явлений на примере вспышки 12.VII 1961 г. Во время некоторых солнечных вспышек интенсивность радиоизлучения в декаметровом диапазоне превышает интенсивность космического радиоизлучения во много раз, тогда как при невозмущенном состоянии Солнца наблюдается обратное. Для исследования временной связи декаметрового радиоизлучения с развитием вспышки использовались данные непрерывной регистрации интенсивности космического радиоизлучения, полученные в Крымской астрофизической обсерватории.

На фиг. 1 представлены копии записей космического радиоизлучения на частотах 26,7 и 32,5 *Мгц*, а также копии записей радиоизлучения, полученные в Онджейевской обсерватории, на частотах 231, 536 и 808 *Мгц*. Из фиг. 1 видно, что во время вспышки в декаметровом диапазоне наблюдается значительное увеличение радиоизлучения Солнца (тип III, V и IV), которое было также зарегистрировано и во время некоторых других вспышек (см. фиг. 2 [11]).



Фиг. 2. Копия записи интенсивности космического радиоизлучения на частоте 18 *Мгц* во время вспышки 10.V 1959 г.

Из фиг. 1 видно, что с развитием вспышки происходит резкое уменьшение интенсивности космического радиоизлучения, обусловленное увеличением поглощения в нижней ионосфере, вызванным рентгеновским излучением солнечной вспышки. Затем наблюдается ряд кратковременных всплесков радиоизлучения. После этих событий отмечается медленный рост интенсивности радиоизлучения (тип IV) с двумя максимумами. Данные всех этих событий представлены в таблице.

| SCNA                              |                                 |                                 | Всплеск                         |                                 |                                 | <i>f</i> , Мгц |
|-----------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|----------------|
| начало                            | максимум                        | конец                           | начало                          | максимум                        | конец                           |                |
| 10 <sup>h</sup> 21,5 <sup>m</sup> |                                 |                                 | 10 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> | 10 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> | 10 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 26,7           |
|                                   |                                 |                                 | 10 30                           | 10 32,5                         | 10 37,5 (главный)               | 26,7           |
|                                   |                                 |                                 | 10 38,5                         | 10 41                           | 10 48                           | 26,7           |
| 10 21,5                           |                                 |                                 | 10 26                           | 10 28                           | 10 30                           | 32,5           |
|                                   |                                 |                                 | 10 30                           | 10 32,5                         | 10 37,5 (главный)               | 32,5           |
|                                   |                                 |                                 | 10 38,5                         | 10 41                           | 10 48                           | 32,5           |
|                                   |                                 |                                 | Тип IV                          |                                 |                                 |                |
| 10 46                             | 11 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup> | 12 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> | Главная фаза                    |                                 |                                 | 26,7           |
| 10 45                             | 11 30                           | 12 10                           | Главная фаза                    |                                 |                                 | 32,5           |
| 12 10                             | 12 57                           | 14 40                           | Вторичная фаза                  |                                 |                                 | 32,5           |

Во время максимумов интенсивности в декаметровом диапазоне (11<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> и 12<sup>h</sup> 57<sup>m</sup>) радиоизлучение в сантиметровом диапазоне отсутствует [5],



но наблюдается слабый максимум в дециметровом диапазоне в  $11^h30^m$ . Следует отметить, что после максимума вспышки ( $10^h30^m - 11^h25^m$ ) в дециметровом и сантиметровом диапазонах наблюдается ряд интенсивных всплесков. Интересно, что с момента начала вспышки до  $12^h00^m$  появление и развитие этих всплесков в дециметровом и метровом диапазонах совпадают по времени. Дрейф по частоте со временем, на основании которого можно было бы судить о движении источника с высотой, отсутствует. Из этого следует, что источник радиоизлучения охватывал большую область по высоте в хромосфере или короне или же был связан с большим градиентом плотностей в короне (система конденсаций?).

Главный всплеск в декаметровом диапазоне (тип V,  $10^h30^m - 10^h37^m,5$ ), по-видимому, связан с всплеском типа III ( $10^h20^m - 10^h32^m$ ) в дециметровом и сантиметровом диапазонах. Эти всплески типа III и V наблюдались во время появления ярких следов в линии  $H_\alpha$  на больших расстояниях от основных узлов вспышки. Яркие следы были как бы продолжением вспышки вида Y и располагались, по-видимому, в верхней хромосфере или нижней короне. Поэтому можно заключить, что извержения высокоэнергичных частиц и корпускулярных потоков, вызывающих всплески радиоизлучения (типа III и V), связаны с этими описанными явлениями.

Приблизительно в  $10^h30^m$  яркие следы исчезли и сразу же затем возник интенсивный абсорбционный филамент в виде большой наклонной петли, которая была замкнута одной стороной на пятно [7]. По-видимому, это связано с тем, что извержение частиц больших энергий почти закончилось и наблюдается восстановление структуры магнитного поля. Одновременно с развитием абсорбционного филамента на Солнце в течение длительного времени наблюдалось радиоизлучение типа IV в метровом и декаметровом диапазонах. Из этого, видимо, следует, что малоэнергичные частицы удерживались магнитным полем и излучали синхротронную эмиссию, что хорошо согласуется с результатами С. Г. Акиньян и Ю. И. Долгиновой [5].

Используя данные радиоизлучения вспышки в декаметровом диапазоне ( $10^h45^m - 14^h40^m$ ), оценим высоту источника генерации радиоизлучения. Как отмечалось, это радиоизлучение имело два максимума ( $11^h30^m - 12^h57^m$ ) и, по-видимому, возникало после прохождения медленного потока плазмы (корпускулярного облака), который достиг Земли 13.VII 1961 г. в  $11^h00^m$ . Задняя граница корпускулярного облака в моменты начала декаметрового радиоизлучения (тип IV) должна была находиться соответственно на расстояниях 250 000 и 1 100 000 км от Солнца, причем предполагалось, что скорость движения плазменного облака на пути Солнце—Земля постоянна. Высота 250 000 км хорошо согласуется с высотами, на которых наблюдаются в линии  $H_\alpha$  на солнечном лимбе верхние части петлеобразных протуберанцев. Следовательно, это также подтверждает факт генерации радиоизлучения типа IV на высотах образования петлеобразных протуберанцев. На высоте 1 100 000 км, видимо, также происходил захват магнитным полем малоэнергичных частиц (увеличение радиоизлучения в  $12^h40^m$  с максимумом  $12^h57^m$ ). Эти конденсации вряд ли можно наблюдать в линии  $H_\alpha$  в проекции на солнечный диск. Однако во время некоторых мощных лимбовых вспышек наблюдаются многоэтажные петлеобразные протуберанцы.

Следует также указать на другую, хотя и маловероятную, возможность объяснения происхождения этих явлений в радиоизлучении. Поток скоростных частиц субкосмического излучения, встречая относительно небольшие магнитные оболочки в короне или свехкороне, может легко их пробить и, взаимодействуя с этими полями, излучать в декаметровом диапазоне ( $10^h45^m - 14^h40^m$ ). Предполагая, что радиоизлучение вызвано теми же частицами, которые ответственны за РСА (12.VII 1961 г.,  $18^h00^m$ ), определим высоту генерации радиоизлучения для моментов времени



$10^h 45^m$  и  $12^h 10^m$ . Проведя простые расчеты, получим расстояния  $8 \cdot 10^6$  и  $36 \cdot 10^6$  км соответственно. Но на столь больших расстояниях вряд ли можно ожидать достаточно сильных магнитных полей. Поэтому такое заключение сомнительно.

Таким образом, на основании проведенного анализа полученных данных можно сделать следующие основные выводы.

а) Выброс частиц субкосмического и корпускулярного излучения предшествует по времени возникновению больших систем петлеобразных протуберанцев в пространстве над активной областью.

б) Образование систем петлеобразных протуберанцев происходит после того, как облако плазмы уже прошло высоты их образования. Это заключение устраняет противоречия в [12].

в) Во время образования петлеобразных протуберанцев наблюдалось значительное увеличение радиоизлучения в дециметровом диапазоне.

Декабрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. К. В. Аликаева, Т. В. Орлова. Солнечные данные, 1961, № 7, 67.
2. G. F. Pierer, A. J. Zmuda, C. O. Bostrom. J. Geophys. Res., 1962, 67, N 13.
3. R. W. Jenkins, I. Paghis. Canad. J. Phys., 1963, 41.
4. L. Krivsky. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1965, 16, N 1.
5. С. Г. Акинъян, Ю. И. Долгинов. Солнечные данные, 1962, № 6.
6. K. Fredga. Arkiv f. Astronomi, 1962, B. 3, N 12.
7. M. A. Ellison, S. M. P. McKenna, J. H. Reid. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1962, 124, N 3.
8. A. Bruzek. A. A. S.— NASA Symp.— Solar Flares, 1963, 1964.
9. Г. Я. Васильева. Солнечные данные, 1961, № 12, 64.
10. Quart. Bull. Solar Act., 1961, 135.
11. Rensselaer Obs. Publ., 1959, N 9.
12. С. Г. Акинъян, Э. И. Могилевский. Геомагнетизм и аэрономия, 1961, 1, № 2.



## ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ МИКРОВСПЛЕСКОВ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНЕ 10,2 см

Ю. Ф. Юровский

Описываются дополнения, улучшающие стабильность опорного шумового генератора прецизионного 10-см радиометра, схема которого опубликована в [1], и способ его калибровки по радиоизлучению Луны.

На основе предварительной обработки записей радиоизлучения Солнца, полученных на этом радиометре, делается вывод о том, что короткоживущие конденсации, ответственные за излучение всплесков типа «постепенное нарастание и спад интенсивности», образуются до появления оптической вспышки и существуют дольше ее. Время опережения всплеска обратно пропорционально мощности явления.

PRELIMINARY RESULTS OF OBSERVATIONS OF MICROBURSTS OF SOLAR EMISSION AT 10.2 cm, by Y. F. Yurovsky.— Additional parts which increase the stability of the reference noise generator of the 10 cm radiometer [1] and the method of calibration of the latter by means of lunar radio emission are described.

On the basis of a preliminary reduction of recordings of solar radio emission obtained with this radiometer, it is concluded that condensations with a short lifetime, responsible for «gradual increase and decrease of intensity» type bursts, are formed before the appearance of the optical flare and are of longer duration. The difference in time between the two appearances is inversely proportional to the intensity of the phenomenon.

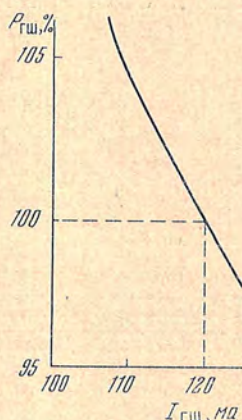
### § 1. Дополнения к схеме прецизионного радиометра

Схема радиометра для наблюдения относительных изменений потока радиоизлучения Солнца в течение 2—3 час. с точностью 0,5% опубликована ранее в [1]. Положенный в основу принцип двойной модуляции [2] позволяет отбраковывать записи с флуктуациями, вызванными изменением температуры опорного канала и помехами.

Опытная эксплуатация радиометра показала, что большинство неудовлетворительных записей получается из-за флуктуаций мощности газоразрядной лампы ГШ-1, служащей источником шума для опорного канала. Стабилизация напряжений источников питания не устраняет эти флуктуации. Очевидно, внутреннее сопротивление лампы может изменяться от случайных причин, не связанных с напряжением источников питания, что вызывает флуктуации тока и соответственно мощности шумов. На фиг. 1 приведена экспериментальная зависимость мощности ГШ-1 от тока, протекающего через лампу. Мощность, соответствующая току, указанному в паспорте, принята за 100%. Наблюдается очень сильная зависимость мощности шумов от тока лампы.

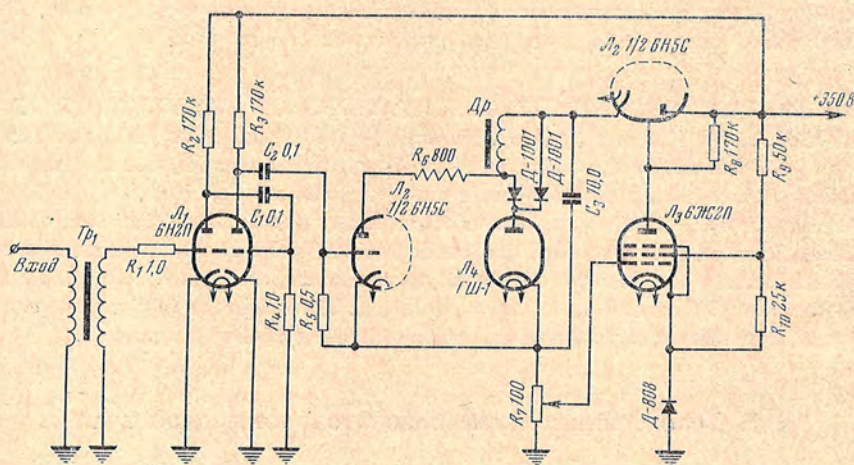


Для уменьшения флуктуаций радиометр был дополнен схемой модуляции ГШ-1 со стабилизацией тока, построенной по известным принципам



Фиг. 1. Зависимость шумовой мощности газоразрядной лампы ГШ-1 от величины ее анодного тока

(фиг. 2). На вход схемы подается модулирующее синусоидальное напряжение с частотой 980  $\text{гц}$ . Первые два каскада ( $L_1$ ) работают в режиме анодно-сеточного ограничения. Полученные прямоугольные импульсы поступают на сетку шунтирующей лампы ( $1/2 L_2$ ), в анодную цепь которой включен дроссель поджига ГШ-1. Падение напряжения на сопротивлении  $R_7$  от тока ГШ-1 (или шунтирующей лампы, когда она открыта) служит управляющим сигналом для схемы стабилизации тока (лампы  $L_3$  и  $1/2 L_2$ ).



Фиг. 2. Схема модулятора ГШ-1 со стабилизацией тока

Опорное напряжение снимается с диода Д-808. Для уменьшения влияния свободных колебаний в дросселе на режим горения лампы служат диоды Д-1001.

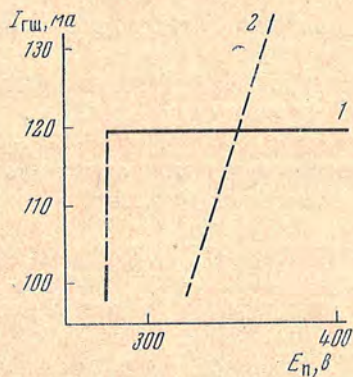
На фиг. 3 показана характеристика стабилизатора тока при изменении напряжения питания от 280 до 400  $\text{в}$ . Ток через лампу изменяется меньше чем на 1% (ошибка измерений). Для сравнения на том же графике изображена зависимость тока лампы от напряжения питания без стабилизатора. С помощью радиометра с описанным дополнением в Крымской астрофизической обсерватории проводятся наблюдения радиоизлучения Солнца по методике, изложенной в [4].

Кроме относительных изменений потока радиоизлучения Солнца большой интерес представляет его абсолютная величина. Методы абсолютных

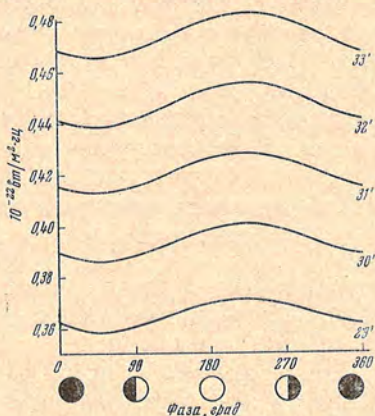


измерений интенсивности сигналов, калибровки антенн и радиотелескопов подробно освещены в литературе (например, [3, 4]).

Для калибровки описываемого радиотелескопа принят способ привязки шумового генератора к радиоизлучению эталонного источника. В этом случае исключается влияние ошибок в определении параметров антенны на результат измерений. Наиболее подходящим эталонным источником на



Фиг. 3. Зависимость анодного тока лампы ГШ-1 от напряжения питания со стабилизацией (1) и без стабилизации (2)



Фиг. 4. Зависимость плотности потока радиоизлучения Луны от ее фазы и видимого диаметра

волнах  $\leq 10$  см можно считать Луну, так как мощность ее излучения выше мощности дискретных источников и изучена достаточно подробно с высокой точностью [5—7]. По результатам этих работ построена зависимость плотности потока радиоизлучения Луны от фазы и видимого диаметра (фиг. 4) для волны 10 см.

При определении абсолютной величины потока радиоизлучения Солнца способом сравнения с эталонным источником учитывались следующие факторы.

1. Неопределенность в величине потока от источника сравнения. Для Луны на  $\lambda = 10$  см ошибка составляет около 2% [5].

2. Влияние температуры Земли и боковых лепестков становится несущественным, если измерения проводятся при неподвижной антенне за счет суточного хода источника.

3. Ошибка из-за неточного наведения антенны в случае наблюдений Луны уменьшалась до 0,3% применением оптического искателя, ось которого совпадает с электрической осью антенны. Совмещение производилось по радиоизлучению Солнца.

4. Учитывалось взаимное положение Луны и дискретных источников с потоком больше 1% потока Луны. По материалам [8] в области  $\delta = \pm 24^\circ$ ,  $\alpha = 0 \div 24^\circ$  имеется около 40 источников с потоком  $1 \div 16\%$  потока Луны. Другие источники не учитывались, так что возможная ошибка за счет дискретных источников составляет около 1%.

5. Влияние атмосферы Земли на определение плотности потока сказывается в поглощении, рефракции и рассеянии. Учет поглощения производился по методике, описанной в [9]. Поправка составляла около 1% при изменении зенитного расстояния источника от  $65$  до  $30^\circ$ . Ошибка в величине потока, возникающая из-за неточности наведения, вызванного рефракцией, не превышает 0,3% при оптическом контроле прохождения источника. Рассеяние на  $\lambda \leq 10$  см незначительно и на результат практически не влияет.



6. Наличие пороговой чувствительности радиометра вносит наибольшую погрешность в определение величины потока. По соображениям, указанным в [1], размеры антенны радиотелескопа выбраны небольшими, так что антенная температура при наведении на Луну составляет около  $9^\circ \text{K}$ . Так как чувствительность радиометра порядка  $0,5^\circ \text{K}$  при  $\tau = 20 \text{ сек}$ , то достигаемая точность при единичном наблюдении около 5,5%.

Суммарная ошибка в определении абсолютного потока при ежедневных наблюдениях увеличивается еще из-за невысокого класса точности аттенюатора, регулирующего температуру опорного канала, и составляет около 10%.

Описанная методика используется для получения средних дневных значений потока радиоизлучения Солнца по программе службы МГСС.

## § 2. Предварительные результаты сопоставления микровсплесков в сантиметровом диапазоне и солнечных вспышек

Связь сантиметровых всплесков радиоизлучения с хромосферными вспышками изучалась довольно подробно многими исследователями. Все всплески были разделены на три типа по их профилю на одной частоте [10, 11]. Простые всплески типа А имеют импульсный характер и продолжительность 1—5 мин. Импульсные всплески с медленным убыванием интенсивности (от нескольких минут до нескольких часов) относятся к типу В. К типу С принадлежат всплески с постепенным нарастанием интенсивности и медленным убыванием до предвсплескового уровня продолжительностью от десятка минут до нескольких часов. Большинство профилей всплесков может быть описано комбинацией всплесков этих трех основных типов.

Было выяснено, что мощные сантиметровые всплески тесно связаны с хромосферными вспышками [12]. Так, вспышки, величина которых больше 2 баллов, сопровождаются всплесками в 75% случаев [13]. Однако связь слабых вспышек (балла 1<sup>-</sup>) со всплесками радиоизлучения, согласно [14, 15], не превышает 25%.

Изучение сложных всплесков показывает, что иногда наступлению мощного всплеска предшествует появление всплесков типа А или С [14]. Наиболее изучены импульсные всплески, благодаря их сравнительно высокой интенсивности и ясно выраженной форме.

Всплески этого типа объясняются появлением во вспышке энергичных электронов, магнитотормозное излучение которых в магнитном поле центра активности дает наблюдаемое радиоизлучение. Источником всплесков типа В, возможно, является область повышенной плотности в районе вспышки, образующаяся в результате сжатия плазмы в процессе вспышки. Предполагается, что излучение всплесков типа С генерируется корональными электронами за счет совместного действия тормозного и магнитотормозного механизмов в областях, имеющих повышенную плотность электронов, локальное магнитное поле и нагретых до температуры  $T \sim (1-2) \cdot 10^6 \text{ K}$  [11] (т. е. в корональных конденсациях).

Если всплески типов А и В обязаны своим происхождением хромосферной вспышке, то вопрос о связи радиоизлучения типа С со вспышками требует дальнейшего изучения, так как неизвестно, что возникает раньше: короткоживущая корональная конденсация, ответственная за излучение всплеска, или соответствующая оптическая вспышка, происходящая в этой области.

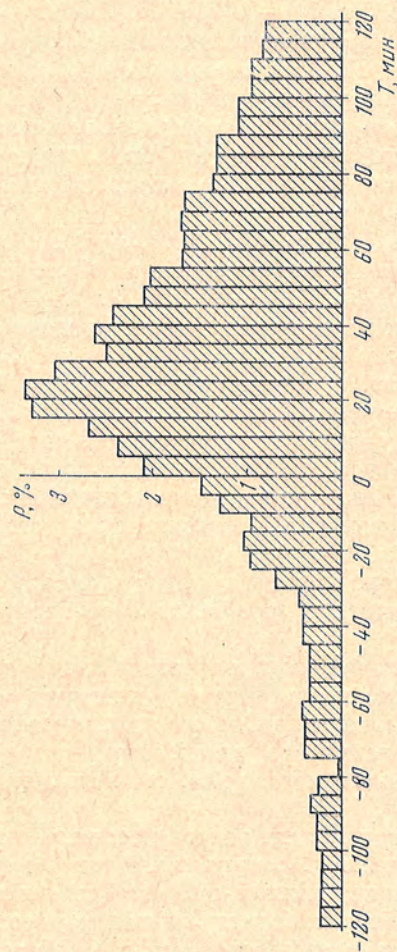
В исследованиях, посвященных изучению связи сантиметровых всплесков со вспышками и другими явлениями (например, [15]), имеются сведения только о всплесках, амплитуда которых, как правило, не меньше 4—10% потока спокойного Солнца. Систематического изучения микровсплесков (с амплитудой 1—2%), по-видимому, не проводилось.



—



Фиг. 5. Пример записи всплеска типа С 5.VIII 1965 г.



Фиг. 6. Среднее приращение интенсивности радиоизлучения в интервале  $\pm 2$  часа от начала вспышки



С целью их изучения был обработан материал, полученный в КрАО в минимуме солнечной активности, когда вспышки сравнительно редки и опасность наложения эффектов невелика. Большинство вспышек в этот период имеет очень малую мощность (балл 1<sup>-</sup>), поэтому всплески радиоизлучения следует ожидать также весьма слабыми. Для их регистрации использовался радиотелескоп, описанный в [1], позволяющий обнаруживать относительные изменения потока радиоизлучения Солнца на волне 10,2 см с точностью 0,5%.

Данные о вспышках за период май 1964 г. — июль 1965 г. были взяты из [16], за период август — ноябрь 1965 г. — получены в КрАО.

Рассматривались только те вспышки, время появления которых совпадало с наблюдениями в радиодиапазоне. На фиг. 5 показан пример записи 5.VIII 1965 г. 5<sup>h</sup> — 6<sup>h</sup>20<sup>m</sup> UT. Оптическая вспышка отмечена линией над записью радиоизлучения. Всплеск радиоизлучения считался связанным со вспышкой, если он происходил одновременно либо в течение 1 часа от начала или конца вспышки, а других вспышек в это время не наблюдалось. Небольшая величина эффекта и его «гладкий» характер во многих случаях затрудняли определение времени начала, максимума и конца явления. Поэтому при обработке применялся в основном статистический метод.

Всего были рассмотрены 53 оптические вспышки, которые распределились по мощности следующим образом: 24 вспышки балла 1<sup>-</sup>, 19 — балла 1, 7 — балла 1<sup>+</sup>, 3 — балла 2. При сопоставлении выяснилось, что для 41 из них можно указать соответствие в радиодиапазоне на волне 10,2 см, 12 вспышек в пределах точности записи эффектов не дали.

На фиг. 6 показана средняя арифметическая величина интенсивности радиоизлучения по всем исследованным случаям в процентах к предвсплесковому уровню в интервале  $\pm 2$  часа от начала вспышки. Максимальная величина усредненной интенсивности составляет около 3,4%, а флуктуации за 30 мин. до вспышки не превышают 0,5%. Следовательно, достоверность отождествления вспышек и всплесков можно считать удовлетворительной.

Из числа всех исследованных вспышек 39 сопровождалось событием типа С, 2 вспышки (обе балла 2) совпали со всплесками типа А на фоне события С.

Таким образом, основным типом радиоизлучения при вспышках малой мощности в период минимума солнечной активности следует считать события типа С. Известно, что всплески этого типа возникают чаще и их интенсивность выше, если излучающая область находится вблизи центрального меридиана, т. е. их излучение имеет некоторую направленность [13, 14].

Построенная на основе рассмотренного материала гистограмма (фиг. 7) числа вспышек, сопровождавшихся микровсплесками типа С и не сопровождавшихся какими-либо событиями в радиодиапазоне, в зависимости от гелиографической долготы также указывает на существование направленности. Ни одна краевая вспышка не сопровождалась микровсплеском, несмотря на то, что среди них были вспышки балла 1.

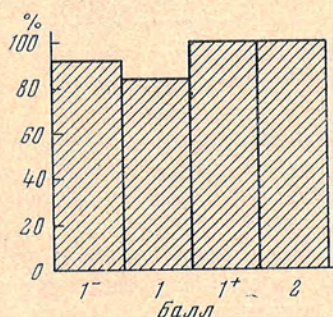
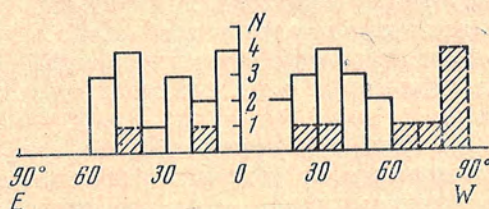
Отсутствие восточно-западной асимметрии на фиг. 7 согласуется с результатами исследования, полученными для длины волны 10,7 см [14]. Такие совпадения можно считать косвенным подтверждением правильного отождествления микровсплесков и вспышек.

На фиг. 8 показан процент вспышек, сопровождавшихся микровсплесками, в зависимости от их мощности. Чтобы учесть эффект направленности, рассматривались только те вспышки, долгота которых от центрального меридиана не превышала  $\pm 60^\circ$ . Наблюдается очень сильная корреляция даже для вспышек балла 1<sup>-</sup> ( $\sim 80\%$ ). Возможно, с повышением точности наблюдений будет обнаружено повышение уровня радиоизлучения

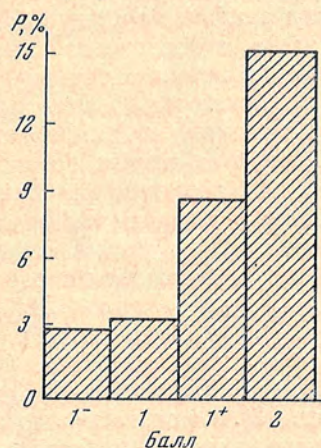


Фиг. 7. Распределение числа вспышек, сопровождавшихся радиоизлучением, по диску Солнца

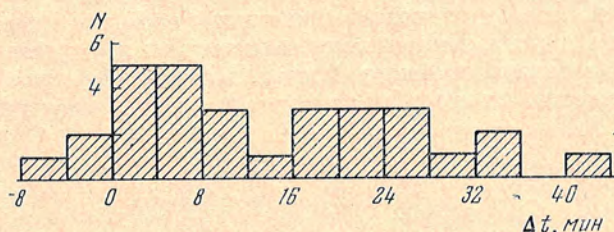
Заштрихованы случаи, когда радиоизлучение не было обнаружено



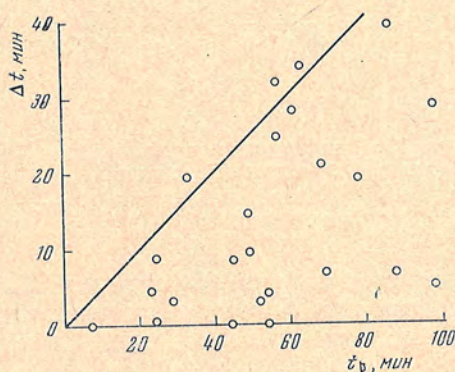
Фиг. 8. Связь радиособытий с баллом вспышек



Фиг. 9. Зависимость мощности всплеска от балла вспышки



Фиг. 10. Гистограмма разностей времен начала] всплесков типа С и связанных с ними вспышек



Фиг. 11. Сравнение времени опережения  $\Delta t$  с продолжительностью всплеска  $t_p$



на сантиметровых волнах при каждой оптической вспышке. Высокая корреляция свидетельствует об образовании короткоживущей корональной конденсации также почти при каждой вспышке. Мощность излучения конденсации падает с уменьшением балла вспышки, происходящей в этой области.

На фиг. 9 показано среднее арифметическое значение мощности радиоизлучения по всем исследованным случаям, выраженное в процентах к уровню излучения невозмущенного Солнца для вспышек разного балла. Эффект направленности учитывался тем, что мощность радиоизлучения бралась пропорционально  $1/\cos l$ , где  $l$  — долгота соответствующей вспышки. Малое различие средней мощности для вспышек балла  $1^-$  и  $1$  вызвано, скорее всего, недостаточной точностью наблюдений.

Сравнение времени начала оптической вспышки и всплеска показывает, что в большинстве случаев (80%) рост радиоизлучения предшествует началу вспышки (фиг. 10), т. е. короткоживущая конденсация образуется в основном до начала оптической вспышки. Это совпадает с результатами [13, 14], полученными для более мощных вспышек и всплесков типа С, что говорит в пользу предположения об одинаковом механизме генерации однотипных всплесков независимо от их мощности.

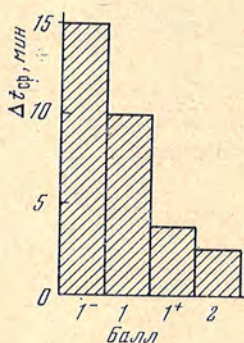
Существует некоторая связь между временем опережения  $\Delta t$  и временем жизни радиособытия  $t_p$ . На фиг. 11 видно, что время жизни в основном больше  $2\Delta t$ , но определеннее судить о времени жизни по опережению трудно.

С ростом балла вспышки опережение в появлении всплеска уменьшается (фиг. 12). Из этого можно заключить, что скорость развития конденсации тем больше, чем больше мощность явления.

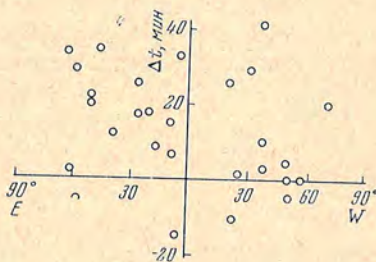
Естественно допустить, что после появления короткоживущей конденсации не всегда создаются условия для возникновения вспышки.

В этом случае должны наблюдаться всплески типа С, не связанные со вспышками.

Для проверки этого предположения нужны особенно надежные записи радиоизлучения с устранением всех аппаратных флуктуаций, превышающих 0,5% потока спокойного Солнца. Какой-либо ясной зависимости времени опережения от координат вспышки не обнаружено (фиг. 13).



Фиг. 12. Зависимость времени опережения  $\Delta t$  от балла вспышки



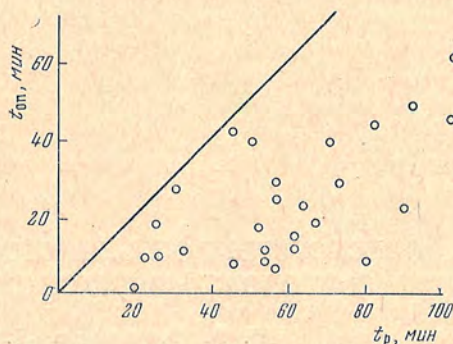
Фиг. 13. Зависимость времени опережения  $\Delta t$  от долготы вспышки

Сравнение продолжительности оптической вспышки  $t_{\text{опт}}$  и радиособытия  $t_p$  показывает, что время жизни всплеска типа С всегда больше длительности вспышки (фиг. 14; линией отделена область, выше которой  $t_{\text{опт}} > t_p$ ).



Таким образом, из анализа материала, полученного с помощью прецизионного радиотелескопа, следует, что короткоживущие конденсации, ответственные за излучение микровсплесков типа С:

Фиг. 14. Сравнение времени жизни радиовсплеска  $t_p$  и продолжительности вспышки  $t_{оп}$



1) образуются почти при каждой оптической вспышке (корреляция  $\sim 80\%$ );

2) в 80% случаев появление конденсации предшествует оптической вспышке;

3) опережение в появлении всплеска уменьшается с возрастанием мощности явления.

Выводы следует считать предварительными, так как они сделаны на основании сравнительно небольшого материала.

Приношу глубокую благодарность И. Г. Моисееву за ценные замечания, сделанные при выполнении этой работы.

4 декабря 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Ю. Ф. Юровский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 60.
2. В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1965, 34, 53.
3. В. С. Троицкий, Н. М. Цейтлин. Изв. Вузов. Радиофизика, 1959, 4, № 3.
4. В. Д. Кротиков, В. А. Порфирьев, В. С. Троицкий. Изв. Вузов. Радиофизика, 1961, 4, № 6.
5. В. Д. Кротиков. Изв. Вузов. Радиофизика, 1962, 5, № 3.
6. А. Е. Саломонович, В. С. Троицкий. Изв. Вузов. Радиофизика, 1961, 4, № 4.
7. С. А. Каменская, Б. И. Семенов, В. С. Троицкий, В. М. Плечков. Изв. Вузов. Радиофизика, 1962, 5, № 5.
8. W. Howard, S. P. Magan. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1965, 10, 93.
9. А. Д. Кузьмин, А. Е. Саломонович. Радиоастрономические методы измерений параметров антенн. Изд-во «Сов. радио», 1964.
10. А. Е. Covington. Paris Symposium on Radio Astronomy. Stanford Univ. Press, 1959, p. 159. (Радиоастрономия. ИЛ, 1961, стр. 159).
11. В. В. Железняков. Радионизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
12. E. V. Appleton, J. S. Hey. Phil. Mag., 1946, 37, 73.
13. M. P. Kundu. Ann. d'Astrophys., 1959, 22, 1.
14. H. W. Dodson, E. R. Hedeman, A. E. Covington. Astrophys. J., 1954, 119, 541.
15. O. Nachenberg, A. Kruger. J. Atm. Terr. Phys., 1959, 17, 20.
16. Солнечные данные, 1964, № 5—12; 1965, № 1—7.
17. Fraunhofer Institut. Maps of the Sun, 1965.



О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВСПЛЕСКОВ II ТИПА,  
СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ ВСПЛЕСКАМИ IV ТИПА

Г. Ф. Елисейев, Л. И. Юровская

Показано, что в тех случаях, когда всплески II типа сопровождаются всплесками IV типа в метровом диапазоне, разность  $\Delta t$  между началом всплеска II типа и началом сантиметрового всплеска в среднем тем больше, чем ближе вспышка расположена к восточному краю солнечного диска, т. е. в распределении  $\Delta t$  имеется восточно-западная асимметрия. Если всплески II типа не сопровождаются всплесками IV типа, то значение  $\Delta t$  не зависит от координат вспышек.

Обсуждаются возможности объяснения восточно-западной асимметрии при двух предположениях: 1) конденсации наклонены к западу,

2) агент, ответственный за всплески II типа, при своем движении в короне отклоняется к востоку от радиального направления. Показывается, что второе предположение более вероятно.

SOME PECULIARITIES OF TYPE II BURSTS ACCOMPANIED BY TYPE IV BURSTS, by G. F. Eliseyev and L. I. Yurovskaya. — It is shown that in cases when type II bursts are accompanied by type IV bursts in the meter range, the difference in time  $\Delta t$  between the commencements of a type II burst and a burst in the centimeter range is greater, on the average, the closer the flare is to the eastern limb of the solar disk, i. e. the  $\Delta t$  distribution indicates east — west asymmetry. In cases when type II bursts are not accompanied by type IV bursts,  $\Delta t$  does not depend on the coordinates of the flare.

The possibilities of explaining the east — west asymmetry are discussed at two assumptions: 1) the condensations are inclined to the west, 2) the agent, responsible for type II bursts, deviates to the east from the radial direction when moving through the corona. It is shown that the second supposition is more probable.

Исследование всплесков II и IV типов представляет как астрофизический, так и геофизический интерес; из всех видов радиоизлучения они лучше всего коррелируют с геофизическими явлениями. Для выяснения физики самих всплесков важным является нахождение и изучение различных статистических закономерностей. В [1] обнаружено, что разности времен между началами всплесков  $IV_m$  и  $IV_{\partial m}$ , с одной стороны, и  $IV_{cm}$  с другой, существенно зависят от координат соответствующих вспышек. Получено, что на восточной части солнечного диска разности времен  $\Delta t = t_{н.м} - t_{н.см}$  и  $\Delta t = t_{н.см} - t_{н.см}$  имеют большие значения, чем на западной ( $t_{н.м}$ ,  $t_{н.см}$ ,  $t_{н.см}$  — времена начал всплесков IV типа в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах соответственно). На основании этого результата в [1] была построена модель магнитного поля области в районе вспышек.

Известно, что чаще всего всплескам IV типа в метровом диапазоне предшествуют всплески II типа [2]. В этом случае считают [3], что при-



чиной возникновения всплесков II типа является фронт ударной волны, возникающий при движении вверх в короне агента, ответственного за всплески IV типа, т. е. между всплесками II и IV типов существует определенная связь. Поэтому можно было ожидать, что и для всплесков II типа, сопровождающихся всплесками IV типа, в распределении  $\Delta t$  также будет наблюдаться долготная зависимость. Необходимо отметить, что в основном всплески II типа на фиксированной частоте характеризуются быстрым ростом интенсивности и продолжительностью от нескольких минут до десятков минут, поэтому, в отличие от всплесков IV типа, начала всплесков II типа можно определить гораздо точнее.

Нами было рассмотрено запаздывание  $\Delta t$  всплесков II типа в метровом диапазоне по отношению к началу «сантиметрового» всплеска в зависимости от положения на солнечном диске вспышек, ответственных за эти всплески.

Все всплески были разделены на две группы: к первой группе были отнесены те всплески II типа, которые не сопровождались всплесками типа IV, а ко второй — всплески II типа, за которыми следовали всплески IV типа. В дальнейшем для краткости всплески первой группы будем называть просто всплесками II типа, а всплески второй группы — событиями II + IV.

Нами были использованы следующие материалы.

1. Квартальные бюллетени солнечной активности № 119—136 за 1957—1961 гг. [4]

2. Каталог Додсон и Хедеман за 1957—1961 гг. [5]

3. Каталог солнечных радиоизлучений типа II и типа IV [6]

4. Список всплесков радиоизлучения за 1952—1960 гг. [7]

5. Список всплесков радиоизлучения IV типа [8]

6. Записи радиоизлучения Солнца на дискретных частотах  $f = 208 \text{ Мгц}$  и  $f = 3000 \text{ Мгц}$  и на спектрографе  $f = 100 \div 150 \text{ Мгц}$ , полученные в КрАО.

Данные о всплесках II типа и соответствующих им вспышках приведены в табл. 1. В четвертом столбце таблицы дается начало всплесков II типа на фиксированной частоте в метровом диапазоне, в седьмом — начало сантиметрового всплеска, в десятом —  $\Delta t$  (разность между их началами), в одиннадцатом столбце указана литература, подтверждающая, что данный всплеск принадлежит к спектральному типу II. За «основную» частоту в метровом диапазоне выбрана частота  $208 \text{ Мгц}$ , на которой велись наблюдения в КрАО. В табл. 1 кроме всплесков, записанных в КрАО, включены из [6] всплески II типа, начала которых лежат в диапазоне частот от  $180$  до  $250 \text{ Мгц}$ . Это ограничение вызвано тем, что в том случае, когда всплеск начинается в другом диапазоне, время его появления на частотах, близких к «основной», по литературным данным установить нельзя. Ошибка, которую мы можем допустить в определении начала всплесков II типа на частоте  $208 \text{ Мгц}$ , невелика, поскольку высоты излучающих слоев на частотах  $180$  и  $250 \text{ Мгц}$  мало отличаются от уровня генерации радиоизлучения на частоте  $208 \text{ Мгц}$ . Так, для модели Ньюкирка это отличие составляет  $3,4\%$  на частоте  $180 \text{ Мгц}$  и  $4\%$  на частоте  $250 \text{ Мгц}$ , что при скорости агента  $1000 \text{ км/сек}$  составляет  $\pm 0,5 \text{ мин}$ .

На фиг. 1 представлена зависимость  $\Delta t = t_{\text{н.м}} - t_{\text{н.см}}$  для всплесков II типа от координат вспышек. Из фигуры видно, что полученное распределение практически симметрично относительно центрального меридиана; никакой долготной зависимости не наблюдается. Среднее значение  $\Delta t$ , на восточной части солнечного диска составляет  $4,4 \text{ мин}$ , а на западной —  $4,8 \text{ мин}$ .

Далее рассмотрим события II + IV, данные о которых помещены в табл. 2 и на фиг. 2. В столбце 11 табл. 2 отмечается, сопровождалась ли данная вспышка генерацией протонов по сведениям из [12]. Как видно из таблицы, большинство рассматриваемых вспышек зарегистрировано как протонные. Фиг. 2 показывает, что для событий II + IV величина  $\Delta t$



Таблица 1

| №<br>п/п | Дата           | Координаты<br>вспышки | Всплески II типа                |                 |         | Всплески в сантиметровом диапазоне |                 |         | $\Delta t = t_{\text{п. м}} - t_{\text{п. см}}$<br>мин | Источник |
|----------|----------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------|---------|------------------------------------|-----------------|---------|--------------------------------------------------------|----------|
|          |                |                       | начало<br>UT                    | частота,<br>Мгц | станция | начало<br>UT                       | частота,<br>Мгц | станция |                                                        |          |
| 1        | 2              | 3                     | 4                               | 5               | 6       | 7                                  | 8               | 9       | 10                                                     | 11       |
| 1        | 12.IV 1957 г.  | S27W70                | 19 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup> | 200             | Harv.   | 18 <sup>h</sup> 56 <sup>m</sup>    | 2800            | Ott     | 9                                                      |          |
| 2        | 15.IV          | N25E90                | 13 59                           | 208             | КрАО    | 13 54                              | 2980            | Ned     | 5                                                      | [6]      |
| 3        | 17.IV          | S18E73                | 18 46                           | 230             | Harv.   | 18 44                              | 2800            | Ott     | 2                                                      |          |
| 4        | 18.IV          | S14E65                | 13 05                           | 208             | КрАО    | 13 04                              | 2980            | Ned     | 1                                                      | [6]      |
| 5        | 14.V           | N09W50                | 18 41                           | 200             | Harv.   | 18 38                              | 2800            | Ott     | 3                                                      |          |
| 6        | 05.VI          | S18W44                | 13 29                           | 208             | КрАО    | 13 25                              | 2980            | Ned     | 4                                                      | [6]      |
| 7        | 19.VI          | N20E46                | 16 15                           | 208             | »       | 16 09                              | 2800            | Ott     | 6                                                      | [6]      |
| 8        | 21.VII         | N21W13                | 17 46                           | 200             | Harv.   | 17 43                              | 2800            | »       | 3                                                      |          |
| 9        | 02.VIII        | N26E31                | 14 36                           | 208             | КрАО    | 14 35,5                            | 2800            | »       | 0,5                                                    | [6]      |
| 10       | 15.IX          | N12W64                | 20 45                           | 250             | Harv.   | 20 41                              | 2800            | »       | 4                                                      |          |
| 11       | 10.II 1958 г.  | S13W64                | 19 11                           | 210             | »       | 19 03                              | 2800            | »       | 8                                                      |          |
| 12       | 14.VI          | N13E37                | 21 21                           | 190             | »       | 21 16                              | 2800            | »       | 5                                                      |          |
| 13       | 04.VIII        | S07W09                | 21 20                           | 190             | »       | 21 13                              | 2800            | »       | 7                                                      |          |
| 14       | 14.VIII        | S14W35                | 21 58                           | 200             | »       | 21 51                              | 2800            | »       | 7                                                      |          |
| 15       | 20.VIII        | N16E18                | 00 46                           | 175             | »       | 00 41                              | 3000            | Tok     | 5                                                      |          |
| 16       | 27.IX          | N18W12                | 19 05                           | 210             | »       | 18 58                              | 2800            | Ott     | 7                                                      |          |
| 17       | 17.XII         | S16W57                | 10 40                           | 208             | КрАО    | 10 39                              | 3000            | КрАО    | 1                                                      | [9]      |
| 18       | 17.XII         | N07W35                | 19 01                           | 210             | Harv.   | 18 57,5                            | 2800            | Ott     | 3,5                                                    |          |
| 19       | 09.III 1959 г. | N15W64                | 17 24                           | 200             | »       | 17 19                              | 2800            | »       | 5                                                      |          |
| 20       | 11.III         | S13W77                | 11 36                           | 208             | КрАО    | 11 34,5                            | 2980            | Ned     | 1,5                                                    | [9]      |
| 21       | 08.IV          | N25E75                | 09 17                           | 208             | »       | 09 15                              | 3000            | КрАО    | 2                                                      | [10]     |
| 22       | 19.V           | N23W58                | 13 44                           | 208             | »       | 13 38                              | 2800            | Ott     | 6                                                      | [6]      |
| 23       | 16.VII         | N13W34                | 16 16                           | 208             | »       | 16 10                              | 2800            | »       | 6                                                      | [6]      |
| 24       | 05.IX          | N12W52                | 16 03                           | 250             | Harv.   | 15 57                              | 2980            | Ned     | 6                                                      |          |
| 25       | 11.IX          | N14E01                | 22 04                           | 180             | »       | 21 58                              | 2800            | Ott     | 6                                                      |          |
| 26       | 28.XI          | N10E30                | 20 17                           | 240             | »       | 20 10                              | 2800            | »       | 7                                                      |          |
| 27       | 09.IV 1960 г.  | N10E59                | 10 55                           | 208             | КрАО    | 10 51                              | 3000            | HHI     | 4                                                      | [11]     |
| 28       | 28.IV          | S05E34                | 01 22                           | 180             | Harv.   | 01 15                              | 2000            | Nag     | 7                                                      |          |
| 29       | 20.VI          | S13W59                | 01 32                           | 240             | »       | 01 27                              | 3750            | »       | 5                                                      |          |
| 30       | 21.IX          | N21W58                | 08 32                           | 208             | КрАО    | 08 32                              | 2980            | Ned     | 0                                                      | [11]     |
| 31       | 15.VI 1961 г.  | N02W07                | 17 23                           | 200             | Harv.   | 17 18,5                            | 2800            | Ott     | 4,5                                                    |          |
| 32       | 03.IX          | N10E02                | 20 49                           | 200             | »       | 20 42                              | 2800            | »       | 7                                                      |          |
| 33       | 27.IX          | N13E74                | 19 56                           | 180             | »       | 19 52,5                            | 2800            | »       | 3,5                                                    |          |

существенно зависит от координат вспышек: чем дальше вспышка от восточного края солнечного диска, тем меньше  $\Delta t$ . Среднее значение  $\Delta t$  на восточной половине солнечного диска равно 8,7 мин, а на западной — 3,2 мин.

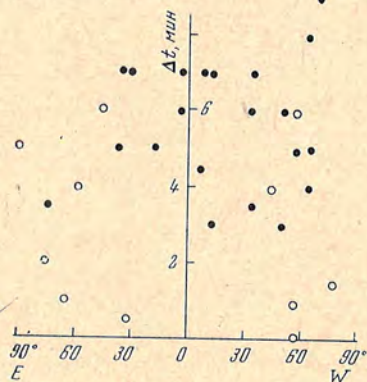
Из сравнения распределений  $\Delta t$  для всплесков II типа и событий II + IV можно сказать, что характер распределения определяется наличием всплеска IV типа во вспышках, ответственных за всплески II типа.

Для объяснения замеченной восточно-западной асимметрии в распределении  $\Delta t$  можно, как и в [1], предположить, что в областях, где происходят события II + IV, существует наклон к западу слоев с одинаковой



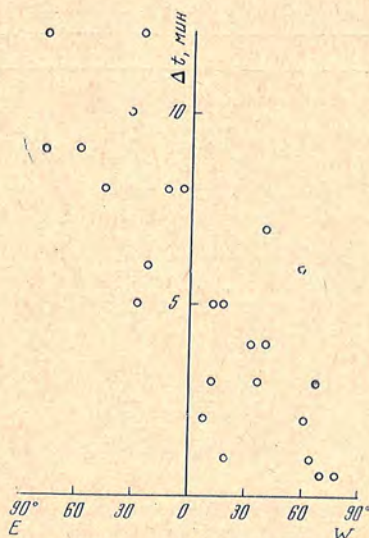
электронной концентрацией. Движение агента, ответственного за всплески II типа, считается радиальным. При таком предположении условия распространения радиоволн в направлении Земли становятся различными в зависимости от того, где находится активная область: на восточной или на западной части солнечного диска.

Из геометрических соображений ясно, что если активная область находится на востоке, то путь, который необходимо пройти агенту, чтобы излучение, генерируемое им, дошло до Земли, будет больше, а следовательно, больше будет и  $\Delta t$  по сравнению с тем, когда активная область находится на западе.



Фиг. 1. Распределение  $\Delta t = t_{н.м} - t_{н.см}$  для всплесков II типа в зависимости от координат вспышек

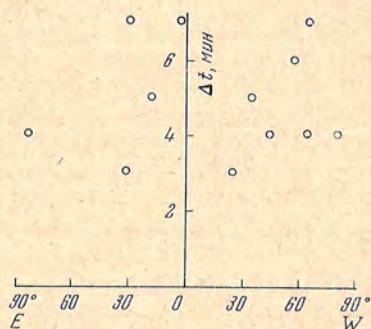
Светлые кружки — по данным КраО



Фиг. 2. Распределение  $\Delta t = t_{н.м} - t_{н.см}$  для событий II + IV в зависимости от координат вспышек

Если предположение о наклоне слоев с одинаковой электронной концентрацией к западу справедливо, то для всплесков II типа, возникающих в тех же областях, что и события II + IV, также должен иметь место долготный эффект. С этой целью на фиг. 3 показана зависимость  $\Delta t$  от координат вспышек для всплесков II типа, помещенных в табл. 3. В столбце 11 этой таблицы отмечена дата вспышки, сопровождающейся событием II + IV, которая произошла в той же группе пятен, что и вспышка, ответственная за соответствующий всплеск II типа. Таблица содержит всплески, которые произошли как до события II + IV, так и после него.

Из фиг. 3 видно, что распределение  $\Delta t$  имеет такой же характер, как и на фиг. 1. Среднее значение  $\Delta t$  для восточной части солнечного диска — 5,2 мин, для западной — 4,7 мин, т. е. долготной зависимости не обнаруживается. Отсюда следует, что в активных областях, где происходят события II + IV, постоянный наклон к западу слоев с одинаковой электронной концентрацией, по-видимому, отсутствует. Тогда полученную на фиг. 2 асимметрию в распределении  $\Delta t$  можно было бы объяснить таким накло-



Фиг. 3. Распределение  $\Delta t$  для всплесков II типа, которые произошли в тех же областях, что и события II + IV, в зависимости от координат вспышек



Таблица 2

| №<br>п/п | Дата           | Координаты<br>вспышки | События II + IV                 |                 |         |                                 |                 |         | $\Delta t = t_{н.м} - t_{н.с.р}$<br>мин. | Протоны | Источник |
|----------|----------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------|---------|---------------------------------|-----------------|---------|------------------------------------------|---------|----------|
|          |                |                       | метровый диапазон               |                 |         | сантиметровый диапазон          |                 |         |                                          |         |          |
|          |                |                       | начало<br>UT                    | частота,<br>МГц | станция | начало<br>UT                    | частота,<br>МГц | станция |                                          |         |          |
| 1        | 2              | 3                     | 4                               | 5               | 6       | 7                               | 8               | 9       | 10                                       | 11      | 12       |
| 1        | 03.IV 1957 г.  | S14W60                | 08 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 208             | КрАО    | 08 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> | 9400            | HHI     | 2                                        | +       | [8]      |
| 2        | 01.VI          | S25W36                | 12 56                           | 208             | »       | 12 53                           | 2800            | Ott     | 3                                        |         | [8,4]    |
| 3        | 03.VI          | S20W12                | 10 47                           | 208             | »       | 10 42                           | 2800            | »       | 5                                        |         | [8]      |
| 4        | 28.VI          | N10E27                | 07 17                           | 208             | »       | 07 05                           | 2930            | Ned     | 12                                       | +       | [12]     |
| 5        | 03.VII         | N08W40                | 08 35                           | 208             | »       | 08 31                           | 2000            | Nag     | 4                                        | +       | [8]      |
| 6        | 28.VIII        | S31E33                | 09 20                           | 208             | »       | 09 10                           | 2000            | HHI     | 10                                       | +       | [12]     |
| 7        | 12.IX          | N11W19                | 15 16                           | 208             | »       | 15 15                           | 2980            | Ned     | 1                                        | +       | [6]      |
| 8        | 14.XII         | N18E78                | 12 40                           | 208             | »       | 12 28                           | 3000            | HHI     | 12                                       |         | [8]      |
| 9        | 25.I 1958 г.   | S20E11                | 12 12                           | 208             | »       | 12 04                           | 3000            | КрАО    | 8                                        |         | [8]      |
| 10       | 10.II          | S13W64                | 13 21                           | 208             | »       | 13 20                           | 3000            | HHI     | 1                                        |         | [8]      |
| 11       | 03.III         | S16E60                | 10 14                           | 208             | »       | 10 05                           | 2980            | Ned     | 9                                        |         | [8]      |
| 12       | 23.III         | S17E78                | 10 02                           | 208             | »       | 09 53                           | 2980            | »       | 9                                        | +       | [8,9]    |
| 13       | 05.VI          | N15W65                | 08 40                           | 208             | »       | 08 39,5                         | 3000            | HHI     | 0,5                                      |         | [8,9]    |
| 14       | 06.VI          | N16W78                | 04 34                           | 208             | »       | 04 33                           | 3750            | Nag     | 1                                        |         | [8]      |
| 15       | 12.XII         | S03W08                | 12 56                           | 208             | »       | 12 54                           | 3000            | HHI     | 2                                        |         | [8]      |
| 16       | 24.III 1959 г. | N19W40                | 07 41                           | 208             | »       | 07 34                           | 2980            | Ned     | 7                                        |         | [8]      |
| 17       | 14.VII         | N17E04                | 03 38                           | 208             | »       | 03 30                           | 3750            | Nag     | 8                                        | +       | [8]      |
| 18       | 18.VIII        | N12W33                | 10 29                           | 208             | »       | 10 25                           | 2930            | Ned     | 4                                        | +       | [8,13]   |
| 19       | 02.XII         | N07W16                | 12 50                           | 208             | »       | 12 45                           | 3000            | КрАО    | 5                                        | +       | [12]     |
| 20       | 01.IV 1960 г.  | N12W11                | 08 48                           | 208             | »       | 08 45                           | 3000            | »       | 3                                        | +       | [10,14]  |
| 21       | 13.V           | N29W67                | 05 20                           | 208             | »       | 05 17                           | 3750            | Nag     | 3                                        | +       | [15]     |
| 22       | 01.VI          | N29E46                | 08 39                           | 208             | »       | 08 31                           | 3000            | КрАО    | 8                                        | +       | [13,14]  |
| 23       | 10.XI          | N28E29                | 10 20                           | 208             | »       | 10 15                           | 2980            | Ned     | 5                                        | +       | [8]      |
| 24       | 12.VII 1961 г. | S07E23                | 10 24                           | 208             | »       | 10 18                           | 2980            | »       | 6                                        | +       | [16]     |
| 25       | 18.VII         | S07W59                | 09 44                           | 208             | »       | 09 38                           | 2980            | »       | 6                                        | +       | [16]     |

ном только в том случае, если этот наклон возникает незадолго перед вспышкой и не сохраняется после нее. Преимущественный наклон конденсаций к западу кажется нам маловероятным. Это положение подтверждается результатами исследований [17, 18], где показано, что в активных областях чаще всего наблюдается смещение конденсаций к востоку относительно центра тяжести соответствующих им групп пятен. Кроме того, в [19] отмечается сдвиг к востоку кальциевых флоккулов и ярких узлов Ca II — хромосферной сетки, а также магнитных холмов, регистрируемых в H $\beta$ , относительно магнитных холмов в фотосфере.

Можно предложить другое объяснение восточно-западной асимметрии в распределении  $\Delta t$  для событий II + IV: распределение электронной концентрации симметрично относительно радиального направления, но агент, ответственный за всплески II типа, при своем движении в короне отклоняется к востоку (в дальнейшем для краткости мы будем называть это отклонением источника или отклонением агента). Чтобы проверить это предположение, мы воспользовались результатами Вейса [7], который измерял положение источников II типа на частоте 50 МГц в направлении восток — запад.

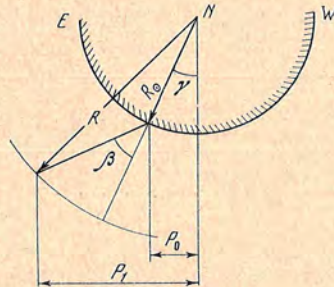


Таблица 3

| №<br>п/п | Дата          | Координаты<br>вспышки | Всплески II типа                |                 |         | Всплески сантиметрового<br>диапазона |                 |         | $\Delta t = t_{\text{н.м}} - t_{\text{н.с.м}}$<br>мин | Дата<br>события<br>II + IV | Источник |
|----------|---------------|-----------------------|---------------------------------|-----------------|---------|--------------------------------------|-----------------|---------|-------------------------------------------------------|----------------------------|----------|
|          |               |                       | начало<br>UT                    | частота,<br>МГц | станция | начало<br>UT                         | частота,<br>МГц | станция |                                                       |                            |          |
| 1        | 2             | 3                     | 4                               | 5               | 6       | 7                                    | 8               | 9       | 10                                                    | 11                         | 12       |
| 1        | 05.VI 1957 г. | S18W44                | 13 <sup>h</sup> 29 <sup>m</sup> | 208             | КрАО    | 13 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup>      | 2980            | Ned     | 4                                                     | 03.VI 1957 г.              | [6]      |
| 2        | 28.VIII       | S27E31                | 20 21                           | 167             | NBS     | 20 18                                | 2800            | Ott     | 3                                                     | 28.VIII                    | [6]      |
| 3        | 03.IX         | N24W24                | 00 38                           | 200             | Tok     | 00 35                                | 3000            | Tok     | 3                                                     | 12.IX                      | [6]      |
| 4        | 15.IX         | N12W64                | 20 45                           | 167             | NBS     | 20 41                                | 2800            | Ott     | 4                                                     | 12.IX                      | [6]      |
| 5        | 16.IX         | N09W80                | 22 48                           | 167             | »       | 22 44                                | 2800            | »       | 4                                                     | 12.IX                      | [6]      |
| 6        | 10.II 1958 г. | S13W64                | 19 10                           | 167             | »       | 19 03                                | 2800            | »       | 7                                                     | 10.II 1958 г.              | [6]      |
| 7        | 20.VIII       | N16E18                | 00 46                           | 175             | Harv.   | 00 41                                | 3000            | Tok     | 5                                                     | 26.VIII                    |          |
| 8        | 08.V 1959 г.  | N21E83                | 22 59                           | 300             | »       | 22 55                                | 2000            | Nag     | 4                                                     | 10.V 1959 г.               |          |
| 9        | 19.V          | N23W58                | 13 44                           | 208             | КрАО    | 13 38                                | 2800            | Ott     | 6                                                     | 10.V                       | [6]      |
| 10       | 16.VII        | N13W34                | 16 15                           | 208             | »       | 16 10                                | 2800            | »       | 5                                                     | 14.VII                     | [6]      |
| 11       | 28.XI         | N10E30                | 20 17                           | 240             | Harv.   | 20 10                                | 2800            | »       | 7                                                     | 30.XI                      |          |
| 12       | 03.IX 1961 г. | N11E01                | 20 49                           | 200             | »       | 20 42                                | 2800            | »       | 7                                                     | 10.IX 1961 г.              |          |

Для того чтобы определить отклонение источника от радиального направления, нужно дополнительно знать положение источника при условии, что его движение радиально. Это можно вычислить, если принять определенную модель распределения электронной концентрации в актив-

Фиг. 4. К определению угла отклонения  $\beta$  источников всплесков II типа от радиального направления



ной области. Так как истинная высота источника от случая к случаю меняется, то при расчете использовано несколько моделей распределения электронной концентрации: 1) Ньюкирка [20]; 2) распределение электронной концентрации, превышающее в 10 раз распределение Баумбаха — Аллена [21], 3) распределение электронной концентрации, предлагаемое в [7]; были проведены расчеты еще для двух произвольных моделей, в которых высота слоя с электронной концентрацией, определяющей плазменные колебания на частоте 50 МГц, составляет  $1,3R_{\odot}$  и  $2R_{\odot}$  над фотосферой ( $R_{\odot}$  — радиус Солнца). Сравнение вычисленных положений источника с результатами измерений [7] позволяет судить об отклонении источника: если измеренное положение оказывается восточнее расчетного, то источник при своем движении отклоняется к востоку. Для указанных выше моделей из [7] оказалось возможным вычислить положения восьми



источников всплесков II типа, которые сопровождались всплесками IV типа, и 12 источников всплесков II типа, не сопровождавшихся ими. Сведения о всплесках IV типа взяты из [4, 15]. Для событий II + IV для любой модели обнаружено преимущественное отклонение к востоку, тогда как для всплесков II типа отклонения к востоку и западу, по-видимому, равновероятны. Соотношения случаев восточного и западного отклонений источников для различных моделей помещены в табл. 4 и 5 в строке «соотношение».

Из фиг. 4 легко видеть, что угол  $\beta$ , характеризующий отклонение источника от радиального направления, определяется следующим выражением:

$$\beta = \alpha - \arcsin \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{R^2 + R_\odot^2 - 2RR_\odot \cos \left( \arcsin \frac{P_1 - P_0}{R} - \alpha \right)}},$$

где  $P_1, P_0$  — положение источника и вспышки из [7];  $R_\odot$  — радиус Солнца;  $R$  — расстояние от центра Солнца до слоя, где показатель преломления обращается в нуль;  $\alpha$  — долгота вспышки.

Таблица 4

| №<br>п/п                                 | Дата           | $\alpha$ | Угол отклонения $\beta^\circ$ |                           |                         |                           |                         |
|------------------------------------------|----------------|----------|-------------------------------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|-------------------------|
|                                          |                |          | $\frac{R}{R_\odot} = 1,7$     | $\frac{R}{R_\odot} = 1,9$ | $\frac{R}{R_\odot} = 2$ | $\frac{R}{R_\odot} = 2,3$ | $\frac{R}{R_\odot} = 3$ |
| 1                                        | 26.VI 1958 г.  | 45E      | +                             | +                         | +                       | +28                       | +2                      |
| 2                                        | 07.VII         | 09W      | +26                           | +22                       | +21                     | +18                       | +15                     |
| 3                                        | 26.VIII        | 43W      | —                             | —47                       | —31                     | —9                        | +12                     |
| 4                                        | 14.VII 1959 г. | 08E      | +55                           | +41                       | +36                     | +26                       | +15                     |
| 5                                        | 28.IV 1960 г.  | 30E      | +48                           | +27                       | +22                     | +9                        | —15                     |
| 6                                        | 29.VI          | 51W      | +34                           | +38                       | +40                     | +42                       | +45                     |
| 7                                        | 15.XI          | 22W      | +37                           | +35                       | +34                     | +33                       | +30                     |
| 8                                        | 28.VII 1961 г. | 33W      | —                             | —41                       | —35                     | —46                       | +3                      |
| Соотношение . . . . .                    |                |          | 6 : 2                         | 6 : 2                     | 6 : 2                   | 6 : 2                     | 7 : 1                   |
| Среднее значение $\beta^\circ$ . . . . . |                |          | +40                           | +11                       | +12                     | +16                       | +13                     |

Результаты вычислений представлены в табл. 4 и 5, где указаны дата и долгота вспышек и даны значения углов отклонения источников от радиального направления как для каждого отдельного случая, так и в среднем для модели. За положительное направление углов отклонения принято отклонение к востоку. В таблице плюсы или минусы без величины угла относятся к тем случаям, когда измеренные положения источников оказывались больше высот, определяемых соответствующей моделью; в таких случаях можно говорить только о направлении отклонения.

Если провести усреднение угла отклонения для всех рассматриваемых моделей, то средний угол получится равным  $+17^\circ$ , т. е. агент при своем движении отклоняется к востоку под углом в  $17^\circ$  относительно радиального направления. Это хорошо согласуется с результатами, полученными в [12], где показано, что наиболее сильные магнитные бури вызваны не центральными вспышками, а вспышками, возникающими на  $10-30^\circ$  к западу. При отклонении агента к востоку для потоков плазмы, вызываю-



Таблица 5

| №<br>п/п                                 | Дата            | $\alpha$ | Угол отклонения $\beta^\circ$ |                           |                         |                           |                           |
|------------------------------------------|-----------------|----------|-------------------------------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------|
|                                          |                 |          | $\frac{R}{R_\odot} = 1,7$     | $\frac{R}{R_\odot} = 1,9$ | $\frac{R}{R_\odot} = 2$ | $\frac{R}{R_\odot} = 2,3$ | $\frac{R}{R_\odot} = 3,0$ |
| 1                                        | 20.VIII 1958 г. | 15E      | +                             | +59                       | +55                     | +39                       | +20                       |
| 2                                        | 03.II 1959 г.   | 5E       | -9                            | -8                        | -8                      | -8                        | -7                        |
| 3                                        | 09.II           | 63E      | -38                           | -45                       | -47                     | -50                       | -55                       |
| 4                                        | 10.VII          | 57E      | +                             | +                         | +19                     | +3                        | -24                       |
| 5                                        | 08.XII          | 31W      | -48                           | -8                        | -4                      | +6                        | +14                       |
| 6                                        | 15.VI 1960 г.   | 49W      | +42                           | +44                       | +44                     | +45                       | +47                       |
| 7                                        | 20.VI           | 51W      | -25                           | -21                       | -10                     | +9                        | +26                       |
| 8                                        | 26.VII          | 31W      | -13                           | -2                        | +2                      | +9                        | +17                       |
| 9                                        | 02.IX           | 56W      | +2                            | +17                       | +21                     | +31                       | +34                       |
| 10                                       | 14.X            | 37W      | -                             | -                         | -39                     | -33                       | -5                        |
| 11                                       | 03.I 1961 г.    | 35E      | +28                           | +17                       | +11                     | -2                        | -13                       |
| 12                                       | 06.IV           | 10W      | -30                           | -25                       | -22                     | -10                       | -6                        |
| Соотношение . . . . .                    |                 |          | 5 : 7                         | 5 : 7                     | 6 : 6                   | 7 : 5                     | 6 : 6                     |
| Среднее значение $\beta^\circ$ . . . . . |                 |          | -7                            | +3                        | +2                      | +3                        | +4                        |

щих магнитные бури, условия распространения от западной полусферы действительно оказываются более благоприятными. Этот факт трудно объяснить, если предположить наклон конденсации к западу.

Из табл. 5 видно, что для всплесков II типа, не сопровождающихся всплесками IV типа в метровом диапазоне, преимущественного отклонения источника практически нет. Среднее значение угла для всех моделей близко к нулю ( $+1^\circ$ ).

На основании всего сказанного выше можно сделать следующие выводы.

1. Если всплески II типа сопровождаются всплесками IV типа в метровом диапазоне, то разность между началом всплеска II типа и началом сантиметрового всплеска в среднем тем больше, чем ближе вспышка расположена к восточному краю солнечного диска, т. е. наблюдается долготная зависимость в распределении  $\Delta t$ . Если всплеск II типа не сопровождается всплеском IV типа, то долготной зависимости не обнаруживается.

2. Полученную восточно-западную асимметрию в распределении  $\Delta t$  для всплесков II типа, сопровождающихся всплесками IV типа в метровом диапазоне, можно объяснить отклонением агента, ответственного за всплески II типа, к востоку от радиального направления. Среднее значение угла отклонения для рассмотренных моделей составляет  $+17^\circ$ .

Выражаем глубокую благодарность канд. физ.-матем. наук Н. Н. Ерюшеву за постоянный интерес к работе и А. С. Дворянину за обсуждение некоторых вопросов, затронутых в данной статье.

17 декабря 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. K. Sakurai. Rep. Ion. Res. Japan, 1964, 43, 366.
2. В. В. Железняков. Радиоизлучение Солнца и планет. Изд-во «Наука», 1964.
3. Д. Уайлд, С. Смерд, А. Вейс. УФН, 1964, 84, 99.
4. Quarterly Bulletin on Solar Activity, 1957—1961.
5. IGY Solar Activity Report Series, N 1—3, 5—11.



6. A. Maxwell, M. P. Hughes, A. R. Thompson. J. Geophys. Res., 1963, 68, 1347.
7. A. A. Weiss. Austral. J. Phys., 1963, 16, 240.
8. M. Pic-Gutmann. Ann. d'Aph., 1961, 24, 183.
9. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 3.
10. И. Г. Моисеев. Астрон. ж., 1961, 38, 541.
11. И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 141.
12. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 90.
13. K. Sino. Geom. Geoelect., 1961, 13, 1.
14. Л. И. Юровская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 34.
15. J. A. Voorman, D. J. McLean, K. V. Sheridan, J. P. Wild. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, 123, 87.
16. С. Т. Акиньян, Ю. Н. Долгинова. Солнечные данные, 1962, 6.
17. Г. Ф. Елисеев, И. Г. Моисеев. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 34.
18. A. D. Fokker. Sterrewacht «Sonnenborgh». Utrecht, Overdruck N 34.
19. А. Б. Северный. Астрон. ж., 1965, 42, 217.
20. G. Newkirk. Astrophys. J., 1961, 133, 983.
21. M. Morimoto. Publ. Astron. Soc. Japan, 1963, 15, 46.



## О РАДИОИЗЛУЧЕНИИ ЗАЛИМБОВЫХ ВСПЫШЕК

Н. Н. Е р ю ш е в

На основании исследования радиоизлучения шести залимбовых вспышек сделаны следующие предварительные выводы.

1) Нижние границы высот генерации радиоизлучения для разных вспышек составляют: на волне 3 см —  $16\,500 \pm 3500$  и  $21\,000 \pm 7000$  км, на волне 10 см —  $26\,000 \pm 5000$ ,  $31\,000 \pm 7000$  и  $55\,000 \pm 10\,000$  км над фотосферой.

2) Высоты, на которых локализованы источники радиоизлучения тем больше, чем мощнее вспышка.

THE RADIO EMISSION OF BEHIND THE LIMB FLARES, by N. N. Erushev.— The following preliminary conclusions are made from a study of the radio emission of six behind the limb flares.

1) For various flares the lower limits of heights above the photosphere of radio emission generation are: 16 500  $\pm$  3500 and 21 000  $\pm$  7000 km at the 3 cm wavelength and 26 000  $\pm$  5000, 31 000  $\pm$  7000 and 55 000  $\pm$  10 000 km at the 10 cm wavelength.

2) The heights of localization of radio emission sources increase with the intensity of the flare.

Известно, что причиной внезапных ионосферных возмущений является рентгеновское излучение солнечных вспышек. Однако в последние годы замечено, что в некоторых случаях наблюдаются ионосферные эффекты типа внезапных возмущений, когда на видимой стороне Солнца вспышки отсутствуют. Авторы [1—3] обосновали предположение, что указанные возмущения вызываются вспышками, возникающими за лимбом солнечного диска. Поэтому в дальнейшем можно употреблять термин просто «эффекты залимбовых вспышек».

Наряду с изучением рентгеновской радиации и других эффектов залимбовых вспышек известный интерес может представить исследование их особенностей в радиоизлучении. Во-первых, посредством такого рода исследований можно получить дополнительные сведения о высотах, на которых происходит генерация всплесков радиоизлучения. Во-вторых, детальные исследования в этом направлении (характер проявления в радиоизлучении залимбовых активных областей) могут иметь некоторый интерес с точки зрения прогнозирования явлений на Солнце.

Нами рассмотрены радиоизлучения шести залимбовых вспышек: 5.III, 10.III, 9.VI, 19.IX, 9.XII 1959 г. и 20.XI 1960 г. Все указанные вспышки сопровождались рентгеновским излучением. Наличие перечисленных залимбовых вспышек 1959 г. установлено на основании анализа эффектов на атмосферах [2]; там же указаны активные области, в которых они возникали. Три из этих вспышек подтверждены в [3]. Вспышка 20.XI



1960 г. как залимбовая описана Хансеном [4] и Эллисоном и др. [5]. Кроме этого, следует подчеркнуть, что вспышки 9.VI 1959 г. и 20.XI 1960 г. являются протонными [3, 4, 6]. Так как все эти вспышки были за лимбом, то, естественно, подробных оптических данных о них мы не имеем. Моменты времени их возникновения определяются по времени соответствующих ионосферных возмущений.

Точные гелиографические координаты рассматриваемых вспышек нам неизвестны. Однако на основании известных координат вспышек, наблюдавшихся в данной активной области при прохождении ее по диску Солнца, можно сделать заключение о их наиболее вероятных координатах. Как уже отмечалось в [2], все группы были вспышечно-активными. За время прохождения по видимой части диска в них возникало много вспышек, заметное число которых сопровождалось рентгеновским излучением. В результате были определены координаты минимально и максимально удаленных от лимба границ областей, а также координаты «центров» наиболее эффективных (вероятных) с точки зрения возникновения вспышек.

Список ионосферных эффектов залимбовых вспышек и соответствующих им всплесков радиоизлучения представлен в табл. 1. Данные о радиоизлучении взяты из [7]. В примечании к таблице указаны результаты наблюдений на волнах 10 см и 1,5 м в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. В этой же таблице приведены значения координат «вспышечно-эффективных центров». Из таблицы следует, что «эффективные центры» областей в рассматриваемых случаях находились за лимбом на расстоянии 10—20°. Все вспышки, кроме 19.IX и 9.XII 1959 г., сопровождались всплесками в сантиметровом диапазоне, а 9.VI 1959 г. зарегистрирован также всплеск на волне 4,3 мм [8]! Интересно отметить, что всплесков на этой волне зарегистрировано очень мало. Во время вспышки 9.XII 1959 г., по данным КРАО и [7], всплесков не было как в сантиметровом, так и в метровом диапазонах.

По значениям координат залимбовых областей были проведены оценки высот над ними, начиная с которых радиоизлучение может выйти в направлении к Земле. Естественно, что выход радиоизлучения от залимбовых вспышек в этом случае определяется не только границей фотосферы, но и величиной радиолимба, размеры которого различны для разных длин волн. Согласно [8, 9], мы можем принять, что радиолимбы Солнца составляют  $0,0057R_{\odot}$  на волне 4,3 мм, порядка  $0,015R_{\odot}$  — на волне 3 см и  $0,03R_{\odot}$  — на волне 10,7 см. Полученные оценки высот на различных частотах представлены в табл. 2. В таблице приведены три значения высот: для минимально и максимально удаленных границ активных областей, а также эффективного центра. В тех случаях, когда наблюдалось радиоизлучение, данные выделены жирным шрифтом. На основании данных, приведенных в табл. 2, трудно уверенно говорить о точных значениях высот областей генерации радиовсплесков, однако они могут указывать на высоты, выше которых источники располагались. Радиоизлучение вспышки 9.VI 1959 г. на волнах 4,3 мм и 10,7 см рассмотрено в [8], где получены значения для нижней границы высот, практически точно совпадающих с нашими, вычисленными для эффективных центров.

Из табл. 2 можно заметить некоторую тенденцию к повышению длины волны наблюдаемых всплесков по мере удаления активной области за лимб диска. Во время вспышек 5.III, 10.III, 9.VI наблюдались всплески в сантиметровом диапазоне. Что касается вспышек 19.IX и 9.XII, то в первом случае были всплески только в метровом диапазоне, а во втором никаких всплесков не зарегистрировано. Это может говорить о том, что области генерации радиовсплесков, в частности на 3 и 10 см, находятся в пределах высот, приведенных в табл. 2. Однако не исключена возможность, что вспышки 19.IX и 9.XII вообще были неактивными в радиоизлучении.



Таблица 1

Список эффектов на атмосфериках и всплесков радиоизлучения заливбовых вспышек

| Дата          | Частота, Мгц | Время (московское)             |                                |                                 | Поток в ед.<br>$10^{-22}$ $вт/м^2 \cdot гц$ |         | Координаты<br>эффективного<br>центра | Примечание                        |
|---------------|--------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|---------------------------------------------|---------|--------------------------------------|-----------------------------------|
|               |              | начало                         | максимум                       | конец                           | максимальный                                | средний |                                      |                                   |
| 5.III 1959 г. | Атмосферика  | 9 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> | 9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> | 10 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> |                                             |         | 100W                                 |                                   |
|               | 9500         | 9 05                           | 9 06,2                         | 9 07                            | 453                                         | 27      |                                      |                                   |
| 10.III        | Атмосферика  | 8 24                           | 8 40                           | ~9 30                           |                                             |         | 100E                                 |                                   |
|               | 3750         | 8 21                           | 8 27                           | 8 28                            | —                                           | 12      |                                      |                                   |
| 9.VI          | Атмосферика  | ~19 42                         | 19 55                          | 20 40                           |                                             |         | 103E                                 |                                   |
|               | 2800         | 19 35                          | 19 42                          | >23 27                          |                                             | 2000    |                                      |                                   |
|               | 9400         | 19 35                          | 19 52                          | >18 33,7                        | 783                                         | —       |                                      | Наблюдались                       |
|               | 2980         | 19 40                          | —                              | 20 07                           | >759                                        | —       |                                      | всплески                          |
|               | 1500         | 19 44                          | ~19 56                         | 21 27,5                         | >1130                                       | —       |                                      | на 10 см                          |
|               | 545          | 19 47                          | —                              | 20 05                           | >550                                        | 90      |                                      | и 1,5 м                           |
|               | 200          | 19 51                          | 20 02                          | 20 22                           | ~60                                         | ~20     |                                      | в КрАО                            |
|               | 167          | 19 51                          | 19 55,7                        | 19 57,1                         | >100                                        | —       |                                      |                                   |
|               | 167          | 19 57                          | 20 05                          | 21 01                           | <100                                        | —       |                                      |                                   |
|               | 2800         | 20 07,5                        | 20 09,5                        | 20 12,5                         | —                                           | 15      |                                      |                                   |
|               | 2800         | 20 16                          | 20 19                          | 20 28                           | —                                           | 135     |                                      |                                   |
|               | 2800         | 20 28                          | 20 40                          | 21 38                           | —                                           | 1800    |                                      |                                   |
|               | 600          | 20 34                          | —                              | 21 09                           | 400                                         | 140     |                                      | Вспышка                           |
|               | 200          | 20 35                          | —                              | 20 47                           | 30                                          | 6       |                                      | 20 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> — |
|               | 2980         | 20 35                          | —                              | 21 20                           | >759                                        | 446     |                                      | 21 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>   |
| 19.IX         | Атмосферика  | 13 30                          | 13 45                          | 14 05                           |                                             |         | 106W                                 |                                   |
|               | 208          | 13 37                          | 13 40                          | 13 42                           | 146                                         | 17      |                                      | КрАО:                             |
|               | 234          | 13 38,9                        | 13 40,6                        | 13 41,1                         | 650                                         | 150     |                                      | 10 см — нет                       |
|               | 200          | 13 40                          | —                              | 13 41                           | 200                                         | 90      |                                      | всплеска,                         |
|               | 231          | 14 05                          | 14 06                          | 17 26                           | 45                                          | —       |                                      | 1,5 м —                           |
| 9.XII         | Атмосферика  | 11 34                          | 11 45                          | 12 15                           |                                             |         | 108W                                 | всплеск                           |
|               |              |                                |                                |                                 |                                             |         |                                      | КрАО:                             |
| 20.XI 1960 г. | То же        | 23 23                          | 23 41                          | 24 40                           |                                             |         | 110W                                 | 10 см — нет                       |
|               | 2800         | 23 23                          | 23 26,5                        | >24 10                          | 400                                         | —       |                                      | всплеска,                         |
|               | 545          | 23 25                          | —                              | 24 15                           | 90                                          | 40      |                                      | 1,5 м — нет                       |
|               | 200          | 23 28                          | —                              | 23 33                           | 220                                         | 100     |                                      | всплеска                          |
|               | 108          | 23 27,5                        | 23 33                          | 23 34,5                         | >300                                        | —       |                                      |                                   |
|               | 108          | 23 38                          | 23 39,9                        | 23 53                           | >300                                        | —       |                                      |                                   |
|               | 18           | 23 42                          | —                              | 23 44                           | —                                           | —       |                                      |                                   |

Но они сопровождались рентгеновским излучением, имеющим хорошую корреляцию с сантиметровыми всплесками [10]. Поэтому отсутствие всплесков от них, скорее всего, связано с экранировкой радиоизлучения соответствующими слоями атмосферы Солнца. Действительно, для этих вспышек значения высот, с которых радиоизлучение может быть видимо, оказались несколько выше, чем для вспышек 5.III, 10.III и 9.VI (см. табл. 2). Исключение из замеченной закономерности составляет протонная вспышка 20.XI 1960 г., об особенностях которой будет сказано ниже.



Таблица 2

Минимальные высоты (над заломбовыми областями в км) над фотосферой, начиная с которых радиоизлучение может быть видимо на Земле

| Дата          | 4,3 мм                                  |                                   |                                          | 3 см                                    |                                   |                                          | 10,7 см                                 |                                   |                                          |
|---------------|-----------------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------------|-----------------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------------|-----------------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------------|
|               | Для минимально удаленной части областей | Для вспышечно-эффективного центра | Для максимально удаленной части областей | Для минимально удаленной части областей | Для вспышечно-эффективного центра | Для максимально удаленной части областей | Для минимально удаленной части областей | Для вспышечно-эффективного центра | Для максимально удаленной части областей |
| 5.III 1959 г. | $6,5 \cdot 10^3$                        | $13,5 \cdot 10^3$                 | $31,6 \cdot 10^3$                        | $13 \cdot 10^3$                         | $20 \cdot 10^3$                   | $38,4 \cdot 10^3$                        | $23 \cdot 10^3$                         | $30,3 \cdot 10^3$                 | $48,8 \cdot 10^3$                        |
| 10.III        | 5,0                                     | 13,5                              | 47,7                                     | 11,4                                    | 20                                | 54,6                                     | 21,4                                    | 30                                | 65,3                                     |
| 9.VI          | 7,5                                     | 21,6                              | 47,7                                     | 14                                      | 28,2                              | 54,6                                     | 24,1                                    | 38,5                              | 65,3                                     |
| 19.IX         | 13,5                                    | 31,6                              | 47,7                                     | 20                                      | 38,4                              | 54,6                                     | 30,3                                    | 48,8                              | 65,3                                     |
| 9.XII         | 13,5                                    | 39,7                              | 63,8                                     | 20                                      | 46,5                              | 70,8                                     | 30,3                                    | 57                                | 81,7                                     |
| 20.XI 1960 г. | 27,6                                    | 47,7                              | 111                                      | 34,3                                    | 54,6                              | 118,5                                    | 44,7                                    | 65,3                              | 130                                      |

В табл. 3 приведены оценки нижней границы высот (в км над фотосферой), выше которых локализованы источники радиоизлучения в сантиметровом диапазоне для четырех солнечных вспышек. Эти данные представляют собой средние высоты, соответствующие минимально отдаленным

Таблица 3

## Нижняя граница высот (в км)

| Дата          | 4,3 мм             | 3 см               | 10 см                 |
|---------------|--------------------|--------------------|-----------------------|
| 5.III 1959 г. |                    | $16\,500 \pm 3500$ |                       |
| 10.III        |                    |                    | $26\,000 \pm 5000$    |
| 9.VI          | $15\,000 \pm 7000$ | $21\,000 \pm 7000$ | $31\,000 \pm 7000$    |
| 20.XI 1960 г. |                    |                    | $55\,000 \pm 10\,000$ |

границам активных областей и вспышечно-эффективным центрам. Можно думать, что во время рассматриваемых вспышек источники радиовсплесков на соответствующих длинах волн были не ниже высот, указанных в табл. 3. Если предполагать, что вспышки возникали в эффективных центрах, что наиболее вероятно, то указанные высоты над ними (см. табл. 2) с той или иной степенью точности отражают значения уровней, на которых находились источники радиоизлучения. В этой связи укажем на данные [11], где значение для высоты источника микроволновых всплесков дается равным  $0,05R_{\odot}$  над фотосферой, что в общем согласуется (за исключением вспышки 20.XI 1960 г.) с нашими результатами. Если принять это предположение и учесть, что от вспышек 10.IX и 9.XII в сантиметровом диапазоне всплески отсутствуют (из-за экранировки), представляется возможным произвести приближенно оценку верхней границы высоты источников. Она оказывается близкой к  $50\,000$  км над фотосферой. Однако эта оценка соответствует, по-видимому, вспышкам более или менее умеренной мощности, так как во время сильной протонной вспышки 20.XI 1960 г. был всплеск на волне  $10$  см при относительно больших значениях высот. Поскольку эта вспышка сопровождалась излучением высокоэнергетических частиц, то вполне возможно, что источники радиоизлучения могли располагаться на более высоких уровнях, чем для обычных вспышек.



Увеличение высот источников радиоизлучения во время мощных вспышек подтверждается результатами [12], где для двух вспышек балла 3 (28.VIII 1957 г. и 3.III 1958 г.) на волне 3,2 см получены значения 0,1—0,2  $R_{\odot}$ . Следовательно, высота локализации источников радиоизлучения во время вспышек, по-видимому, может заметно меняться.

В заключение заметим, что полученные здесь результаты носят оценочный характер. В этом направлении необходимы дальнейшие исследования с привлечением более полного материала.

4 декабря 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. L. Krivsky, V. Letfus. *Studia Geophys. et Geodes.*, 1961, 5, 92.
2. Ю. И. Виноградов, Н. Н. Ерюшев. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 29, 141.
3. А. Р. Панкратов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 1963, 29, 160.
4. R. Hansen. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 6, 260.
5. M. A. Ellison, S. M. McKennan, J. Reid. *Dunsink Observ. Publ.*, 1961, 1, N 3.
6. H. Carmichael, J. F. Steljes, D. C. Rose, B. G. Wilson. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 6, 49.
7. *Quarterly Bulletin on Solar Activity*, 1959, N 125—128.
8. R. J. Coates, A. E. Covington, S. Edelson. *Astron. J.*, 1959, 64, 326.
9. И. С. Шкловский. *Физика солнечной короны*. М., Физматгиз, 1962.
10. M. Kundu. *Solar Radio Astronomy*, 1964, в. II.
11. Дж. Уайлд, С. Смерд, А. Вейсс. *УФН*, 1964, 84, 99.
12. Г. Б. Гельфрейх, В. Н. Ихсанова, Н. Л. Кайдановский, Н. С. Соболева, Г. М. Тимофеева, В. Н. Умецкий. *Парижский симпозиум по радиоастрономии*, 1958 г. (*Радиоастрономия*. ИЛ, 1961, стр. 215).



**СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И УДАРНАЯ ВОЛНА,  
РАСПРОСТРАНЯЮЩАЯСЯ ОТ ВСПЫШЕК  
ЧЕРЕЗ МЕЖПЛАНЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО***А. С. Дворяшин*

Спиральная структура межпланетного магнитного поля, получающаяся при непрерывном радиальном расширении в межпланетное пространство короны Солнца, подтверждена исследованием временных закономерностей в явлении поглощения в полярной шапке, вызванного частицами высоких энергий от протонных вспышек. По достаточно большому числу случаев определено, что агент, вызывающий внезапное начало магнитных бурь (SC), распространяется через межпланетное пространство со скоростью в 2—4 раза большей, чем скорость солнечного ветра. Сделано заключение, что внезапное начало магнитных бурь обусловлено прохождением Земли через фронт бесстолкновительной ударной волны. В одном случае ширина фронта, подсчитанная для бесстолкновительной ударной волны при малых числах Маха, совпадает с шириной фронта, измеренной непосредственно в межпланетном пространстве. Обсуждена структура межпланетного магнитного поля, деформированного прохождением ударной волны от Солнца.

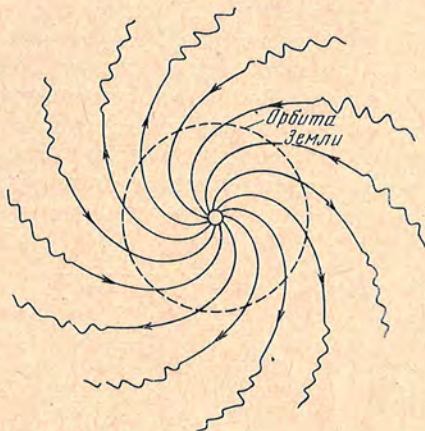
SOLAR WIND AND THE SHOCK WAVE PROPAGATING FROM FLARES THROUGH INTERPLANETARY SPACE, by *A. S. Dvoryashin*.— The spiral structure of the interplanetary magnetic field, resulting from continuous radial expansion of the solar corona in interplanetary space, is confirmed by an investigation of temporal regularities in absorption phenomena in the polar cap due to high energy particles from proton flares. On the basis of a sufficiently large number of cases it is found that the velocity of propagation of the agent, responsible for the sudden commencement (SC) of magnetic storms, through interplanetary space is higher by a factor of 2—4 than that of the solar wind. It is concluded that the SC of magnetic storms is due to the passage of the Earth through a collisionless shock front. The width of the front computed for a collisionless shock wave at small Mach numbers coincides in one case with that of the front measured directly in interplanetary space. The structure of the interplanetary magnetic field, deformed by the propagation of a shock wave from the sun, is discussed.

**1. «Просвечивание» межпланетного пространства  
частицами высоких энергий.****Спиральная структура межпланетного магнитного поля**

Представление о корпускулярном излучении как непрерывном радиальном расширении в межпланетное пространство короны Солнца («солнечный ветер» и его усиление над активными областями — корпускулярные потоки) ведет к образованию спиральной структуры потоков и созда-



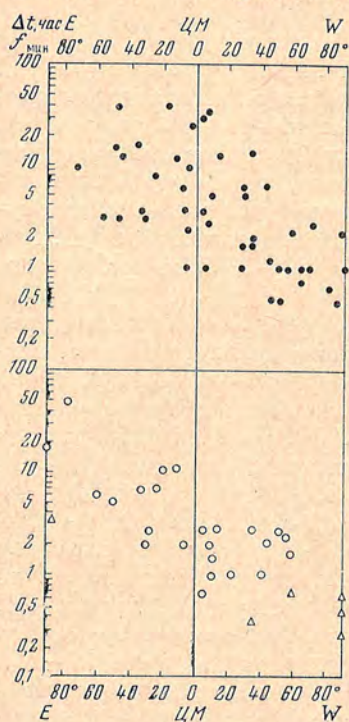
ваемого ими межпланетного магнитного поля (фиг. 1). Эта картина поля при средних спокойных условиях (в отсутствии возмущений от вспышек) подтверждается «просвечиванием» межпланетного пространства частицами высоких энергий от протонных вспышек [1—7]. На фиг. 2 показано



Фиг. 1. Геометрия межпланетного магнитного поля в плоскости солнечного экватора. Поля N- и S-полярности на расстоянии орбиты Земли связаны с областями соответствующей полярности на Солнце

время начала поглощения в полярной шапке (или возрастания минимальных частот отражения от ионосферы  $f_{\min}$  при вертикальном зондировании) в зависимости от долготы протонной вспышки.

При построении фиг. 2 использованы данные о  $f_{\min}$ , полученные на широкой сети ионосферных станций северной и южной полярных шапок за период 1957—1961 гг. Можно видеть, что возрастание  $f_{\min}$  или полное поглощение начинается через 0,5—1 час после начала вспышки на западной полусфере Солнца и через 5—7 час., если вспышка на диске возникает далеко к востоку от центрального меридиана. Наименьшее запаздывание наблюдается в случае вспышек, возникающих на 60—80° к западу от центрального меридиана. Полученные закономерности



объяснимы в предположении наличия в межпланетном пространстве магнитного поля, имеющего спиральную структуру. Это поле облегчает распространение до Земли высокоэнергичных частиц от вспышек, возникающих на 45—60° к западу от центрального меридиана (магнитная связь Земля — Солнце), и сдерживает диффузию частиц к Земле от восточных вспышек (диффузия поперек поля, см. фиг. 1). Действительно, магнитное поле, выносимое солнечным ветром из областей вблизи центрального меридиана, достигает Земли в тот момент, когда активная область, создающая это поле, оказывается на 50—60° к западу от центрального меридиана.

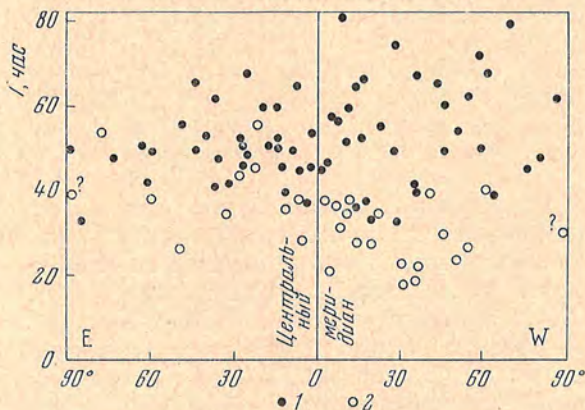
Фиг. 2. Время запаздывания полного поглощения или возрастания  $f_{\min}$  в полярной шапке (по оси ординат) в зависимости от долготы вспышки на Солнце

Вверху — слабые протонные вспышки, внизу — сильные вспышки. Треугольником обозначены вспышки, вызвавшие возрастание интенсивности космических лучей на уровне моря



## 2. Внезапное начало магнитных бурь (SC) -- прохождение Земли через фронт бесстолкновительной ударной волны

По достаточно большому числу случаев определено, что скорость «агента», вызывающего SC магнитных бурь, составляет 800—1800 км/сек, что в 2—4 раза больше скорости солнечного ветра (фиг. 3). Поскольку солнечный ветер заполняет все межпланетное пространство и увлекаемое им магнитное поле обладает заметной азимутальной компонентой, это дает основание предположить, что «агент», создающий SC магнитных бурь, должен быть бесстолкновительной ударной волной, распространяющейся по солнечному ветру и его усилению над активными областями.



Фиг. 3. Время  $T$  запаздывания SC магнитных бурь  
в зависимости от долготы всплесков  
1 — слабые протонные всплески; 2 — сильные

Теория ударных волн в бесстолкновительной плазме развита в [8—25]. Применение этой теории в условиях, существующих в межпланетном пространстве (скорость плазмы  $v \sim 350\text{--}700$  км/сек,  $n \sim 1 \div 10$  протон/см<sup>3</sup>,  $H \sim 5 \div 10$  γ, наличие магнитных неоднородностей), может быть проведено с большой осторожностью. Необходимо, однако, подчеркнуть, что, поскольку межпланетное пространство заполнено плазмой и полем, движущимися от Солнца с  $v \sim 500$  км/сек, ясно, что агент, вызывающий магнитные бури с SC и движущийся от Солнца с  $v \sim 1000\text{--}2000$  км/сек, должен быть бесстолкновительной ударной волной.

Согласно измерениям, проведенным на «Маринере-2» в межпланетном пространстве во время движения от Солнца возмущающего агента, создавшего магнитную бурю с SC 7.X 1962 г., область скачка поля, которую можно было бы отождествить с фронтом бесстолкновительной ударной волны, имеет протяженность  $\sim 10^{10}$  см [26, 27]. Можно показать, что эта величина неплохо согласуется с теоретическими оценками толщины ударного фронта. Структура фронта бесстолкновительной ударной волны детально исследована только для слабых ударных волн с числом Маха — Альвена  $M_A \sim v/v_A \sim 1$ . Именно этот случай имеет место в рассматриваемом нами примере. (Фронт со скоростью  $v \sim 500$  км/сек распространяется по спокойному солнечному «ветру»,  $v_A \sim 380$  км/сек. Следовательно, при  $n \sim 1$ ,  $H \sim 5 \cdot 10^{-5}$  гс число  $M_A = 1,2$ .) Фронт волны состоит из изолированных импульсов магнитного поля, так называемых уединенных волн [8—15], бегущих по невозмущенному газу. Показано [10—14], что ширина переходной области (или ширина фронта бесстолкновительной ударной волны)



по порядку величины близка к величине

$$\Delta \sim \frac{c}{\Omega} (M_A - 1)^{-3/2}, \quad \Omega = \left( \frac{4\pi n e^2}{m_i} \right)^{1/2},$$

где  $n \sim 1$  протон/см<sup>3</sup> — плотность среды, по которой распространяется волна. Подстановка соответствующих данных дает

$$\Delta \sim 1,3 \cdot 10^9 \text{ см.}$$

Учитывая осцилляторную структуру фронта [10—15], это значение можно увеличить в 5—10 раз, и мы, следовательно, получаем для ширины ударного фронта бесстолкновительной ударной волны значение, близкое к скачку поля, измеренному непосредственно в межпланетном пространстве во время движения возмущающего агента (плазменного фронта<sup>1</sup>), создавшего магнитную бурю с SC 7.X 1962 г.

Таким образом, развиваемое нами ранее [29—32] представление о возмущающем агенте, как ударной волне в бесстолкновительной плазме, идущей впереди плазменного облака (корпускулярного потока) и вызывающей внезапное начало магнитных бурь, подтверждается непосредственно прямыми экспериментами, проведенными в межпланетном пространстве с помощью спутников и ракет [26—28].

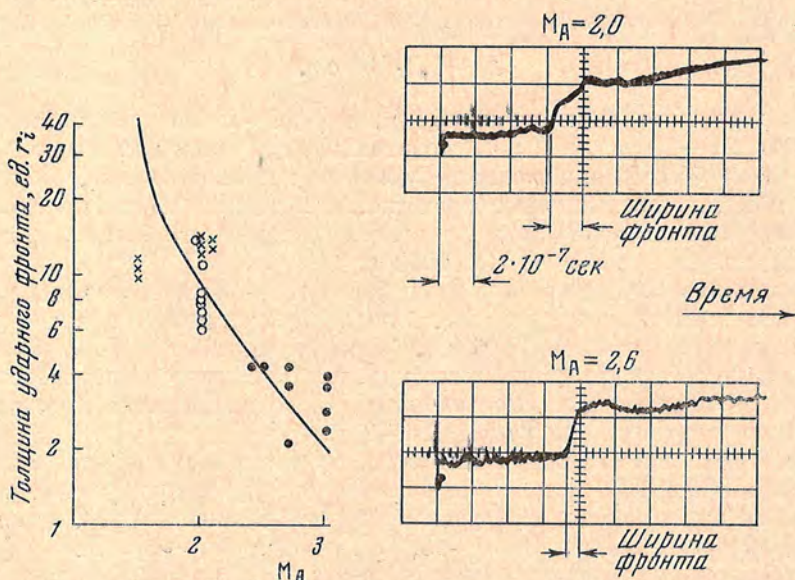
Возрастание поля во время SC близко по форме и структуре (если принять во внимание КПК при SC [29]) скачку поля, регистрируемому в ударных трубах при прохождении фронта ударной волны. Р. З. Сагдеевым и другими авторами показано [10—15, 17], что при  $M_A \sim 2$  ширина фронта равна  $c/\Omega$  и сильно возрастает при меньших  $M_A$ . На фиг. 4 дана теоретическая зависимость ширины фронта бесстолкновительной ударной волны от числа Маха — Альвена (сплошная кривая) и ширина фронта, измеренная экспериментально [24] в кольцевой ударной трубе. Данные, обозначенные крестиками, получены в эксперименте, когда начальное давление водорода было между 80 и 110 мм. Крестики соответствуют экспериментам, где в ударном фронте замечена определенная структура (см., например, верхнюю осциллограмму на фиг. 5). Черные кружки относятся к экспериментам, в которых фронт не обнаруживает какой-либо колебательной структуры (см., например, нижнюю осциллограмму на фиг. 5). Результаты указывают, что ширина фронта бесстолкновительной ударной волны есть функция числа Маха, причем, более высоким значениям числа Маха соответствует более резкий фронт волны.

Осциллограммы, приведенные на фиг. 5, получены при измерении излучения в линии  $\lambda 4400 \text{ \AA}$  плазмой, нагретой при прохождении ударной волны. Скорость фронта определялась из различия моментов времени, в которые сигнал появлялся в разных частях трубы. Время, необходимое для того, чтобы сигнал фотоумножителя достиг постоянной величины после начала сигнала, умноженное на скорость ударной волны, дает ширину ударного фронта. Начальное давление водорода 80 мм. Верхняя осциллограмма показывает структуру фронта при  $M_A = 2$ , нижняя осциллограмма получена при  $M_A = 2,6$ . Отсутствие структуры в этом случае обусловлено, видимо, не столько большим значением числа Маха в этом измерении, сколько условиями самого эксперимента, где длина свободного пробега по отношению к перезарядке была меньше или равна толщине наблюдаемого фронта волны. Следовательно, возникает вопрос о справедливости интерпретации результатов проводившихся экспериментов в понятиях динамики бесстолкновительной плазмы. Генерация ударного фронта в условиях заведомо бесстолкновительной плазмы и исследование структуры

<sup>1</sup> Сообщалось [28], что магнитометр на «Маринере-2» зарегистрировал плазменный фронт толщиной 50 000 км, т. е.  $5 \cdot 10^9$  см.



фронта с помощью электронно-оптических преобразователей и магнитных зондов проведены в работе А. М. Искольдского и др. [33]. Результаты этих экспериментов подтверждают наличие осцилляций внутри фронта бесстолкновительной ударной волны, причем размер осцилляций качественно согласуется с предсказаниями теории [12, 21].



Фиг. 4. Зависимость ширины фронта бесстолкновительной ударной волны от числа Маха — Альвена

Фиг. 5. Осциллограммы, полученные при измерении излучения в линии  $\lambda 4400 \text{ \AA}$  плазмы, нагретой при прохождении ударной волны

Обнаруженная в экспериментах зависимость ширины фронта бесстолкновительной ударной волны от числа Маха — Альвена [10, 17] позволяет надеяться, что привлечение этих результатов окажется полезным при объяснении многих фактов при разработке теории внезапного начала магнитных бурь. Естественно предположить, что по аналогии с лабораторными экспериментами более высоким значениям числа Маха — Альвена будет соответствовать и более резкий и узкий фронт бесстолкновительной ударной волны в межпланетном пространстве. При набегании такого фронта на Землю мы должны увидеть на записях магнитного поля более резкий скачок поля во время SC магнитной бури. Действительно, исследование записей большого числа SC магнитных бурь показало, что более быстрый рост поля соответствует большим амплитудам SC, а последние в свою очередь наблюдаются во время бурь, имеющих меньшее время запаздывания (см. фиг. 3).

Следовательно, более быстрый рост поля во время магнитных бурь соответствует более высоким значениям числа Маха — Альвена, т. е. более резкому фронту бесстолкновительной ударной волны, идущей от Солнца. Разумеется, использование вариационных магнитографов в качестве аналога прибора, регистрирующего скачок поля в ударных трубах при прохождении фронта бесстолкновительной ударной волны [24, 33], может быть проведено с большой осторожностью. Однако это можно сделать, если точно учесть влияние различных факторов (изменение плотности верхней атмосферы и магнитосферы с циклом солнечной активности, сезоном, временем суток, а также в связи с возмущениями геомагнитного поля) на распространение гидромагнитных волн, переносящих сигнал от границы магнитосферы до Земли.



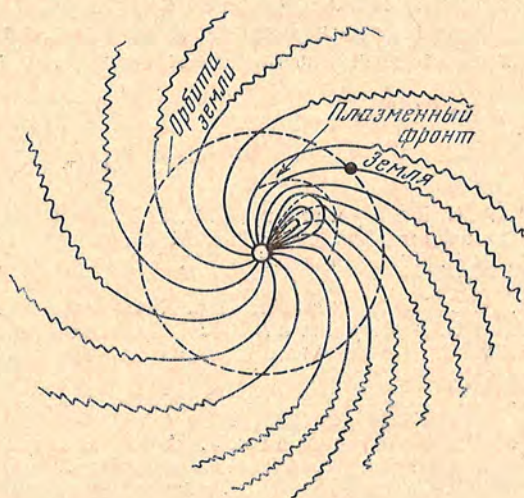
В этой связи представляется важным изучение тонкой структуры внезапного начала магнитных бурь и возбуждаемых во время внезапного начала короткопериодических колебаний магнитного поля, регистрируемых на флюксометрических установках, обеспечивающих достаточное разрешение во времени.

### 3. Модель «агента», создающего бури с SC

В заключение приведем предварительную модель возмущающего агента, создающего бури с SC (корпускулярный поток в общепринятой терминологии).

Тот факт, что магнитные бури с SC могут быть связаны со вспышками, возникающими достаточно далеко от центрального меридиана, в том числе вблизи края диска, указывает, что возмущение от Солнца распространяется широким фронтом, почти по полусфере (см. фиг. 3). Так как время запаздывания не зависит от долготы вспышки, можно заключить, что распространяющееся от Солнца возмущение (по крайней мере его передний край) обладает сферической симметрией<sup>1</sup>. Резкий скачок поля во время SC ( $\sim 2-3$  мин) свидетельствует, что приближающийся фронт, ответственный за SC, довольно резкий и может быть отождествлен с фронтом бесстолкновительной ударной волны, идущей впереди плазменного облака («поршня») по солнечному ветру и его усилению над активными областями. В одном случае, а именно 7.X 1962 г., плазменный фронт был измерен непосредственно в межпланетном пространстве [26—28] и его ширина оказалась в удовлетворительном согласии с теоретическими подсчетами ширины фронта бесстолкновительной ударной волны при малых числах Маха—Альвена ( $M_A < 2$ ).

Фиг. 6. Межпланетное магнитное поле, деформированное прохождением агента, создающего бури с SC (неоднородности поля не обозначены)



Вслед за ударным фронтом идет сжатая плазма, которая, оказывая повышенное давление на магнитосферу, ответственна за начальную фазу магнитных бурь. Длительность начальной фазы, в среднем 1—3 часа, указывает, по-видимому, на толщину слоя плазмы повышенной плотности, проходящей мимо Земли в это время. Именно такая картина бури наблюдалась во время полета «Маринера-2»: вслед за плазменным фронтом, в котором зарегистрировано примерно пятикратное возрастание плотности,

<sup>1</sup> Малое число случаев отождествления бурь со вспышками вблизи лимба не позволяет сделать уверенное заключение о меньшей скорости распространения возмущения от лимбовых вспышек, хотя такая тенденция намечается.



в течение 3—4 час. проходил слой плазмы повышенной плотности, величина которой возвратилась к нормальному уровню лишь через 5 час. после прохождения плазменного фронта.

Структура межпланетного магнитного поля, деформированного при прохождении «агента», создающего бури с SC, показана на фиг. 6. Перед плазменным фронтом бесстолкновительной ударной волны конфигурация межпланетного магнитного поля может быть представлена спиралью Архимеда для соответствующей скорости ветра. На фронте бесстолкновительной ударной волны имеет место скачок скорости, плотности и напряженности поля. При сжатии отдельных плазменных облаков, содержащих неоднородности поля и выполняющих роль рассеивающих центров, напряженность поля может возрастать до 50—80 γ. Область повышенных значений напряженности поля и плотности плазмы может проходить мимо Земли в течение времени, большего, нежели длительность начальной фазы магнитных бурь. При достаточно интенсивном разогреве внешней магнитосферы Земли бесстолкновительными магнитно-гидродинамическими ударными волнами разогрев магнитосферы и соответственно образование кругового тока и падение поля в главной фазе магнитной бури могут наблюдаться и в условиях, когда Земля продолжает оставаться погруженной в поток плазмы повышенной плотности. Плазменные облака, выброс которых оптически наблюдается во время лимбовых вспышек, несут свое собственное магнитное поле. При большой скорости плазменного облака увлекаемое им поле в меньшей степени закручивается в спираль вращением Солнца, так что межпланетное магнитное поле в этой области становится близким к радиальному. Неоднородности поля и плазмы на фиг. 6 не обозначены, чтобы не маскировать основные черты межпланетного магнитного поля. Можно ожидать, что по воздействию на космические лучи обсуждаемая нами динамическая картина плазмы и поля близка к модели магнитного полупрозрачного поршня, развиваемой Л. И. Дорманом [34] для объяснения вариаций космических лучей.

17 декабря 1965 г.

## Л и т е р а т у р а

1. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1961, 26, 90.
2. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. Астрон. ж., 1961, 37, вып. 3, 419.
3. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1962, 28, 293.
4. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 221.
5. А. С. Дворяшин. В сб. «Солнечная активность». Изд-во «Наука», 1965, стр. 92.
6. А. С. Дворяшин. Геофизика и астрономия. Информ. бюлл. № 5 Комитета МГГ АН УССР, 1963, 272.
7. A. S. Dvoryashin. J. Phys. Soc. Japan, 1962, 17, Suppl. A — 11, 532.
8. J. Adlam, I. Allen. Phyl. Mag., 1958, 3, 448.
9. Р. З. Сагдеев. В сб. «Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций», № 4. Атомиздат, 1958, стр. 384.
10. Р. З. Сагдеев. ЖТФ, 1961, 31, 1185.
11. Р. З. Сагдеев. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме. Ин-т ядерной физики Сиб. отд. АН СССР. Препринт, 1963.
12. R. Sagdeev. Magnetohydrodynamic shock waves in low-density ionised gas. Symposium on Electromagnetics and Fluids Dynamics of Gaseous Plasma. Polytechnic Institute of Brooklyn, 1962, 4, 443.
13. S. S. Moiseev, R. Z. Sagdeev. J. Nuclear Energy. Part C, 1963, 5, N 1, 43.
14. Р. З. Сагдеев. В сб. «Вопросы физики плазмы», вып. 4. Атомиздат, 1964, стр. 20.
15. В. И. Карпман. В сб. «Проблемы магнитной гидродинамики и космической газодинамики». Изд-во «Наука», 1964, стр. 36.
16. А. А. Галеев, В. И. Карпман. ЖЭТФ, 1963, 44, 592.
17. F. I. Fishman, A. R. Kantrowitz, H. E. Petschek. Rev. Mod. Phys., 1960, 32, N 4, 959.



## ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

И. М. Копылов

1. На основе предыдущих работ автора [2, 3] вычислены значения  $\lg n_e$  и  $\lg P_e$  в атмосферах 316 звезд ранних спектральных классов (преимущественно O5—F2). Определены средние значения  $\lg n_e$  и  $\lg P_e$  для звезд различных спектральных последовательностей (классов светимости). Проведено сравнение полученных результатов с данными из теоретических моделей звездных атмосфер [8, 9].

2. Вычислены размеры однородных водородных атмосфер ( $\lg H$ ) и радиусы ( $\lg R$ ) горячих звезд. Отношение  $\lg H/R$  монотонно меняется со спектральным классом от  $-1,0$  для звезд O5 до  $-5,0$  для звезд A7, а затем снова возрастает до  $-3,0$  к звездам G (Солнце). Относительные размеры атмосфер у сверхгигантов ( $\lg H/R$ ) примерно такие же, как и у звезд главной последовательности соответствующих температур. Во всех случаях атмосферы звезд O5 — F5 можно рассматривать при теоретическом анализе как плоскопараллельные слои.

3. Путем анализа эволюционных треков звезд с массами  $1 \div 63 M_\odot$  от исходной главной последовательности на диаграмме ( $\lg L/L_\odot$ ,  $\lg T_{\text{эфф}}$ ) получены зависимости массы и ускорения силы тяжести на поверхности от спектрального класса для основных спектральных последовательностей (классы светимости V, IV, III, Ib и Ia), см. табл. 2.

4. По теоретическим моделям звездных атмосфер [8] были определены  $\lg H$  для звезд различных классов светимости в интервале O4,5 — F0,3. Согласно с  $\lg H$ , вычисленными в § 2, отличное для звезд B0 — F2 главной последовательности и для сверхгигантов O9 — B3. Но расхождения довольно велики для звезд O5—O8 и для сверхгигантов B5 — F2. Наиболее вероятная причина этих расхождений — несоответствие структуры вычисленных моделей атмосферам реальных звезд такого типа.

Полученные характеристики горячих звезд сравниваются с их значениями в справочнике К. У. Аллена [1].

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF HOT STARS, by I. M. Kopylov.— 1. The values of  $\lg n_e$  and  $\lg P_e$  for the atmospheres of 316 early type stars (predominantly O5 — F2) are computed on the basis of previous papers by the author [2, 3]. The mean values of  $\lg n_e$  and  $\lg P_e$  for stars of different spectral sequences (luminosity classes) are determined. The results are compared with computed theoretical models of stellar atmospheres [8, 9].

2. The dimensions of homogeneous hydrogen atmospheres ( $\lg H$ ) and radii ( $\lg R$ ) of hot stars are computed. The ratio  $\lg H/R$  varies monotonically with spectral type from  $-1.0$  for O5 stars to  $-5.0$  for A7 stars, and then increases to  $-3.0$  for G type stars (the Sun). The relative dimensions of supergiant atmospheres ( $\lg H/R$ ) are about the same as those of MS stars of corresponding temperatures. In all cases in theoretical analyses the atmospheres of stars can be considered as plane-parallel layers.

3. The dependence of mass and gravity acceleration at the surface on spectral class for the main spectral sequences (luminosity classes V, IV, III, Ib and Ia) are obtained from an analysis of the evolutionary tracks of stars with  $1-63 M_\odot$  in the ( $\lg L/L_\odot$ ,  $\lg T_{\text{eff}}$ ) diagram.



18. C. S. Gardner, H. Goertzel, H. Grad, C. S. Morawetz, M. H. Rose, H. Rubin. Вторая международная конференция по мирному использованию атомной энергии. М., 1959, 1, 94.
19. P. L. Auer, H. Hurwitz, R. W. Kilb. Phys. Fluids, 1961, 4, N 9, 1105.
20. P. L. Auer, H. Hurwitz, R. W. Kilb. Phys. Fluids, 1962, 5, N 3, 298.
21. R. W. Morton. Finite Amplitude Compression waves in Collision Free Plasma. Preprint № VO-10434, New York Univ., 1964.
22. C. S. Morawetz. Phys. Fluids, 1961, 4, 998.
23. C. S. Morawetz. Phys. Fluids, 1962, 5, 1447.
24. R. M. Patrick. Phys. Fluids, 1960, 3, N 2, 321.
25. Г. Е. Печек. Бесстолкновительная плазма. Вводный доклад на IV симпозиуме по космической газодинамике. 18—30 августа 1960 г., Варенна, Италия («Космическая газодинамика». Перевод с англ. под ред. Э. Е. Дубова. М., Изд-во «Мир», 1964, стр. 620).
26. M. Neugebauer, C. W. Snyder. Science, 1962, 138, 1095.
27. C. W. Snyder, M. Neugebauer. Space Research, IV. North-Holland Publishing Company. Amsterdam, 1964, p. 89.
28. Trans. Amer. Geophys. Union, 1963, 44, N 3, 783.
29. А. С. Дворяшин. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1959, 21, 198.
30. А. С. Дворяшин. Возбуждение короткопериодических колебаний магнитного поля Земли во время внезапного начала магнитных бурь. Труды 5-й Ассамблеи СКМТГ. Изд-во АН СССР, 1959.
31. А. С. Дворяшин. Информ. бюлл. № 4 Комитета МТГ АН УССР, 1961, 107.
32. A. S. Dvoryashin. Space Research, IV. North-Holland Publishing Company. Amsterdam, 1964, p. 780.
33. А. М. Искольдский, Р. Х. Куртмуллаев, Ю. Е. Нестерхин, А. Г. Пономаренко. ЖЭТФ, 1964, 47, вып. 2, 774.
34. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей и исследование космоса. Изд-во АН СССР, 1963, стр. 948.



4. The values of  $\lg H$  for O4.5—F0.3 stars of different luminosity classes are determined on the basis of theoretical models of stellar atmospheres [8]. For B0 — F2 MS stars and O9 — B3 supergiants these values are in excellent agreement with those computed in part 2. However the differences are rather large for O5—O8 stars and B5 — F2 supergiants. Most probable cause of this differences is inconsistency of model structure with real stellar atmospheres.

Obtained characteristics of hot stars are compared with the data of C. W. Allen handbook [1].

Для весьма широкого круга задач астрофизики, звездной астрономии и космогонии требуются достаточно надежные сведения о таких фундаментальных характеристиках звезд, как массы, радиусы, светимости, поверхностные температуры, ускорения силы тяжести на поверхности и т. п. Во многих случаях необходимо знать и такие основные свойства атмосфер звезд, как, например, средняя электронная плотность или давление, средняя температура и геометрические размеры обрабатываемого слоя и др. Однако специфика современных астрофизических исследований такова, что очень редко и с большими трудностями проводятся широкие исследования, имеющие своей целью получение по возможности однородных рядов определений какой-либо важной характеристики для обширного класса или комплекса звезд. Вследствие этого при составлении сводок необходимых основных характеристик нормальных звезд встречаются значительные осложнения, вызванные необходимостью оценки точности определения той или иной характеристики звезды различными исследователями, выбором наиболее надежной системы этих характеристик и приведением всех остальных рядов к этой оптимальной системе.

По мере усовершенствования наших методов определения звездных характеристик, как в принципе, так и в отношении точности, в уже принятые системы звездных параметров приходится вводить различного рода уточнения, иногда весьма существенные. В частности, это можно увидеть из сравнения численных данных главы 10 (нормальные звезды) в 1-м и 2-м изданиях известного астрофизического справочника К. У. Аллена [1].

Мы предприняли попытку установить с использованием некоторых новых методов по возможности однородные системы основных физических характеристик звезд ранних спектральных классов (O5 — F2).

## § 1. Электронные плотности и давления в атмосферах горячих звезд

Электронные плотности и давления в атмосферах звезд ранних спектральных классов были вычислены с использованием результатов предыдущих работ автора [2, 3].

В [2] были вычислены электронные плотности в атмосферах горячих звезд по номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии  $n_m$  (272 звезды) и по двум вариантам известного метода А. Унзоляда (317 звезд, включая и Солнце).

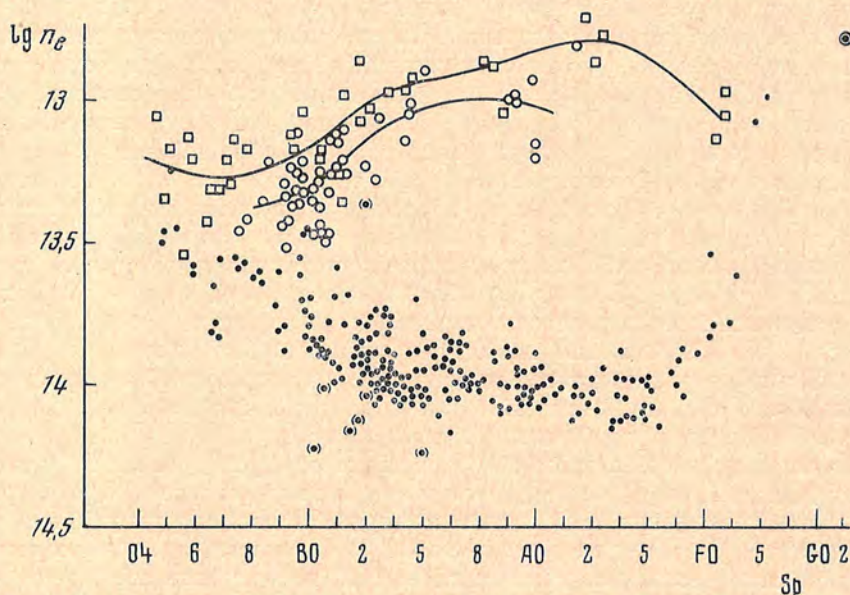
В [3] был проведен детальный анализ метода Унзоляда и предложена его модификация. Были рассчитаны две поправки, которые необходимо ввести в находимые методом Унзоляда значения  $\lg n_e$  для того, чтобы учесть: а) переналожение высших членов бальмеровской серии (поправка  $\delta$ ) и б) вклад электронов в увеличение  $W_\lambda$  водородных линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  (поправка  $\Delta$ ). Обе эти поправки могут быть легко найдены по наблюдаемым величинам  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и спектральному классу (температуре) звезды.

В [3] было показано также, что эффективные оптические глубины образования линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в атмосфере практически совпадают со сред-



ней эффективной глубиной образования всего абсорбционного спектра звезды в целом. Поэтому находимые по водородным линиям электронные плотности можно рассматривать как характерные для атмосферы звезды в целом. В случае, если мы определили тем или иным путем, по той или иной достаточно большой совокупности наиболее типичных абсорбционных линий в спектре среднюю температуру атмосферы звезды  $T_a$ , то можно найти и среднее электронное давление в атмосфере.

В [3] было показано, что именно такими средними эффективными параметрами атмосфер необходимо пользоваться при так называемом грубом анализе звездных спектров (общий анализ параметров звездной атмосферы,



Фиг. 1. Зависимость средней электронной плотности в атмосфере звезды от спектрального класса

определение относительного обилия химических элементов в атмосфере и т. п.).

С учетом этих результатов и соображений из [2, 3] нами и проводятся далее определения  $\lg n_e$  и  $\lg P_e$ .

Так, в значения  $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m$ , приведенные в последнем столбце табл. 3 в [2], были введены в соответствии с методикой, подробно изложенной в [3], поправки  $\delta$  и  $\Delta$ . Они были найдены для каждой звезды по средней эквивалентной ширине линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и по спектральному классу, определенному количественными методами в [4—6].  $M_v$  для дальнейшего анализа также взяты из [4—6].

Значения  $\lg n_e = \lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m + \delta + \Delta$  относятся к тем слоям атмосферы, где образуются водородные линии и весь абсорбционный спектр в целом, т. е. характеризуют собой средние условия в обрабатываемом слое звезды.

Зависимость найденных таким способом  $\lg n_e$  от спектрального класса для 316 звезд в спектральном интервале O5 — F5 представлена на фиг. 1. Кругом с точкой нанесено Солнце (G2 V). Сверхгиганты Ia нанесены квадратами, Ib — светлыми кружками, звезды главной последовательности (в широком смысле слова — классы светимости III—V) — точками. На фиг. 1 четко вырисовываются две полосы (последовательности) горячих звезд: полоса сверхгигантов и главная последовательность. Полосы сливаются вблизи подкласса B0 (в этом спектральном подклассе



| Sp   | $\lg n_e (n_e \text{ в см}^{-3})$<br>для классов светимости |       |        |       |       | $\lg H (H \text{ в см})$<br>для классов светимости |       |       |       |       | $\lg R (R \text{ в см})$<br>для классов светимости |       |       |       |       | $\theta_a$ |
|------|-------------------------------------------------------------|-------|--------|-------|-------|----------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|----------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|------------|
|      | V                                                           | IV    | III    | Ib    | Ia    | V                                                  | IV    | III   | Ib    | Ia    | V                                                  | IV    | III   | Ib    | Ia    |            |
|      |                                                             |       |        |       |       |                                                    |       |       |       |       |                                                    |       |       |       |       |            |
| O4   | 13,50                                                       |       | 13,12  |       |       | 10,40                                              |       | 10,93 |       |       | 11,92                                              |       | 12,06 |       |       | 0,110      |
| O5   | 13,52                                                       |       | 13,17  |       |       | 10,28                                              |       | 10,82 |       |       | 11,92                                              |       | 12,06 |       |       | 0,123      |
| O6   | 13,54                                                       |       | 13,23  |       |       | 10,15                                              |       | 10,67 |       |       | 11,92                                              |       | 12,07 |       |       | 0,136      |
| O7   | 13,58                                                       |       | 13,28  |       |       | 10,00                                              |       | 10,49 |       |       | 11,92                                              |       | 12,08 |       |       | 0,148      |
| O8   | 13,63                                                       |       | 13,32  |       |       | 9,82                                               |       | 10,32 |       |       | 11,91                                              |       | 12,09 |       |       | 0,161      |
| O9   | 13,71                                                       |       | 13,37  |       |       | 9,56                                               |       | 10,09 |       |       | 11,89                                              | 11,95 | 12,0  | 12,10 | 12,16 | 0,179      |
| O9,5 | 13,76                                                       | 13,67 | 13,42  | 13,38 | 13,34 | 9,39                                               | 9,48  | 9,80  | 10,05 | 10,12 | 11,86                                              | 11,93 | 11,99 | 12,11 | 12,21 | 0,192      |
| B0   | 13,82                                                       | 13,74 | 13,51  | 13,34 | 13,30 | 9,22                                               | 9,35  | 9,53  | 10,01 | 10,05 | 11,83                                              | 11,91 | 11,98 | 12,12 | 12,27 | 0,202      |
| B0,5 | 13,88                                                       | 13,81 | 13,66  | 13,26 | 13,21 | 9,07                                               | 9,26  | 9,37  | 10,00 | 10,04 | 11,79                                              | 11,88 | 11,97 | 12,16 | 12,34 | 0,216      |
| B1   | 13,93                                                       | 13,87 | 13,76  | 13,18 | 13,12 | 8,98                                               | 9,16  | 9,24  | 10,03 | 10,07 | 11,74                                              | 11,86 | 11,96 | 12,21 | 12,41 | 0,229      |
| B2   | 13,98                                                       | 13,92 | 13,84  | 13,11 | 13,00 | 8,85                                               | 8,96  | 9,03  | 10,16 | 10,27 | 11,63                                              | 11,79 | 11,91 | 12,29 | 12,49 | 0,255      |
| B3   | 13,99                                                       | 13,93 | 13,89  | 13,08 | 12,95 | 8,68                                               | 8,75  | 8,81  | 10,15 | 10,36 | 11,46                                              | 11,58 | 11,70 | 12,34 | 12,59 | 0,293      |
| B5   | 14,00                                                       | 13,95 | 13,90  | 13,09 | 12,95 | 8,47                                               | 8,53  | 8,59  | 9,96  | 10,23 | 11,38                                              | 11,48 | 11,54 | 12,39 | 12,59 | 0,336      |
| B6   | 14,00                                                       | 13,95 | 13,90  | 13,11 | 12,95 | 8,23                                               | 8,29  | 8,40  | 9,72  | 10,04 | 11,31                                              | 11,43 | 11,49 | 12,42 | 12,64 | 0,381      |
| B8   | 14,00                                                       | 13,96 | 13,92  | 13,14 | 12,96 | 8,03                                               | 8,07  | 8,16  | 9,47  | 9,84  | 11,25                                              | 11,39 | 11,46 | 12,45 | 12,69 | 0,440      |
| B9   | 14,00                                                       | 13,98 | 13,94  | 13,15 | 12,96 | 7,83                                               | 7,87  | 7,83  | 9,19  | 9,61  | 11,22                                              | 11,37 | 11,45 | 12,47 | 12,74 | 0,511      |
| A0   | 14,01                                                       | 13,98 | 13,95  | 13,18 | 12,91 | 7,64                                               | 7,70  | 7,62  | 8,93  | 9,34  | 11,20                                              | 11,36 | 11,43 | 12,50 | 12,79 | 0,567      |
| A1   | 14,04                                                       | 13,98 | 13,97  | 13,20 | 12,83 | 7,44                                               | 7,49  | 7,49  | 8,64  | 9,05  | 11,19                                              | 11,36 | 11,42 | 12,52 | 12,83 | 0,617      |
| A2   | 14,07                                                       | 13,98 | 13,98  |       | 12,79 | 7,23                                               | 7,30  | 7,35  |       | 8,76  | 11,18                                              | 11,35 | 11,43 | 12,54 | 12,88 | 0,652      |
| A3   | 14,09                                                       | 13,96 | 14,00  |       | 12,86 | 6,90                                               | 7,10  | 7,15  |       | 8,50  | 11,15                                              | 11,33 | 11,45 | 12,56 | 12,95 | 0,695      |
| A5   | 14,08                                                       | 13,93 | 13,99  |       | 12,93 | 6,75                                               | 6,85  | 6,89  |       | 8,23  | 11,14                                              | 11,30 | 11,49 |       | 13,00 | 0,725      |
| A7   | 13,95                                                       | 13,89 | 13,95  |       | 13,00 | 6,71                                               | 6,68  | 6,76  |       | 8,03  | 11,11                                              | 11,28 | 11,56 |       | 13,07 | 0,760      |
| F0   | 13,74:                                                      | 13,83 | 13,87: |       | 13,07 | 6,85                                               | 6,59  | 6,70  |       | 7,88  | 11,06                                              | 11,27 | 11,66 |       | 13,13 | 0,800      |
| F2   | 13,45:                                                      | 13,71 |        |       | 13,12 | 7,15                                               | 6,75  |       |       | 7,78  | 11,03                                              | 11,27 | 11,76 |       | 13,19 | 0,850      |
| F5   |                                                             | 13,1: |        |       | 13,17 | 7,35:                                              | 7,80: |       |       | 7,70: | 11,00                                              | 11,26 |       |       | 13,16 | 0,892      |
| F8   |                                                             |       |        |       |       | 7,50:                                              |       |       |       |       | 10,96                                              |       |       |       |       | 0,930:     |



смыкаются обе полосы и на диаграмме спектр — абсолютная величина [4]) и вблизи подкласса F5 (для звезд F2 и более поздних спектральных подклассов интенсивности водородных линий постепенно перестают быть действенным критерием светимости и электронной плотности в атмосфере звезды).

Наибольшие значения  $\lg n_e$  для звезд главной последовательности не превосходят 14,2 и мало изменяются, особенно в интервале B0 — A7. Однако различия в  $\lg n_e$  для звезд главной последовательности и сверхгигантов довольно велики и в этом интервале спектральных классов доходят до 1,5.

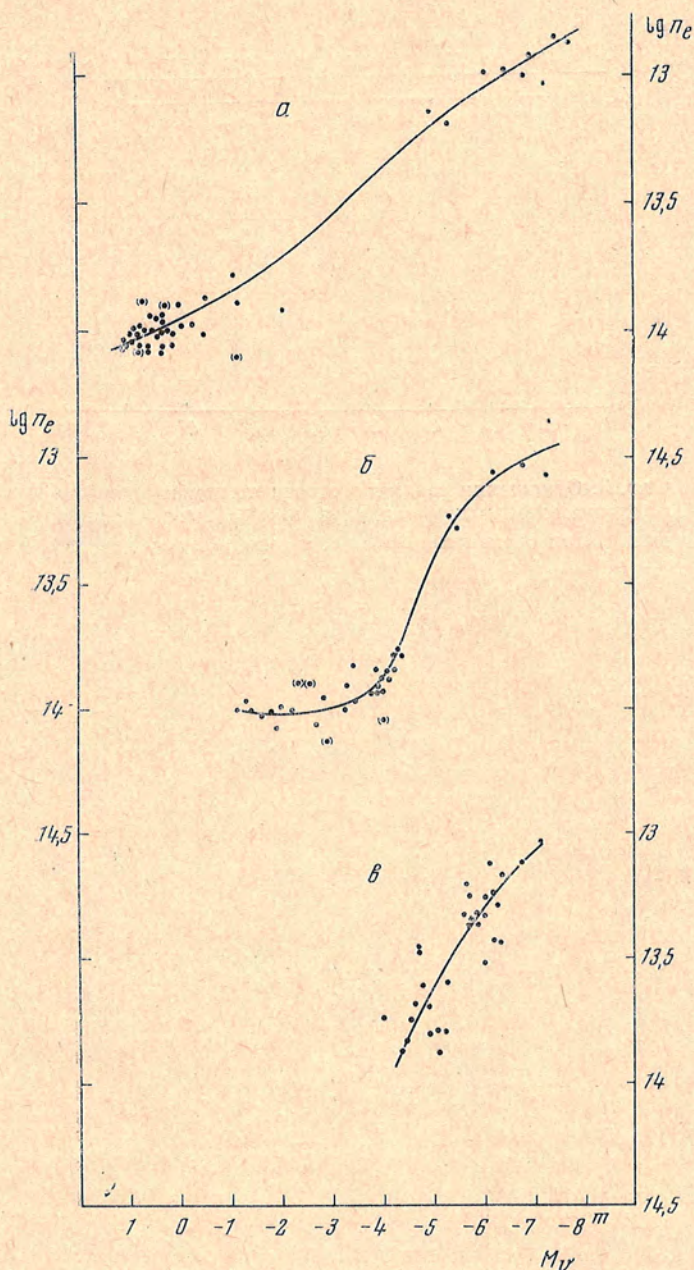
На фиг. 2 мы построили в качестве иллюстрации зависимости  $\lg n_e$  от абсолютной величины звезды  $M_v$  для трех узких интервалов спектральных классов. Зависимости оказываются довольно четкими и позволяют вполне надежно определять средний логарифм электронной плотности по спектральному классу и абсолютной величине (классу светимости) звезды. Можно определить  $\lg n_e$  с ошибкой, не превосходящей 0,10—0,15, а в большинстве случаев и с заметно меньшей. Поскольку суммарная окончательная ошибка в  $\lg n_e$ , находящаяся индивидуальным путем для каждой звезды по ее водородному спектру (см. [3]), может достигать таких же значений, то становится совершенно очевидным, что для широкого круга астрофизических задач, где необходимо знать лишь среднюю электронную плотность в атмосферах звезд с точностью до 20—30%, достаточно знать лишь спектральный класс и светимость звезды (или класс светимости в системе МК).

Для перехода к электронным давлениям необходимо выбрать такую шкалу звездных температур, которая наилучшим образом характеризовала бы обрабатываемый слой звезды. Наиболее подходящей шкалой, по нашему мнению, может служить объединенная шкала ионизационных температур ( $T_{\text{ион}}$ ) и температур возбуждения ( $T_{\text{возб}}$ ). Шкалы  $T_{\text{ион}}$  и  $T_{\text{возб}}$  получены в [7]. Наибольшая относительная разница  $T_{\text{ион}} - T_{\text{возб}} / T_{\text{ион}}$  во всем изучаемом здесь интервале спектральных классов не превосходит 10% и составляет в среднем не более 5%. Во всем интервале спектральных классов имеет место неравенство  $T_0 < T_{\text{возб}}$ ,  $T_{\text{ион}} < T_{\text{эфф}}$ ;  $T_{\text{ион}}$  и  $T_{\text{возб}}$  находятся обычно по большому числу линий абсорбционного спектра и относятся, таким образом, к обрабатываемому слою в среднем.

Фиг. 3 позволяет сравнить значения различного рода температур в атмосферах горячих звезд. Здесь нанесены в зависимости от  $\theta_{\text{эфф}}$  отношения температур:  $T_0/T_{\text{эфф}}$  — теоретическое, вычисленное Д. Михаласом [8] для 20 моделей звездных атмосфер с  $\lg g = 4$  — нижняя сплошная кривая. Крестиками обозначены значения  $T_a/T_{\text{эфф}}$ , вычисленные нами для этих же 20 моделей атмосфер путем сравнения оптических глубин образования абсорбционных линий и непрерывного спектра в фотографической области длин волн ( $\lambda 4235 \text{ \AA}$ ) [3] и оптических глубин, при которых  $\theta = \theta_{\text{эфф}}$  [8]. Кружками обозначены отношения  $T_{\text{ион}} + T_{\text{возб}} / 2T_{\text{эфф}}$ , взятые с незначительными уточнениями из [7]. Видно, что соотношения между  $T_a$  и  $T_{\text{эфф}}$ , найденные из теории и эмпирически, сравнительно хорошо согласуются, особенно в области  $0,15 < \theta_{\text{эфф}} < 0,45$ , что соответствует интервалу спектральных классов B0 — B9. Расхождения могут быть полностью объяснены теми ошибками, с которыми мы установили шкалу эффективных температур и шкалу  $T_{\text{ион}}$  и  $T_{\text{возб}}$  в [7]. Во всяком случае, расхождения не превосходят 10%. Следовательно, при пересчете  $\lg n_e$  в  $\lg P_e$  с помощью шкалы  $T_a$  мы вводим возможную ошибку не более 0,04, что явно меньше обычных ошибок определения  $\lg n_e$ . Учитывая это, мы приняли в качестве  $T_a$  полусумму  $T_{\text{ион}}$  и  $T_{\text{возб}}$  из [7]. Значения  $\theta_a = 5040/T_a$  приведены в последнем столбце табл. 1.

На фиг. 4 нанесены вычисленные значения  $\lg P_e$  ( $P_e = n_e k T_a$ ) в зависимости от спектрального класса. Сверхгиганты нанесены маленькими





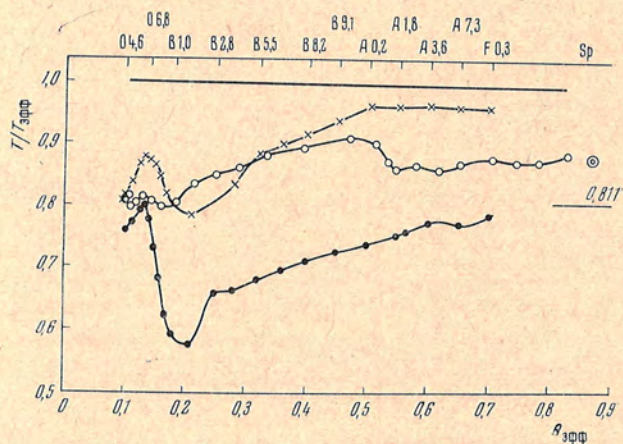
Фиг. 2. Зависимость  $\lg n_e$  от  $M_v$  звезды для узких интервалов спектральных классов

*a* — B8,0 — A0,9; *b* — B1,5 — B2,5; *v* — O8,9 — B0,0

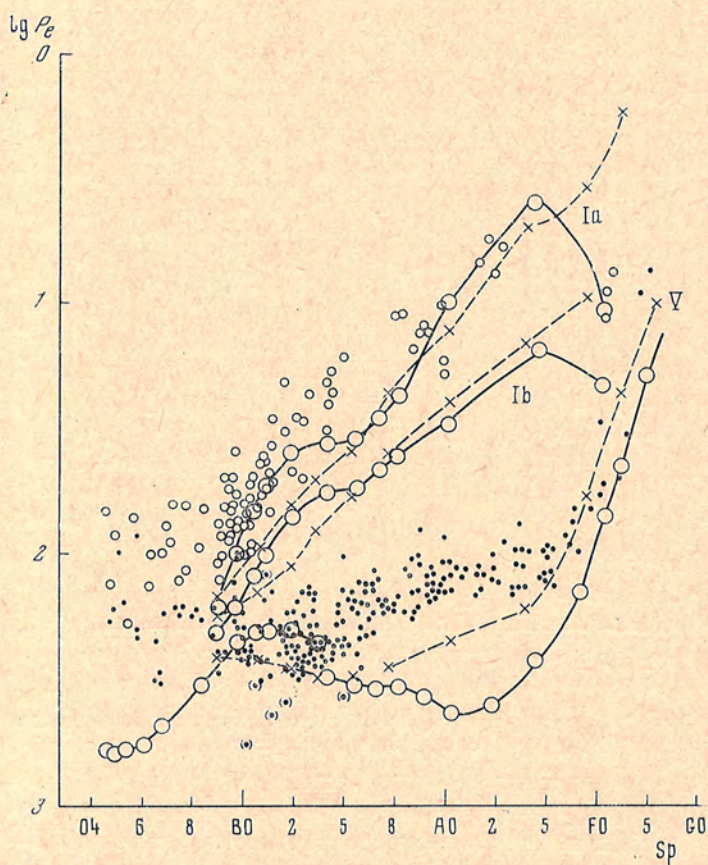
кружками, звезды главной последовательности (классы III—V) — точками. Естественно, что детали зависимостей  $\lg P_e$  от Sp для различных последовательностей подобны деталям зависимостей  $\lg n_e$  от Sp на фиг. 1, за исключением наклона. Различие в наклонах есть, очевидно, следствие хода  $T_a$  со спектральным классом.

На фиг. 4 мы нанесли также теоретически рассчитанные значения  $\lg P_e$ . Для этих расчетов использовались модели атмосфер из [8]. Были взяты значения  $\lg P_e$  при оптических глубинах  $\tau_{\text{Std}}^a$ , на которых эффективно





Фиг. 3. Отношения различного рода температур к эффективной температуре как функции  $\theta_{\text{эфф}}$  (ось абсцисс внизу) или спектрального класса (ось абсциссверху)



Фиг. 4. Зависимость  $\lg P_e$  от спектрального класса для звезд различных классов светимости



образуются водородные линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Поскольку для данных значений  $\theta_{\text{эфф}}$  и  $\tau_{\text{Std}}^a$  значение  $\lg P_e$  зависит от  $\lg g$ , то из таких зависимостей по  $\lg g$ , взятым из табл. 2, были определены  $\lg P_e$  для звезд главной последовательности в среднем (для взвешенного значения  $\lg g$  у звезд классов светимости III, IV, V) и для сверхгигантов Ia и Ib. Эти теоретические значения  $\lg P_e$  нанесены на фиг. 4 большими светлыми кружками.

Второй ряд теоретических значений  $\lg P_e$  был получен в результате переработки данных, приведенных в табл. 5 на стр. 245 в [9]. В этой таблице Л. Аллер приводит теоретически рассчитанное среднее электронное давление ( $\lg P_e$ ) при  $\tau_{4235} = 0,4$  как функцию  $\lg g$  и  $\theta(\tau_{4235} = 0,4)$ . Приведенные там значения  $\lg P_e$  и  $\theta$  ( $\tau_{4235} = 0,4$ ) были пересчитаны от глубин  $\tau_{4235} = 0,4$  к оптическим глубинам  $\tau_{\text{Std}}^a$  опять-таки с помощью моделей Д. Михаласа и табл. 3 из § 4 (см. ниже), т. е. в  $\theta$  и  $\lg P_e$  были введены сравнительно небольшие дифференциальные поправки для перехода к эффективным глубинам, на которых в атмосфере образуется абсорбционный спектр (в том числе и линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ ). Спектральные классы находились по зависимости  $\theta_a$  от спектрального класса из табл. 1. Интерполированием по табл. 5 из [9] находились значения  $\lg P_e$  для набора величин  $\lg g$ , соответствующего звездам классов светимости Ia, Ib и звездам главной последовательности (V—III). Результаты этих расчетов нанесены на фиг. 4 крестиками. Согласие полуэмпирических значений  $\lg P_e$  с теоретическими достаточно удовлетворительное, особенно если принять во внимание значительные ошибки в определениях  $\lg P_e$  всеми упомянутыми способами. Наибольшее расхождение в  $\lg P_e$ , имеющее место у звезд O ранних подклассов, связано, скорее всего, с большей протяженностью атмосфер у реальных звезд O по сравнению с моделями (см. в связи с этим также конец § 4).

Среднее значение  $\lg n_e$  для пяти основных классов светимости от спектрального класса приведено в табл. 1. Звезды Oa мы условно отнесли к классу светимости V, а звезды Of — к III.

Возможен быстрый пересчет  $\lg n_e$  к  $\lg P_e$ , поскольку в табл. 1 мы даем и соответствующие каждому спектральному классу значения  $\theta_a$ , а

$$\lg P_e = -15,86 + \lg n_e + \lg T_a. \quad (1)$$

## § 2. Размеры однородных атмосфер и радиусы звезд O5 — F5

В процессе определения средних  $\lg n_e$  и  $\lg P_e$  в атмосферах горячих звезд по водородным линиям мы получили в качестве побочного результата значение  $\lg N_{0,2}H$  — полное число атомов водорода на втором уровне в единичном столбце атмосферы.

Применяя методику, предложенную впервые, насколько нам известно, О. А. Мельниковым [10], можно определить среднее, «эффективное» значение  $N_{0,2}$  в атмосфере, а затем и величину  $H$  — толщину однородной изотермической атмосферы звезды. Эта методика была использована в 1952 г. О. А. Мельниковым [10] и Н. В. Новачадовой [11], а затем несколько позднее О. А. Мельниковым [12] применительно к звездам A, точнее B8 — A7.

Суть методики состоит в следующем. Из комбинации формул Саха и Больцмана получено выражение для определения числа  $N_{0,2}$  через электронную плотность (давление) и температуру обращющего слоя в виде

$$N_{0,2} = \frac{4h^3 n_e^2}{(2\pi m k)^{3/2} T^{3/2}} e^{-\frac{\chi_0 - \varepsilon_2}{kT}}. \quad (2)$$



Если принять предположение об однородности физических условий в атмосфере, то эта формула дает нам действительно полное число атомов  $N_{0,2}$  в  $1 \text{ см}^3$ . Для реальных атмосфер, подставляя в эту формулу в качестве  $n_e$  электронную плотность, находимую по методике, изложенной в [2, 3], и в качестве  $T$  — «среднюю» температуру атмосферы  $T_a = (T_{\text{ион}} + T_{\text{возб}})/2$ , мы получим число атомов  $N_{0,2}$  в тех слоях звезды, где наиболее эффективно формируется ее абсорбционный спектр.

Тогда соотношение  $\lg H = \lg(N_{0,2}H) - \lg N_{0,2}$  определяет нам толщину атмосферы звезды  $H$  в предположении, что на всем ее протяжении число  $N_{0,2}$  остается постоянным, т. е. действительно толщину однородной изотермической атмосферы. Введение О. А. Мельниковым такого параметра звезды — отнюдь не излишнее упрощение вопроса. В самом деле, все характеристики атмосферы звезды, такие, как, например,  $P_e$ ,  $P_g$ ,  $\rho$  и  $T$ , непрерывно уменьшаются с высотой и формально атмосфера простирается до бесконечности. Для того чтобы характеризовать геометрические размеры атмосферы каким-то единым численным параметром, допускающим возможность оценки и сравнения, нам по необходимости придется прибегнуть или к понятию «экспоненциальная толща атмосферы» или толща однородной изотермической атмосферы (эквивалентная толща атмосферы).

Под первым понятием можно подразумевать ту линейную толщину атмосферы, на которой интересующий нас в данный момент параметр (например,  $n_e$ ,  $N_{0,2}$  или др.) изменяется в  $e$  раз. Однако такая толща обычно составляет не более 0,1—0,2 всей толщи реальной атмосферы, на которой образуются элементы абсорбционного спектра. Поэтому введение такой характеристики атмосферы звезды, как эквивалентная толща атмосферы, представляется нам физически достаточно оправданным. Таким образом, под эквивалентной геометрической толщиной атмосферы звезды мы будем понимать, в соответствии с методикой О. А. Мельникова [10], толщу такой однородной атмосферы, физические характеристики в которой ( $n_e$ ,  $\rho$ ,  $T$  и др.) постоянны и соответствуют значениям этих характеристик на эффективной оптической глубине формирования абсорбционного спектра, а по своим интегральным свойствам такая атмосфера соответствует реальной. Это условие определяется, следовательно, равенством типа

$$(N_{0,2})_{\text{эфф}} H = \int_0^{h_0} N_{0,2} dl. \quad (3)$$

Здесь  $(N_{0,2})_{\text{эфф}}$  определяется параметрами  $P_e$  и  $T_a$  на оптической глубине  $\tau_{\text{эфф}}$ , а  $h_0$  — геометрическая глубина, соответствующая «основанию» атмосферы, т. е. той оптической глубине  $\tau_0$ , на которой эффективно формируется непрерывное излучение звезды в рассматриваемом диапазоне длин волн.

После подстановки физических постоянных мы преобразовали формулу (2) к более простому виду:

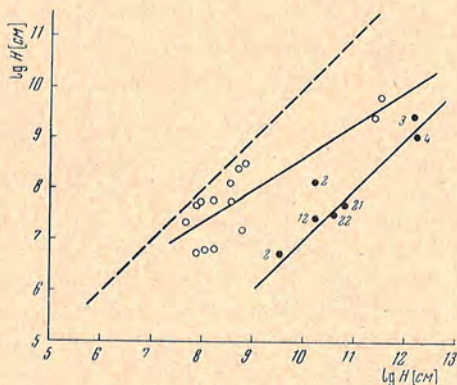
$$\lg N_{0,2} = 2 \lg P_e + 16,94 + 3,38\theta_a - 3,5 \lg T_a. \quad (4)$$

Здесь  $\lg P_e$  и  $T_a$  соответствуют эффективным в отношении образования абсорбционного спектра слоям атмосферы звезды. Зная  $\lg(N_{0,2}H)$ , равное  $\lg(N_{0,2}H)_m$  из табл. 3 в [2] с поправкой —  $\delta$  из [3], мы получаем для каждой звезды искомое значение  $\lg H$ .

Представляло интерес сопоставить найденные нами толщины однородных атмосфер для звезд В и А с проведенными ранее определениями этих же величин в [11, 12]. Такое сопоставление показано на фиг. 5, где по оси



абсциссы отложены определения  $\lg H$  Н. В. Новачадовой (светлые кружки) и О. А. Мельникова (темные кружки) с указанием числа звезд, по оси ординат — наши определения. С результатами Новачадовой сопоставление проведено по индивидуальным звездам В7 — А7 (14 общих звезд), с результатами Мельникова — по средним значениям  $\lg H$  для различных групп звезд в пределах спектральных классов В8 — А5 (всего 66 общих звезд).



Фиг. 5. Сопоставление наших определений  $\lg H$  с определениями  $\lg H$  Н. В. Новачадовой [11] и О. А. Мельникова [12]

Обнаруживается неплохое согласие в отношении случайных ошибок, однако различия в абсолютных значениях  $\lg H$  между тремя рассматриваемыми рядами исключительно велики. Так, различия между нашим рядом  $\lg H$  и определениями Н. В. Новачадовой составляют от одного (звезды главной последовательности) до двух порядков (сверхгиганты), а различия между нашим рядом и определениями О. А. Мельникова — три порядка.

Внимательное сопоставление нашего способа определения последовательно  $\lg N_{0,2}H$ ,  $\lg n_e$ ,  $\lg N_{0,2}$  и, наконец,  $\lg H$  со способами, примененными в [11, 12], показывает, что причина столь значительных расхождений кроется, скорее всего, в неизбежной в то время неточности применения в [11, 12] принципиально очевидного метода определения  $\lg H$ . Сюда относятся: а) использование шкалы  $T_{\text{эфф}}$  вместо шкалы «атмосферных» температур ( $T_{\text{пон}}$  или  $T_{\text{возб}}$ ); б) использование существенно заниженного значения  $\lg P_e$ , найденного по номеру  $n_m$  и относящегося к самым верхним слоям атмосферы; в) приближенность принятой в [11, 12] методики определения  $\lg N_{0,2}H$  по эквивалентным ширинам линий  $H_\beta$  —  $H_\delta$  и т. п. Некоторые аспекты этого вопроса обсуждались автором в [2, 3] и выше.

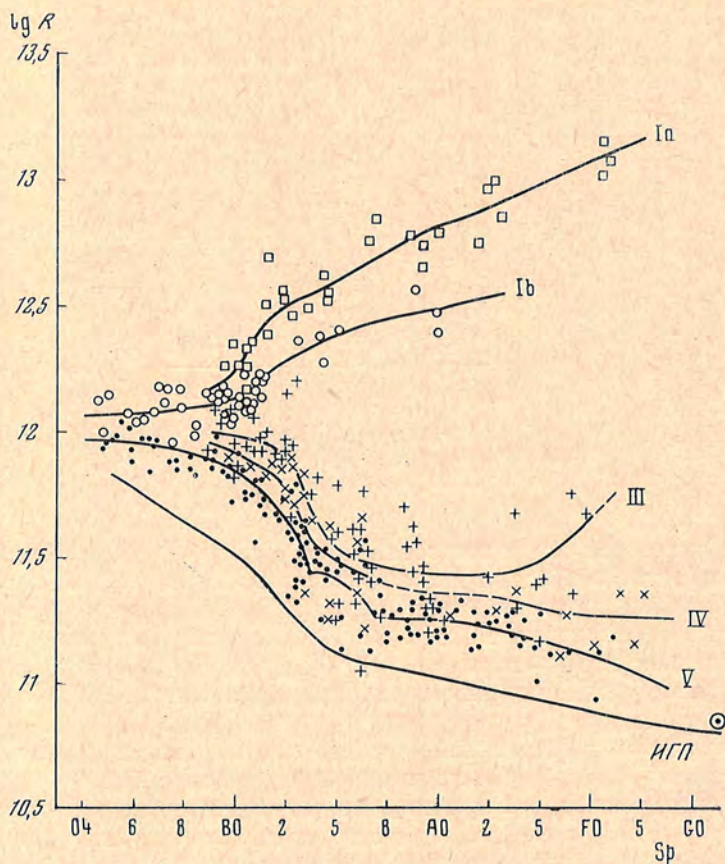
Характер изменения  $\lg H$  со спектральным классом для звезд различных классов светимости в интервале О5 — F5 можно проследить по табл. 1, где приведены средние  $\lg H$ . И в этом случае достаточно четко выделяются полоса сверхгигантов и главная последовательность. В рассматриваемом интервале спектральных классов  $H$  изменяется от  $10^{11}$  до  $3 \cdot 10^6$  см, т. е. на 4,5 порядка; звезды более поздних спектральных классов имеют меньшие толщины атмосфер; у звезд В и А полосы сверхгигантов толщины атмосфер в среднем на два порядка больше, чем у звезд главной последовательности тех же спектральных классов.

Неменьший интерес представляют для нас и относительные размеры атмосферы звезды, величины  $H/R$ , где  $R$  — радиус звезды. Зная эти величины, мы можем судить, насколько изменяется ускорение силы тяжести с высотой в атмосфере, нужно ли учитывать это изменение при теоре-



тическом анализе атмосфер, существенно ли влияние светового давления или каких-либо других факторов на размеры атмосферы.

Для того чтобы получить представление об относительных размерах атмосфер горячих звезд, мы вычислили радиусы  $R$  для всех звезд из табл. 3 в [2]. Была принята следующая схема вычислений.  $S_p$  и  $M_v$  звезды взяты из табл. 3 в [2]; по  $S_p$  из [7] находим  $\Delta m_{\text{бол}}$  и  $T_{\text{эфф}}$ . Светимость



Фиг. 6. Зависимость  $\lg R$  от спектрального класса для звезд различных классов светимости

Нижняя кривая — исходная главная последовательность

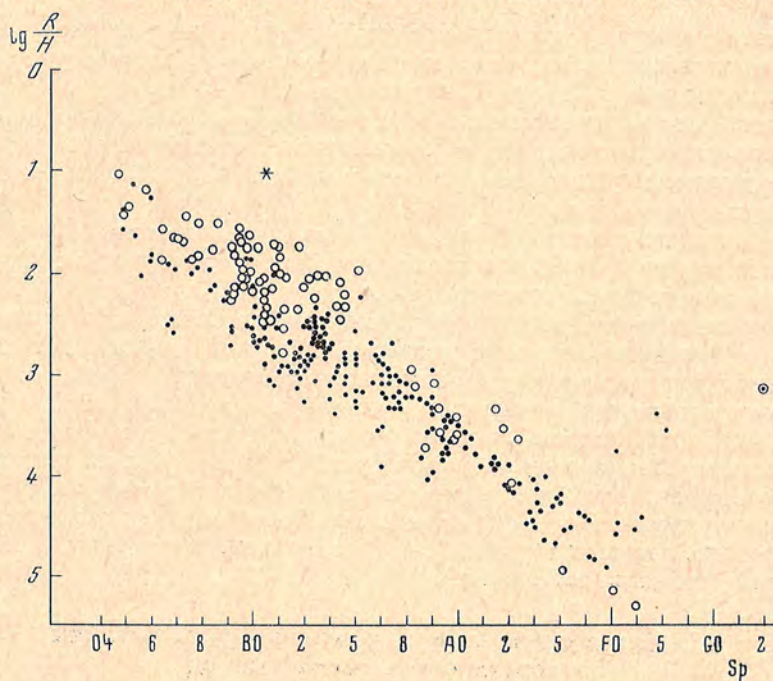
Солнца  $L_{\odot}$  принята равной  $3,92 \cdot 10^{33}$  эрг/сек, а  $M_{\text{бол}}(\odot) = +4^m,74$ . Тогда  $\lg R_* = 19,32 - 0,2M_v - 0,2\Delta m_{\text{бол}} - 2\lg T_{\text{эфф}}$ , если  $R_*$  выразить в сантиметрах. Сводка  $\lg R$  для основных классов светимости дана в табл. 1.

Диаграмма спектральный класс — логарифм радиуса звезды представлена на фиг. 6. Эта диаграмма, как легко понять, полностью отражает все основные особенности обычной диаграммы Герцшпрунга — Рассела для горячих звезд.

Зависимость относительных размеров атмосферы, величин  $\lg H/R$ , от спектрального класса звезды представлена на фиг. 7. Прежде чем описывать основные свойства зависимостей на фиг. 7, упомянем здесь еще одно обстоятельство. При получении формулы (2) молчаливо предполагалось, что атмосфера чисто водородная и число электронов равно числу протонов. На самом деле в горячих звездах часть электронов поставляется за счет ионизации гелия. В атмосферах звезд А и поздних подклассов В основным поставщиком свободных электронов является водород. Однако начиная примерно со звезд В3 — В6 (в зависимости от  $P_e$ ) можно счи-



тать, что весь гелий находится в состоянии He II, а начиная с O9 — O8 — в состоянии He III. Поскольку в атмосферах звезд  $H : He \approx 85 : 15$  по числу атомов, то в интервале A — B5 число протонов  $n_p \approx n_e$ , в интервале B5 — O9 уже  $n_e \approx 1,18 n_p$  ( $\lg n_e/n_p \approx 0,07$ ), а для звезд более ранних, чем O8,  $n_e \approx 1,35 n_p$  ( $\lg n_e/n_p \approx 0,13$ ). Поскольку фактически  $N_{0,2} \sim n_p n_e$ , а не  $\sim n_e^2$ , то находимые по формуле (2) значения  $\lg N_{0,2}$  надо несколько



Фиг. 7. Зависимость относительных размеров атмосфер от спектрального класса

Кружки — сверхгиганты Ib и Ia; точки — звезды главной последовательности (III—V); звездочка —  $\gamma$  Cas (звезда B0 IVe); кружок с точкой — Солнце

уменьшить (примерно на 0,00; 0,07 и 0,13 для звезд в упомянутых выше интервалах спектральных классов), а получаемые затем числа  $\lg H$  — соответственно увеличить. Эти поправки были введены с соответствующим знаком в  $\lg N_{0,2}$ ,  $\lg H$  и  $\lg H/R$ .

1) Относительный размер атмосферы неуклонно уменьшается при переходе от звезд O5 к звездам A7 — F0. Возможен некоторый рост  $H/R$  в звездах F5 — G по сравнению со звездами A7 — F0. Здесь число звезд мало, и примененная методика определения  $H$  дает более грубые результаты, поскольку у звезд F2 — F5 эффект Штарка выражен слабо. Однако, поскольку для Солнца мы получаем этой методикой  $\lg H/R = -3,14$  против  $\lg H/R = -3,36$ , находимого по  $R_{\odot}$  и толщине атмосферы, обычно принимаемой равной 300 км, можно, очевидно, говорить о возрастании  $H/R$  при переходе от звезд A7 — F0 к звездам G.

2) Даже в случае звезд O самых ранних подклассов, где относительные и абсолютные радиусы атмосфер особенно велики, геометрическая толщина атмосферы по крайней мере в 10 раз меньше радиуса фотосферы звезды. Отсюда следует, что  $g$  — ускорение силы тяжести, которое изменяется от основания обращающего слоя (от уровня фотосферы) до спектроскопически обнаруживаемых внешних его границ не более чем на 20%, что, учитывая точность современных теорий, на которых базируется методика построения моделей звездных атмосфер, практически не существенно.



Важно также, что даже в этом предельном случае допущение об атмосфере звезды, как состоящей из плоскопараллельных слоев, что во многих случаях представлялось слишком упрощающим предположением, является совершенно очевидным. Особенно важно отметить это для сверхгигантских звезд ранних спектральных классов, для которых необходимость учета сферичности атмосферных слоев считалась до сих пор сама собой разумеющейся.

3) Относительные размеры атмосфер сверхгигантов и звезд главной последовательности практически одинаковы или, во всяком случае, различаются лишь немного. Даже в случае звезд В0 — В5, где расхождение наибольшее, оно не превосходит полпорядка. Отсюда можно сделать вывод, что протяженность атмосфер сверхгигантов является, вообще говоря, довольно нормальной и примерно пропорциональна размерам самой звезды (радиусу фотосферы).

Отсюда можно сделать вывод, что, возможно, световое давление или какие-либо другие эффекты не играют решающей роли в увеличении протяженности атмосферы сверхгигантских звезд ранних спектральных классов.

Мы можем попытаться проверить основные свойства зависимостей  $\lg H$  и  $\lg H/R$  от спектрального класса звезды, используя для этого теоретические модели атмосфер звезд ранних спектральных классов.

Однако поскольку размеры и основные характеристики атмосфер звезд и их теоретических моделей определяются двумя фундаментальными параметрами, а именно ускорением силы тяжести на поверхности звезды  $g$  и эффективной температурой, то для такой проверки нам необходимо иметь достаточно ясное представление о средних величинах  $g$  и, следовательно, о массах горячих звезд различных спектральных последовательностей (классов светимости).

### § 3. Определение масс и ускорений силы тяжести на поверхностях горячих звезд

В [2] нами уже была построена диаграмма ( $\lg g, Sp$ ) с целью привязки моделей звездных атмосфер к спектральным последовательностям реальных звезд. Для этого были использованы опубликованные данные об  $M$  и  $R$  затменно- и спектрально-двойных звезд.

Здесь мы решили пойти по другому пути, поскольку число двойных звезд с надежно определенными  $M$  и  $R$  весьма невелико. Особенно плохо обстоит дело со сверхгигантами и звездами О.

Схема определения  $M$ ,  $R$  и  $g$  состояла из следующих этапов. По данным [13] была построена в координатах ( $\lg L/L_{\odot}, 4 \lg T_{\text{эфф}}$ ) диаграмма Герцшпрунга—Рессела для исходной главной последовательности горячих звезд. Затем по материалам из [4—6] были построены зависимости  $M_c$  от спектрального класса для различных классов светимости в интервале О5 — G0. За основные классы были взяты V, IV, III, Ib и Ia. Для сверхгигантов спектральных классов А и F были привлечены результаты исследования Т. Шмидт-Калера [14]. Используя шкалу эффективных температур и  $\Delta t_{\text{бол}}$  [7], мы пересчитали зависимости ( $M_c, Sp$ ) для этих последовательностей в зависимости ( $\lg L/L_{\odot}, 4 \lg T_{\text{эфф}}$ ). Затем на эту диаграмму были нанесены (по опубликованным данным) эволюционные треки, по которым движутся звезды различных масс в процессе эволюции вправо и вверх от исходной главной последовательности. Библиография большинства использованных источников дается в [13]. Общее число таких треков свыше 20, диапазон масс — от 0,95 до 62,7  $M_{\odot}$ . Далее была построена средняя зависимость ( $\lg M_c, 4 \lg T_{\text{эфф}}$ ) для исходной главной последовательности, позволившая по любой  $T_{\text{эфф}}$  находить массу соответствующей звезды. Затем по уже известным эволюционным трекам, пользуясь гомологичностью моделей в пределах не особенно большого диапазона звездных масс,



Таблица 2

| Sp   | lg m/m <sub>☉</sub><br>для классов светимости |      |      |      |      | lg L/L <sub>☉</sub><br>для классов светимости |      |      |      |      | lg g (g в см/сек <sup>2</sup> )<br>для классов светимости |      |      |      |      |
|------|-----------------------------------------------|------|------|------|------|-----------------------------------------------|------|------|------|------|-----------------------------------------------------------|------|------|------|------|
|      | V                                             | IV   | III  | Ib   | Ia   | V                                             | IV   | III  | Ib   | Ia   | V                                                         | IV   | III  | Ib   | Ia   |
|      |                                               |      |      |      |      |                                               |      |      |      |      |                                                           |      |      |      |      |
| O4   | 1,75                                          |      | 1,80 |      |      | 6,06                                          |      | 6,22 |      |      | 4,03                                                      |      | 3,80 |      |      |
| O5   | 1,70                                          |      | 1,75 |      |      | 5,96                                          |      | 6,11 |      |      | 3,98                                                      |      | 3,75 |      |      |
| O6   | 1,63                                          |      | 1,70 |      |      | 5,85                                          |      | 6,01 |      |      | 3,91                                                      |      | 3,68 |      |      |
| O7   | 1,56                                          |      | 1,63 |      |      | 5,72                                          |      | 5,88 |      |      | 3,84                                                      |      | 3,59 |      |      |
| O8   | 1,495                                         |      | 1,56 |      |      | 5,53                                          |      | 5,74 |      |      | 3,80                                                      |      | 3,50 |      |      |
| O9   | 1,43                                          | 1,45 | 1,48 | 1,50 | 1,56 | 5,27                                          | 5,45 | 5,55 | 5,63 | 5,80 | 3,77                                                      | 3,67 | 3,60 | 3,42 | 3,36 |
| O9,5 | 1,36                                          | 1,42 | 1,45 | 1,48 | 1,57 | 5,07                                          | 5,29 | 5,45 | 5,57 | 5,86 | 3,76                                                      | 3,68 | 3,59 | 3,38 | 3,27 |
| B0   | 1,28                                          | 1,39 | 1,42 | 1,46 | 1,57 | 4,92                                          | 5,18 | 5,30 | 5,52 | 5,87 | 3,74                                                      | 3,69 | 3,58 | 3,34 | 3,15 |
| B0,5 | 1,20                                          | 1,30 | 1,36 | 1,45 | 1,57 | 4,72                                          | 5,02 | 5,15 | 5,46 | 5,88 | 3,74                                                      | 3,66 | 3,54 | 3,25 | 3,01 |
| B1   | 1,10                                          | 1,20 | 1,27 | 1,43 | 1,56 | 4,52                                          | 4,84 | 5,02 | 5,40 | 5,84 | 3,74                                                      | 3,60 | 3,47 | 3,13 | 2,86 |
| B2   | 0,96                                          | 1,06 | 1,12 | 1,36 | 1,51 | 3,93                                          | 4,34 | 4,50 | 5,20 | 5,68 | 3,82                                                      | 3,60 | 3,42 | 2,90 | 2,65 |
| B3   | 0,78                                          | 0,87 | 0,91 | 1,23 | 1,45 | 3,34                                          | 3,70 | 3,84 | 4,97 | 5,50 | 3,98                                                      | 3,83 | 3,63 | 2,67 | 2,49 |
| B5   | 0,66                                          | 0,69 | 0,72 | 1,15 | 1,38 | 2,95                                          | 3,08 | 3,23 | 4,74 | 5,28 | 4,02                                                      | 3,85 | 3,76 | 2,49 | 2,32 |
| B6   | 0,58                                          | 0,59 | 0,61 | 1,12 | 1,30 | 2,48                                          | 2,68 | 2,83 | 4,57 | 5,14 | 4,08                                                      | 3,85 | 3,75 | 2,40 | 2,14 |
| B8   | 0,515                                         | 0,54 | 0,57 | 1,10 | 1,23 | 2,19                                          | 2,38 | 2,54 | 4,48 | 5,04 | 4,14                                                      | 3,88 | 3,77 | 2,32 | 1,97 |
| B9   | 0,46                                          | 0,50 | 0,54 | 1,07 | 1,18 | 1,92                                          | 2,12 | 2,27 | 4,37 | 4,95 | 4,14                                                      | 3,88 | 3,76 | 2,25 | 1,82 |
| A0   | 0,41                                          | 0,45 | 0,50 | 1,04 | 1,15 | 1,70                                          | 1,88 | 2,05 | 4,25 | 4,89 | 4,13                                                      | 3,85 | 3,76 | 2,16 | 1,69 |
| A1   | 0,38                                          | 0,41 | 0,46 | 1,01 | 1,15 | 1,58                                          | 1,75 | 1,92 | 4,19 | 4,91 | 4,12                                                      | 3,81 | 3,74 | 2,09 | 1,61 |
| A2   | 0,35                                          | 0,39 | 0,44 | 0,98 | 1,17 | 1,50                                          | 1,66 | 1,84 | 4,13 | 4,96 | 4,11                                                      | 3,81 | 3,70 | 2,02 | 1,53 |
| A3   | 0,31                                          | 0,37 | 0,41 | 0,96 | 1,18 | 1,35                                          | 1,58 | 1,72 | 4,03 | 5,01 | 4,13                                                      | 3,83 | 3,63 | 1,96 | 1,40 |
| A5   | 0,265                                         | 0,35 | 0,38 | 0,93 | 1,20 | 1,22                                          | 1,50 | 1,64 | 3,96 | 5,05 | 4,11                                                      | 3,87 | 3,52 | 2,06 | 1,32 |
| A7   | 0,21                                          | 0,30 | 0,36 | 0,90 | 1,23 | 1,02                                          | 1,32 | 1,52 | 3,87 | 5,08 | 4,11                                                      | 3,86 | 3,36 | 1,98 | 1,21 |
| F0   | 0,14                                          | 0,21 | 0,31 | 0,88 | 1,27 | 0,79                                          | 1,11 | 1,35 | 3,79 | 5,13 | 4,14                                                      | 3,79 | 3,11 | 1,92 | 1,13 |
| F2   | 0,08                                          | 0,16 | 0,25 | 0,88 | 1,30 | 0,60                                          | 0,98 | 1,24 | 3,74 | 5,17 | 4,14                                                      | 3,74 | 2,85 | 1,87 | 1,04 |
| F5   | 0,05                                          | 0,11 | 0,21 | —    | —    | 0,48                                          | 0,86 | 1,14 | —    | —    | 4,17                                                      | 3,71 | 3,70 | —    | —    |
| F8   | 0,01                                          | 0,08 | 0,17 | —    | —    | 0,38                                          | 0,77 | 1,07 | —    | —    | 4,21                                                      | 3,68 | 3,67 | —    | —    |
| G0   | -0,02                                         | 0,03 | 0,15 | —    | —    | 0,16                                          | 0,72 | 1,10 | —    | —    | 4,28                                                      | 3,86 | 3,51 | —    | —    |

мы могли нанести на эту диаграмму достаточно точно эволюционные треки для любых интересующих нас масс в упомянутых выше пределах ( $1 \div 63 M_{\odot}$ ). Для звезд с  $M = 7; 10; 15,6$  и  $30 M_{\odot}$ , представляющих особый интерес для оценки масс сверхгигантов, эволюционные треки прослежены (вычислены) довольно далеко за пределы главной последовательности. Это позволило получить определенное суждение о характере эволюции самых массивных звезд за пределами главной последовательности и достаточно надежно оценить массы горячих сверхгигантов Ib — Ia (спектральный интервал O9 — F2).

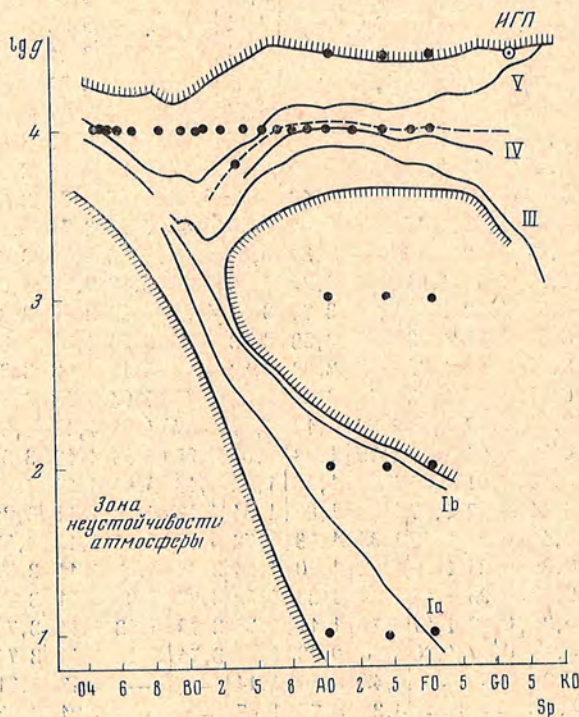
Для звезд с  $M < 7 M_{\odot}$  нам достаточно было иметь вычисленные эволюционные треки лишь в пределах полосы главной последовательности (массы ранних сверхгигантов  $\geq 7 M_{\odot}$ ).

Все это дало нам возможность определить для нужных нам спектральных классов и классов светимости значения  $M$ ,  $L$ ,  $R$  и  $g$ . Эти сведения собраны в табл. 1 и 2. По материалам из [13] были вычислены также  $g$  для звезд, располагающихся на «исходной главной последовательности».

Диаграмма ( $lg g$ , Sp) дана на фиг. 8. Зависимости ( $lg g$ , Sp) для различных последовательностей (классы светимости) обозначены соответствующими индексами. Штриховая линия относится к наблюдаемой главной последовательности в среднем (классы светимости V, IV, III с уче-



том относительной численности звезд). Линиями с боковой штриховкой нанесены границы области, занимаемой на диаграмме ( $\lg g$ ,  $Sp$ ) звездами населения I. Верхняя из этих линий — исходная главная последовательность (истинная нижняя граница главной последовательности), левая — граница зоны неустойчивости внешних слоев звезды за счет большого градиента светового давления [8, 15]; кривая в центральной части диаграммы — граница провала Герцшпрунга со стороны высоких температур. Черными кружками отмечены положения моделей Д. Михаласа [8].



Фиг. 8. Диаграмма  $\lg g - Sp$

Отметим наиболее характерные особенности этой диаграммы.

а) Для полосы главной последовательности среднее значение  $\lg g$  мало меняется, оставаясь вблизи четырех. Лишь в интервале O7 — B3 значение  $\lg g$  становится несколько меньше, достигая минимального значения 3,6 вблизи B0 — B2.

б) У сверхгигантов Ib — Ia  $\lg g$  неуклонно и быстро уменьшается при переходе к более поздним спектральным классам (от 3,5 для сверхгигантов O8 — O9 до 2,0 и 1,0 у сверхгигантов F0 Ib и F0 Ia).

в) Зависимость минимального значения  $\lg g$  для сверхгигантов, определяемого сверхгигантами наибольшей светимости в данном спектральном классе, от спектрального класса оказывается весьма близкой к границе зоны неустойчивости атмосферы и в пределах ошибок определения практически совпадающей с нею. Отсюда можно сделать следующий вывод. Отсутствие звезд-сверхгигантов еще больших светимостей, которых можно было бы ожидать, если судить по эволюционным трекам самых массивных звезд на диаграмме спектр — светимость, можно связать с неустойчивостью их внешних слоев, обусловленной существенной ролью светового давления. Диаграмма на фиг. 8, помимо того, что она представляет самостоятельный интерес, была использована нами для привязки существующих моделей звездных атмосфер к реальным последовательностям звезд с



целью сопоставления некоторых из полученных нами выше полуэмпирическим путем параметров атмосфер с вычисленными в результате анализа теоретических моделей.

#### § 4. Определение $\lg H$ по теоретическим моделям звездных атмосфер

Значительный интерес представляет определение эквивалентных толщин атмосфер  $H$  путем анализа теоретических моделей звездных атмосфер при заданных значениях  $\lg g$  и сравнение этих результатов с определениями, выполненными в § 2.

Такое сравнение было проведено в два этапа. На первом, предварительном этапе мы сравнили линейные шкалы атмосфер, вычисленные для некоторых моделей в процессе построения их самими авторами. Были привлечены результаты расчетов из [16, 17]. Оценки толщин  $H$  по этим моделям дали неплохое согласие с величинами  $H$ , вычисленными нами полуэмпирически (§ 2) для звезд соответствующих спектральных классов и ускорений силы тяжести. Однако упомянутые модели соответствуют лишь спектральным классам O6,5, B0,3 [17] и B9 [16].

Для проведения более полного сравнения теоретических значений  $H$  с полуэмпирическими мы воспользовались 33 моделями звездных атмосфер в широком спектральном интервале (O5 — F0), недавно вычисленными Д. Михаласом [8]. Процедура вычисления  $H$  состояла из следующих этапов.

Уравнение гидростатического равновесия может быть записано в обычных обозначениях в виде

$$\frac{d \lg P_g}{d \tau_v} = \frac{1}{2,303 P_g} \left( \frac{g}{\kappa_v + \sigma_v} - \frac{d P_r}{d \tau_v} \right). \quad (5)$$

Учитывая, что  $d \tau_v = (\kappa_v + \sigma_v) \rho dh$ , можно преобразовать уравнение (5) к виду

$$h(b) - h(a) = \int_a^b \frac{2,303 P_g d \lg P_g}{\rho \left( g - (\kappa_v + \sigma_v) \frac{d P_r}{d \tau_v} \right)}. \quad (6)$$

Это выражение дает нам разность геометрических глубин между точками  $a$  и  $b$  в атмосфере.

В таблицах, содержащих параметры моделей атмосфер [8], приводится большая часть данных и параметров, необходимых для решения уравнения (6). Плотность  $\rho$  звездного вещества (в  $g/cm^3$ ) может быть записана в виде

$$\rho = \mu m_H \frac{P_g - P_e}{kT} = 3,477 \cdot 10^{-12} (P_g - P_e) \theta, \quad (7)$$

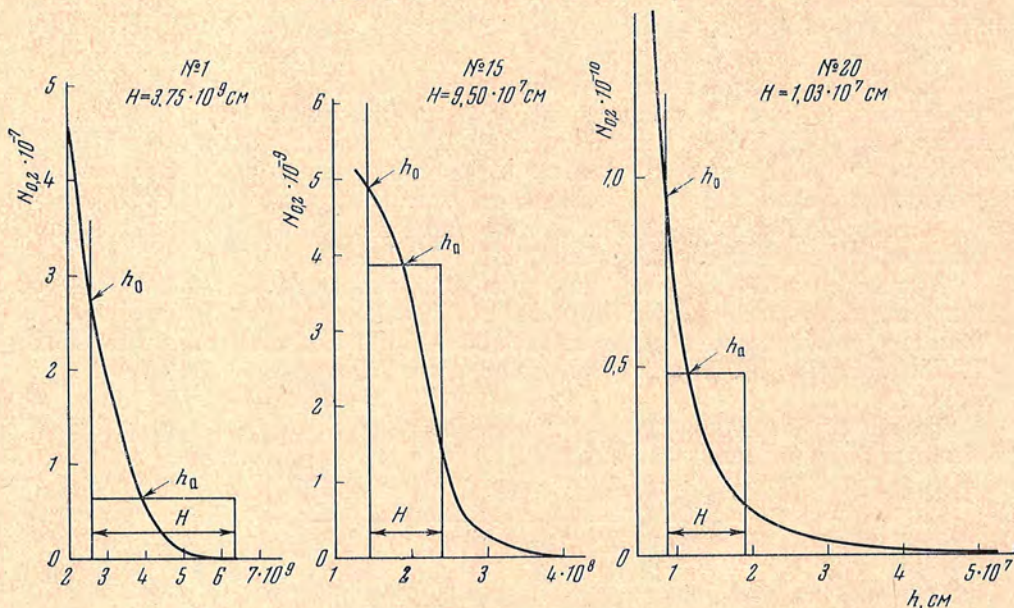
где  $\mu$  — молекулярный вес звездного вещества.

Для каждого из 23 избранных значений  $\tau_{std}$  в пределах от 0 до 5 были вычислены значения  $\Delta h = h(\tau_i) - h(\tau_{i+1})$  (в см) в соответствии с (7) и (6) и числа атомов водорода на втором уровне, величины  $\lg N_{0,2}$  по комбинации формул Саха и Больцмана, преобразованной к виду (4).

Для каждой модели были построены зависимости  $N_{0,2}$  от  $h$ . Мы приняли всюду условно, что  $h = 0$  при  $\tau_{std} = 5,0$ . Для иллюстрации зависимости  $N_{0,2}$  от  $h$  для трех моделей с  $\lg g = 4$  представлены на фиг. 9 с указанием значений  $h_0$  и  $h_a$ . Поскольку наши полуэмпирические определения  $\lg n_e$  и  $\lg H$  основаны на использовании  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  ( $\lambda \approx 4220 \text{ \AA}$ ), то за основание атмосферы нам следует принять такую геометрическую



глубину ( $h = h_0$ ), при которой оптическая толща  $\tau_v$  для непрерывного спектра в этой длине волны равна 0,64 ( $h_0$  определяет нам эффективную нижнюю границу атмосферы). С помощью графиков Э. Витензе [18] были построены для различных  $\theta$  и  $\lg P_0$  детальные зависимости между  $\tau_{4220}$  и  $\tau_{\text{Std}}$ . Для первых 15 моделей из [8] ( $\theta_{\text{эфф}} \leq 0,400$ ) в качестве стандартной длины волны взята  $\lambda_{\text{Std}} = 4000 \text{ \AA}$ , для остальных 18 моделей ( $\theta_{\text{эфф}} \geq 0,450$ ) стандартная длина волны  $\lambda_{\text{Std}} = 5000 \text{ \AA}$ . По этим зависимостям для каждой модели были найдены значения  $\tau_{\text{Std}}^0$ , соответствующие  $\tau_{4220} = 0,64$ , т. е. основанию атмосферы, и затем необходимые значения  $h_0$ .



Фиг. 9. К определению  $H$  по моделям звездных атмосфер (модели № 1, 15 и 20 из табл. 3)

Далее по материалам, на основании которых построена фиг. 14 в [3], для каждой модели была найдена  $\tau_{\text{Std}}$ , на которой в среднем образуются водородные линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , т. е. эффективная оптическая глубина «водородной» атмосферы —  $\tau_{\text{Std}}^a$ . Значению  $\tau_{\text{Std}}^a$  мы можем, очевидно, сопоставить геометрическую глубину  $h_a$  и соответствующее значение  $\lg(N_{0,2})_a$ . Численным интегрированием находилось полное число атомов водорода на втором уровне над основанием атмосферы. После этого мы определяли искомое значение  $H$ , удовлетворяющее соотношению

$$\int_{h_0}^{\infty} N_{0,2}(h) dh = (N_{0,2})_a H.$$

Все необходимые вычисления были проведены на электронно-вычислительной машине «Минск-1».

Основные результаты вычислений собраны в табл. 3. Спектральные классы моделей, которые даются в четвертом столбце, были определены по их вычисленным спектральным характеристикам из [8] методами, изложенными автором ранее [7].

Для сопоставления вычисленных нами для моделей [8] теоретических значений  $\lg H$  с найденными полуэмпирически были предварительно определены  $\lg H$  для сверхгигантов классов светимости Ia, Ib. В случае звезд главной последовательности это было сделано в среднем для классов



Таблица 3

| №п/п   | $\lg g$ | $\theta_{\text{эфф}}$ | Sp    | $\tau_{\text{Std}}^0$ | $\tau_{\text{Std}}^a$ | $\lg H$ | $\lg P_e^a$ |
|--------|---------|-----------------------|-------|-----------------------|-----------------------|---------|-------------|
| 1      | 4,0     | 0,101                 | O4,6  | 0,575                 | 0,115                 | 9,57    | 2,78        |
| 2      | 4,0     | 0,112                 | O5,0  | 0,570                 | 0,114                 | 9,43    | 2,82        |
| 3      | 4,0     | 0,126                 | O5,4  | 0,560                 | 0,112                 | 9,29    | 2,83        |
| 4      | 4,0     | 0,132                 | O6,0  | 0,560                 | 0,112                 | 9,24    | 2,84        |
| 5      | 4,0     | 0,140                 | O6,8  | 0,555                 | 0,111                 | 9,16    | 2,85        |
| 6      | 4,0     | 0,148                 | O8,4  | 0,555                 | 0,111                 | 9,14    | 2,82        |
| 7      | 4,0     | 0,157                 | O9,7  | 0,550                 | 0,112                 | 9,04    | 2,78        |
| 8      | 4,0     | 0,168                 | B0,5  | 0,545                 | 0,111                 | 8,95    | 2,75        |
| 9      | 4,0     | 0,180                 | B1,0  | 0,545                 | 0,115                 | 8,92    | 2,71        |
| 10     | 4,0     | 0,210                 | B2,0  | 0,540                 | 0,120                 | 8,77    | 2,64        |
| 10'    | 3,8     | 0,250                 | B2,8  | 0,540                 | 0,133                 | 8,88    | 2,48        |
| 11     | 4,0     | 0,280                 | B3,4  | 0,535                 | 0,151                 | 5,83    | 2,58        |
| 12     | 4,0     | 0,320                 | B5,5  | 0,530                 | 0,180                 | 8,42    | 2,56        |
| 13     | 4,0     | 0,360                 | B6,4  | 0,530                 | 0,196                 | 8,34    | 2,53        |
| 14     | 4,0     | 0,400                 | B8,2  | 0,530                 | 0,212                 | 8,28    | 2,52        |
| 15     | 4,0     | 0,450                 | B9,1  | 0,935                 | 0,39                  | 7,98    | 2,56        |
| 15'    | 4,44    | 0,500                 | A0,2  | 0,85                  | 0,38                  | 7,00    | 2,88        |
| 16     | 4,0     | 0,500                 | A0,2  | 0,90                  | 0,40                  | 7,52    | 2,68        |
| 16'    | 3,0     | 0,500                 | A0,2  | 0,91                  | 0,405                 | 8,87    | 2,03        |
| 16''   | 2,0     | 0,500                 | A0,2  | 0,90                  | 0,40                  | 10,26   | 1,29        |
| 16'''  | 1,0     | 0,500                 | A0,2  | 0,74                  | 0,33                  | 11,81   | 0,16        |
| 17     | 4,0     | 0,550                 | A1,8  | 0,85                  | 0,415                 | 7,30    | 2,59        |
| 17'    | 4,44    | 0,600                 | A3,65 | 0,80                  | 0,485                 | 6,72    | 2,50        |
| 18     | 4,0     | 0,600                 | A3,65 | 0,835                 | 0,505                 | 7,13    | 2,43        |
| 18'    | 3,01    | 0,600                 | A3,65 | 0,79                  | 0,48                  | 8,05    | 2,11        |
| 18''   | 2,0     | 0,600                 | A3,65 | 0,90                  | 0,545                 | 9,13    | 1,75        |
| 18'''  | 1,0     | 0,600                 | A3,65 | 0,86                  | 0,52                  | 10,85   | 0,84        |
| 19     | 4,0     | 0,650                 | A7,3  | 0,80                  | 0,55                  | 6,81    | 2,15        |
| 19'    | 4,44    | 0,700                 | F0,3  | 0,76                  | 0,56                  | 6,57    | 1,97        |
| 20     | 4,0     | 0,700                 | F0,3  | 0,77                  | 0,57                  | 7,01    | 1,87        |
| 20'    | 3,0     | 0,700                 | F0,3  | 0,77                  | 0,57                  | 7,97    | 1,61        |
| 20''   | 2,0     | 0,700                 | F0,3  | 0,78                  | 0,58                  | 9,00    | 1,37        |
| 20'''  | 1,0     | 0,700                 | F0,3  | 0,78                  | 0,58                  | 9,80    | 1,06        |
| Солнце | 4,44    | 0,87                  | G2    |                       |                       | 7,48    |             |

светимости III—V. С этой целью для соответствующих  $\theta_{\text{эфф}}$  (или Sp) было найдено средневзвешенное значение  $\lg g$  по табл. 2 в пределах широкой полосы главной последовательности с учетом распределения численности звезд по классам светимости V—III. При этом были использованы данные о классах светимости 1800 звезд в системе МК, собранные в каталоге [19] и составленном к нему дополнении, содержащем еще около 500 звезд (всего 2300 звезд, классифицированных в системе МК).

Значения  $\lg H$  для заданных  $\theta_{\text{эфф}}$  и  $\lg g$  находились путем интерполирования (или иногда экстраполирования) значений  $\lg H$  из табл. 3. Все результаты этих вычислений  $\lg H$  сопоставлены с данными, полученными в § 2, на диаграмме «спектральный класс —  $\lg H$ » (фиг. 10).

Здесь приняты следующие обозначения. Точки, светлые кружки и квадраты малых размеров — определения  $\lg H$  полуэмпирическим методом, изложенным в § 2, для звезд классов светимости V—III, Ib и Ia соответственно. Тонкими линиями проведены средние зависимости  $\lg H$  от Sp для указанных классов светимости.



Заштрихованными кружками нанесены теоретически вычисленные значения  $\lg H$  для звезд главной последовательности в среднем (классы светимости V—III), большими светлыми кружками и квадратами — теоретические значения для звезд классов светимости Ib и Ia соответственно. Косые крестики в большом светлом кружке — оценки  $\lg H$  по [17], прямой крестик в кружке ( $\lg H = 7,82$ ,  $Sp = B9,2$ ) — оценки  $\lg H$  по [16]. Кривые со штрихами определяют нам теоретические границы полосы главной последовательности и полосы сверхгигантов. Нижняя из кривых определяется исходной главной последовательностью. Кривая в верхнем левом углу является нижней границей зоны неустойчивости атмосферы горячей звезды за счет светового давления. Средняя кривая является (как и на фиг. 8) границей провала Герцшпрунга со стороны высоких температур.

После всестороннего анализа фиг. 10 мы сочли возможным сформулировать следующие основные выводы.

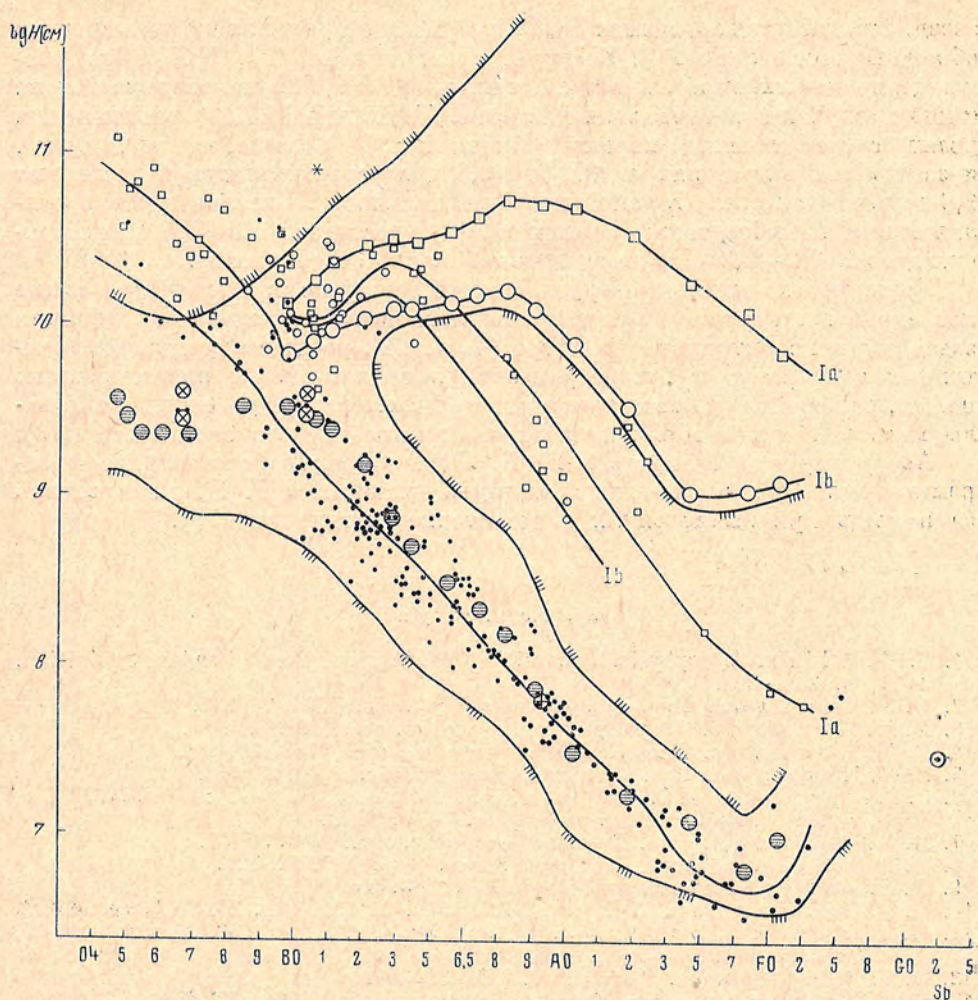
а) На всем протяжении собственно главной последовательности, начиная от звезд O9 и кончая звездами F0 — F2, имеет место замечательное согласие теоретических и полуэмпирических значений  $\lg H$ . Более того, все полуэмпирически найденные индивидуальные значения  $\lg H$  для звезд главной последовательности хорошо укладываются в теоретически вычисленные границы изменения  $\lg H$ . Даже намечающееся возрастание  $\lg H$  при переходе от звезд A7 — F0 к звездам F2 — F5 находит подтверждение в теоретических расчетах.

б) Полуэмпирические и теоретические значения  $\lg H$  для сверхгигантов хорошо согласуются только в интервале спектральных классов O9 — B3. Начиная с B5 уже появляется все увеличивающаяся разница, достигающая к звездам A7 — F0 величины в 1,5—2 порядка — теория дает завышенные размеры атмосфер. И в теоретической и в полуэмпирической зависимостях  $\lg H$  от спектрального класса для полосы сверхгигантов в интервале B0 — F0 имеется одна и та же характерная особенность — явный максимум  $\lg H$ , приходящийся, однако, на разные спектральные подклассы. В первом случае максимум приходится на B3, во втором случае — на B8.

К сожалению, несмотря на всестороннее обсуждение этого различия в ходе  $\lg H$  для сверхгигантов B3 — F, мы не смогли предложить для него сколько-нибудь удовлетворительного объяснения. Возможные ошибки в методике, в определении  $\lg g$  для сверхгигантов и т. п. могут объяснить лишь расхождение на 0,2 — 0,5 в  $\lg H$ . Причина, по-видимому, заключается в том, что даваемая моделями с  $\lg g = 1$  и 2 структура атмосфер [8] недостаточно хорошо соответствует реальным атмосферам сверхгигантов. Вопрос этот требует специального изучения, не входящего сейчас в наши задачи.

в) Для самых ранних звезд в интервале O5 — O9 наблюдается обратная картина: вычисленные полуэмпирическим путем толщины атмосфер реальных звезд оказываются определенно больше, чем полученные из теории. Причем большинство звезд O, а из них практически все звезды Of располагаются на диаграмме ( $\lg H$ ,  $Sp$ ) выше линии, ограничивающей зону динамической неустойчивости атмосфер горячих звезд. Отсюда можно сделать вывод, что большинство звезд O должно обладать нестабильными и сравнительно протяженными атмосферами. Это обстоятельство получает подтверждение и в спектроскопических наблюдениях звезд O. Большинство звезд O, особенно звезды наибольших светимостей (звезды Of), имеют в своих спектрах довольно сильные эмиссионные линии, обладающие широкими эмиссионными крыльями и подверженные значительным и нерегулярным изменениям [20]. В спектрах звезд O меньших светимостей эти эмиссионные линии или очень слабы, или совершенно отсутствуют. Такие звезды обладают меньшими размерами атмосфер и в





Фиг. 10. Сопоставление полуэмпирических и теоретических значений  $\lg H$

большинстве своем располагаются на фиг. 10 ниже теоретической границы неустойчивости атмосферы или вблизи нее.

Немаловажной причиной протяженности и неустойчивости атмосфер звезд О высоких светимостей могут быть помимо лучевого давления и мощные турбулентные или конвективные движения. Получаемые из наблюдений скорости в атмосферах этих звезд могут достигать 40—50 у микротурбулентных [21] и 80—100 км/сек у макротурбулентных движений [22]. Наличие таких движений, естественно, никоим образом не учитывалось при построении моделей атмосфер этих звезд в [8].

### Заключение

Некоторые из физических характеристик горячих звезд, определенные нами и собранные в табл. 1 и 2, были сопоставлены со сводками соответствующих величин в справочнике К. У. Аллена [1] для спектрального интервала O5 — F0 (F5). Сравнение было проведено для  $\lg M/M_{\odot}$ ,  $\lg R$ ,  $\lg L/L_{\odot}$ ,  $\lg g$ ,  $\lg T_a$  и  $\lg P_e$ .

В некоторых случаях различия между двумя рядами величин весьма невелики и меньше обычных ошибок определения или в худшем случае немного их превосходят. Расхождения обычно больше для более ранних



звезд. Это касается сравнения  $\lg P_e$ ,  $\lg M/M_\odot$ ,  $\lg T_a$  (у Аллена температура обращаемого слоя  $T_R$ ). В случае сравнения  $\lg L/L_\odot$ ,  $\lg R$  и  $\lg g$  расхождение наших определений со сводкой К. У. Аллена оказывается во многих случаях весьма значительным. Так, для  $\lg L/L_\odot$  расхождения носят систематический характер (наши  $\lg L/L_\odot$  больше, чем у Аллена), и заключены в пределах от 0,1 до 0,6 для сверхгигантов и достигают 1,0 для ранних звезд главной последовательности. Систематические различия в  $\lg R$  и в  $\lg g$  также велики и могут достигать 0,3—0,5 для сверхгигантов и 0,2—0,3 для звезд главной последовательности.

Большинство отмеченных расхождений связано с проведенным в самые последние годы уточнением системы абсолютных визуальных величин звезд ранних спектральных классов [4, 5, 14], уточнением шкалы эффективных температур и болометрических поправок [13] и принципиально новым, основанным на эволюционных теориях, методом установления шкалы масс и  $\lg g$  для горячих звезд различных классов светимости (§ 3).

Автор глубоко благодарен Н. В. Годовникову за составление программы для электронно-вычислительной машины и Г. Н. Панкратовой за помощь при вычислениях и подготовке статьи к печати.

Декабрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. C. W. Allen. *Astrophysical Quantities*. The Athlone Press. London, 2<sup>d</sup> Edition, 1963, p. 201—208.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.
3. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1966, 35, 11.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 148.
6. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, Р. Н. Кумайгородская, М. Е. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 18, 3.
7. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1963, 30, 69.
8. D. Mihalas. *Astrophys. J. Suppl. Series*, 1965, 9, N 92, 321.
9. Л. Х. Аллер. *Звездные атмосферы*. ИЛ, 1963, стр. 245.
10. О. А. Мельников. Уч. зап. ЛГУ, 1952, № 153, вып. 25, 80 (астрономия).
11. Н. В. Новочадова (Быстрова). Уч. зап. ЛГУ, 1952, № 153, вып. 25, 105 (астрономия).
12. О. А. Мельников. *Астрон. ж.*, 1954, 31, 249.
13. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 88.
14. Th. Schmidt-Kaler. *Die Sterne*, 1962, 11-12, 220.
15. A. B. Underhill. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1949, 109, 563.
16. В. С. Бердичевская. *Астрон. ж.*, 1945, 22, 359.
17. S. Saito, A. Uesugi. *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1959, 11, 90.
18. E. Vitsense. *Zs. Astrophys.*, 1951, 28, 81.
19. А. А. Боярчук, И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 31, 44.
20. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 91.
21. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 242.
22. И. М. Копылов. *Вопросы космогонии*, 1964, 10, 74.



О ПОЛЕ СКОРОСТЕЙ В АТМОСФЕРЕ СВЕРХГИГАНТА  
 $\eta$  Leo (A0 Ib)

С. К. Зейналов, И. М. Копылов

Проведен спектрофотометрический анализ поля скоростей в атмосфере сверхгиганта  $\eta$  Leo по спектрограмме с дисперсией  $1,3 \text{ \AA/мм}$ , полученной с эшелльным спектрографом в фокусе Кудэ 2,6-м телескопа. Методом кривой роста определены микротурбулентные скорости  $v'_{tm}$  для нескольких однородных групп линий. Методикой, предложенной ранее Су-Шу-Хуаном и О. Струве [2, 3] и усовершенствованной ван ден Хевелем [4], определены для этих же групп линий значения микротурбулентных  $v_{tm}$  и макротурбулентных  $v_M$  скоростей.

Из сопоставления  $v'_{tm}$ ,  $v_{tm}$  и  $v_M$  сделаны некоторые заключения о характере изменения поля скоростей с высотой в атмосфере звезды: скорость макротурбулентных (или конвективных) движений уменьшается с высотой, а скорость микротурбулентных движений возрастает.

THE VELOCITY FIELD IN THE ATMOSPHERE OF THE SUPERGIANT  $\eta$  Leo (A0Ib), by S. K. Zeynalov and I. M. Kopylov.— A spectrophotometric analysis of the velocity field in the atmosphere of the supergiant  $\eta$  Leo has been carried out using spectrograms with a dispersion of  $1.3 \text{ \AA/mm}$ , obtained with the echelle spectrograph in the Coude focus of the 2.6 m telescope.

The microturbulent velocities  $v'_{tm}$  for several homogeneous groups of lines are found by the curve of growth method. The microturbulent  $v_{tm}$  and macro-turbulent  $v_M$  velocities for these same groups of lines are determined by the method proposed previously by Huang and Struve [2, 3] and improved by van den Heuvel [4]. Several conclusions on the character of the velocity field variations with height in the stellar atmosphere are made from a comparison of  $v'_{tm}$ ,  $v_{tm}$  and  $v_M$ : the velocity of macro-turbulent or (convective) motions decreases with height and the velocity of microturbulent motions increases.

Наиболее распространенным в настоящее время методом исследования поля скоростей в атмосферах нормальных звезд всех спектральных классов является метод кривой роста. Несмотря на очевидные значительные преимущества метода кривой роста, в последние годы разрабатываются и принципиально иные методы исследования движений в атмосферах звезд. Дело в том, что кривая роста дает нам только некоторое усредненное значение скорости микротурбулентных движений, т. е. движений, размер элементов которых меньше толщины слоя, в котором формируется данный набор спектральных линий. Кривая роста, по существу, не может дать нам никаких сведений о макротурбулентных движениях в атмосфере, размеры элементов которых больше или равны толщине обрабатываемого слоя звезды.

Исследование спектров сверхгигантов показало, однако, что очень часто макротурбулентные скорости, находимые по контурам спектраль-



ных линий, оказываются значительно большими, чем скорости микротурбулентных движений [1]. Очевидный вывод, что поле скоростей в атмосферах звезд и особенно звезд-сверхгигантов имеет очень сложную структуру, а кривая роста доставляет нам лишь весьма ограниченную и усредненную информацию о свойствах этого поля, заставил искать принципиально иные методы более полного исследования поля скоростей в атмосферах звезд.

В 1952 г. Су-Шу-Хуан и О. Струве [2] предложили метод одновременного определения как микро- так и макротурбулентных скоростей в звездных атмосферах. Метод основан на использовании того обстоятельства, что микротурбулентные движения (мелкие вихри) расширяют контур линии, увеличивая ее эквивалентную ширину, в то время как макротурбулентные движения (крупные вихри) увеличивают ширину линий без изменения ее интенсивности. Для некоторого набора линий в спектре звезды строится зависимость между эквивалентной шириной (точнее,  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ ) и полной полушириной контура линии (точнее,  $\lg \Delta\lambda/\lambda \cdot 10^6$ ). Сопоставление такой эмпирической зависимости с теоретической дает возможность определить по сдвигам вдоль оси абсцисс и вдоль оси ординат значения макротурбулентной скорости  $v_M$  и микротурбулентной скорости  $v_{tm}$ . Эта методика была применена к сверхгиганту F8 Ia  $\delta$  СМа [2] и позднее, после некоторого видоизменения, — к  $\alpha$  Суг, A2 Ia [3]. В дальнейшем некоторые авторы использовали такой метод применительно к другим типам звезд: «металлическим», поздним гигантам и пр.

Однако метод не нашел столь широкого применения, как кривая роста, по двум причинам.

а) При использовании метода предъявляются весьма высокие требования к качеству спектрографического материала: разрешение спектрограмм должно было достаточно большим, чтобы контуры линий в спектре звезды мало или совсем не искажались по инструментальным причинам. Отметим, что во всех упомянутых работах по применению такого метода дисперсия спектрограмм составляла не ниже 3—5 Å/мм.

б) В теоретическом обосновании метода имеются еще слабые места. Для более уверенного совмещения эмпирической зависимости ( $W_\lambda/\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D/\lambda$ ) с теоретической необходимо использовать линии в широком диапазоне интенсивностей: от самых слабых до наиболее сильных. Однако очевидно, что в реальных звездных атмосферах сильные и слабые линии образуются в различных слоях при различных физических условиях и разных параметрах поля скоростей. Это усложняет процедуру определения макро- и микротурбулентных скоростей таким методом.

В 1963 г. ван ден Хевель [4] значительно лучше обосновал методику построения теоретической корреляции между эквивалентными ширинами линий и полуширинами их контуров, введя в качестве дополнительного параметра отношение скорости макротурбулентности  $v_M$  к полной скорости теплового и микротурбулентного движения  $v_{tm} = \sqrt{v_t^2 + v_m^2}$ . Таким образом, общий вид теоретической зависимости, связывающей  $W_\lambda/\lambda$  и  $\Delta\lambda_D/\lambda$ , определяется уже отношением  $v_M/v_{tm}$  и постоянной затухания  $\gamma$ . Ван ден Хевель построил три семейства теоретических зависимостей (для значений  $a = \gamma/4\pi\Delta v_D = 0,1; 0,01$  и  $0,001$ ) для набора из 12 значений параметра  $v_M/v_{tm}$  в пределах от 0 до 8.

Применение ван ден Хевелем [4] этой усовершенствованной методики к анализу фраунгоферова спектра Солнца и спектров сверхгигантов  $\alpha$  Суг и  $\delta$  СМа показало ее неоспоримые преимущества перед первоначально предложенной методикой [2, 3], однако обнаружило, что явные изменения характера поля скорости с глубиной в атмосфере звезды, проявляющиеся в слабых и сильных линиях в различной степени, затрудняют однозначное определение  $v_M$  и  $v_{tm}$  и требуют более полного анализа.



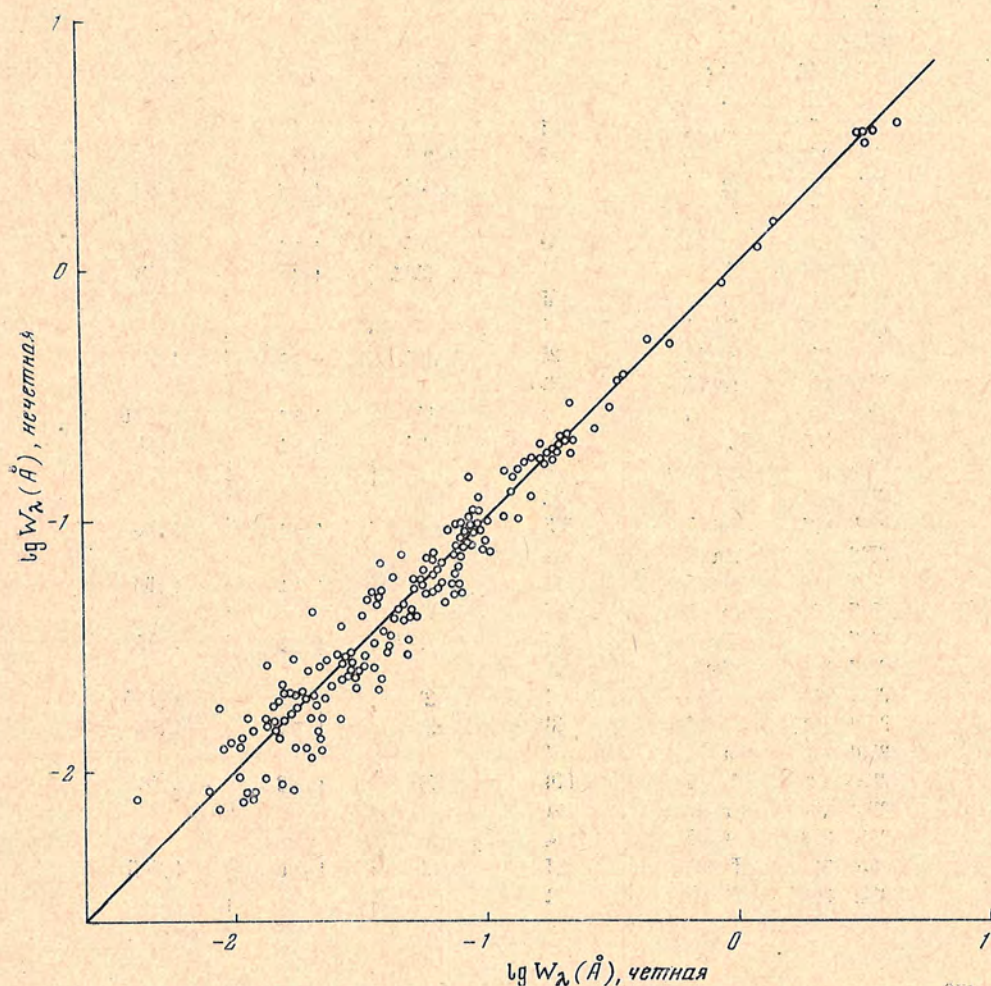
Мы применили метод [4] к анализу звездных спектров с последующим сравнением его результатов с теми данными о поле скоростей, которые может дать нам обычный метод кривых роста.

## § 1. Материал наблюдений, его обработка и результаты

Мы решили применить методику [4] к анализу спектра сверхгиганта  $\eta$  Leo (A0 Ib). Спектрограммы этой звезды были получены в 1964 г. с помощью эшелювого спектрографа, установленного в фокусе Кудэ 2,6-м рефлектора обсерватории [5].

Дисперсия на спектрограммах изменяется от 1,1 Å/мм у  $\lambda 3500$  Å до 1,5 Å/мм у  $\lambda 5000$  Å. Спектрограммы были получены на пластинках Кодак 0aO (интервал  $\lambda\lambda 3500-5000$  Å). Ширина изображения щели на фотопластинке составляла около 0,15 мм, что соответствует 0,16–0,20 Å. Для обработки была отобрана одна из лучших спектрограмм этой звезды с хорошей плотностью в интервале  $\lambda\lambda 3600-4900$  Å (18 строк).

Регистрограммы спектра были получены на микрофотометре Молля с увеличением 25, при этом измерительная щель микрофотометра была взята достаточно малой для устранения искажения контуров спектральных линий.



Фиг. 1. К оценке точности определения эквивалентных ширин линий в спектре  $\eta$  Leo



Таблица 1

| Длина волны | Элемент         | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|-----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 3667,684    | H <sub>26</sub> | 5          | 0,035       | 0,95                                       | 2,21                                           |
| 3669,466    | H <sub>25</sub> | 5          | 0,105       | 1,43                                       | 2,468                                          |
| 3671,478    | H <sub>24</sub> | 5          | 0,115       | 1,47                                       | 2,413                                          |
| 3673,761    | H <sub>23</sub> | 5          | 0,224       | 1,75                                       | 2,518                                          |
| 3676,365    | H <sub>22</sub> | 5          | 0,330       | 1,92                                       | 2,54                                           |
| 3637,59     | Cr II           | 13         | 0,124       | 1,50                                       | 1,91                                           |
| 3677,793    | Sm II           |            |             |                                            |                                                |
| 3677,835    | Co I            |            |             |                                            |                                                |
| 3677,86     | Cr II           | 13         |             |                                            |                                                |
| 3679,355    | H <sub>21</sub> | 4          | 0,437       | 2,07                                       | 2,531                                          |
| 3682,810    | H <sub>20</sub> | 4          | 0,605       | 2,23                                       | 2,573                                          |
| 3685,192    | Ti II           | 14         | 0,212       | 1,76                                       | 1,86                                           |
| 3685,212    | Mn I            |            |             |                                            |                                                |
| 3686,833    | H <sub>19</sub> | 4          | 0,861       | 2,37                                       | 2,689                                          |
| 3691,557    | H <sub>18</sub> | 4          | 1,19        | 2,51                                       | 2,746                                          |
| 3697,154    | H <sub>17</sub> | 3          | 1,44        | 2,59                                       | 2,808                                          |
| 3703,855    | H <sub>16</sub> | 3          | 1,77        | 2,68                                       | 2,819                                          |
| 3706,026    | Ca II           | 3          | 0,105       | 1,45                                       | 2,00                                           |
| 3706,035    | V I             | 104        |             |                                            |                                                |
| 3709,13     | Gd II           | 51         | 0,016       | 0,63                                       | 1,83                                           |
| 3709,246    | Fe I            | 21         |             |                                            |                                                |
| 3706,25     | Cr II           | 6          |             |                                            |                                                |
| 3709,27     | Zr II           | 45         |             |                                            |                                                |
| 3711,973    | H <sub>15</sub> | 3          | 2,22        | 2,78                                       | 2,90                                           |
| 3712,764    | Sm II           | 25         | 0,044       | 1,07                                       | 1,82                                           |
| 3712,97     | Cr II           | 12         |             |                                            |                                                |
| 3715,19     | Cr II           | 20         | 0,065       | 1,24                                       | 1,78                                           |
| 3715,371    | Ti I            | 145        | 0,0565      | 1,18                                       | 1,78                                           |
| 3715,45     | Cr II           |            |             |                                            |                                                |
| 3719,935    | Fe I            | 5          |             |                                            |                                                |
| 3720,17     | Fe II           | 23         | 0,028       | 0,88                                       | 1,82                                           |
| 3720,29     | Zr II           | 32         |             |                                            |                                                |
| 3721,940    | H <sub>14</sub> | 3          | 2,68        | 2,86                                       | 2,966                                          |
| 3725,155    | Ti I            | 83         | 0,026       | 0,84                                       | 1,65                                           |
| 3725,29     | Mn II           | 8          |             |                                            |                                                |
| 3726,926    | Ru I            | 2          | 0,043       | 1,06                                       | 1,70                                           |
| 3726,927    | Fe I            | 385        |             |                                            |                                                |
| 3726,931    | Mn I            | 24         |             |                                            |                                                |
| 3727,351    | V II            | 21         | 0,0518      | 1,14                                       | 1,63                                           |
| 3727,37     | Cr II           | 117        |             |                                            |                                                |
| 3727,53     | Fe I            | 705        | 0,0195      | 0,72                                       | 1,67                                           |
| 3727,621    | Fe I            | 21         |             |                                            |                                                |
| 3734,370    | H <sub>13</sub> | 3          | 3,26        | 2,94                                       | 2,947                                          |
| 3736,813    | Ni I            | 30         | 0,203       | 1,74                                       | 1,98                                           |
| 3736,901    | Ca II           | 3          |             |                                            |                                                |
| 3738,308    | Fe I            | 609        | 0,09        | 1,38                                       | 1,96                                           |
| 3738,38     | Cr II           | 20         |             |                                            |                                                |
| 3741,504    | V I             | 124        | 0,15        | 1,60                                       | 1,935                                          |
| 3741,56     | Fe II           | 15         |             |                                            |                                                |
| 3741,633    | Ti II           | 72         |             |                                            |                                                |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент         | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|-----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 3743,364    | Fe I            | 21         |             |                                            |                                                |
| 3743,40     | Fe III          |            | 0,0375      | 1,02                                       | 1,92                                           |
| 3743,468    | Fe I            | 806        |             |                                            |                                                |
| 3745,605    | Sm II           | 2          | 0,303       | 0,91                                       | 1,84                                           |
| 3745,97     | Zr II           | 112        | 0,019       | 0,71                                       | 1,62                                           |
| 3746,56     | Fe II           | 14         | 0,039       | 1,02                                       | 1,80                                           |
| 3748,614    | Cr I            | 43         | 0,103       | 1,44                                       | 2,07                                           |
| 3750,154    | H <sub>12</sub> | 2          | 3,16        | 2,93                                       | 2,968                                          |
| 3754,59     | Cr II           | 20         | 0,056       | 1,17                                       | 1,80                                           |
| 3755,54     | Mo II           | 5          |             |                                            |                                                |
| 3755,56     | Gd II           | 85         | 0,042       | 1,05                                       | 1,90                                           |
| 3755,563    | Fe II           | 154        |             |                                            |                                                |
| 3755,61     | Ca II           | 8          |             |                                            |                                                |
| 3756,411    | Sm I            | 2          | 0,0075      | 0,30                                       | 1,515                                          |
| 3756,411    | Sm II           | 44         |             |                                            |                                                |
| 3757,174    | Cr I            | 43         | 0,0114      | 0,48                                       | 1,63                                           |
| 3757,662    | Cr I            | 43         | 0,083       | 1,34                                       | 1,82                                           |
| 3758,22     | V II            | 100        | 0,033       | 1,94                                       | 1,63                                           |
| 3758,235    | Fe I            | 21         |             |                                            |                                                |
| 3758,72     | Cr I            | 12         | 0,010       | 0,42                                       | 1,43                                           |
| 3758,90     | Y II            | 74         |             |                                            |                                                |
| 3759,29     | Ti II           | 13         | 0,292       | 1,89                                       | 2,09                                           |
| 3760,24     | V II            | 129        | 0,0123      | 0,51                                       | 1,63                                           |
| 3760,401    | Co I            | 40         |             |                                            |                                                |
| 3759,92     | Gd II           | 20         | 0,0106      | 0,45                                       | 1,43                                           |
| 3761,12     | Eu II           | 11         | 0,213       | 1,75                                       | 1,99                                           |
| 3761,20     | V II            | 129        |             |                                            |                                                |
| 3761,62     | Ca III          | 3          | 0,055       | 1,16                                       | 1,77                                           |
| 3761,69     | Cr II           | 11         |             |                                            |                                                |
| 3762,894    | Fe II           | 192        |             |                                            |                                                |
| 3763,00     | Gd II           | 1          | 0,073       | 1,29                                       | 1,87                                           |
| 3763,13     | Cl II           | 10         |             |                                            |                                                |
| 3763,790    | Fe I            | 21         | 0,062       | 1,21                                       | 1,78                                           |
| 3764,21     | Fe I            | 74         | 0,070       | 1,27                                       | 1,66                                           |
| 3765,70     | Fe I            | 608        | 0,028       | 0,87                                       | 1,58                                           |
| 3766,92     | Hf II           | 75         |             |                                            |                                                |
| 3767,04     | Gd II           | 20         |             |                                            |                                                |
| 3767,05     | La II           | 151        | 0,034       | 0,95                                       | 1,78                                           |
| 3767,18     | Cr II           | 20         |             |                                            |                                                |
| 3767,194    | Fe I            | 21         |             |                                            |                                                |
| 3768,57     | Cr II           | 6          | 0,012       | 0,50                                       | 1,25                                           |
| 3768,62     | Cr I            | 42         |             |                                            |                                                |
| 3769,37     | Cr II           | 6          |             |                                            |                                                |
| 3769,43     | Gd II           | 37         | 0,104       | 1,44                                       | 1,86                                           |
| 3769,455    | Ni II           | 4          |             |                                            |                                                |
| 3769,695    | Pr II           | 16         | 0,0124      | 0,52                                       | 1,25                                           |
| 3769,995    | Fe I            | 387        |             |                                            |                                                |
| 3770,632    | H <sub>11</sub> | 2          | 3,97        | 3,03                                       | 3,045                                          |
| 3775,860    | Fe I            | 287        | 0,025       | 0,82                                       | 1,57                                           |
| 3776,062    | Ti II           | 72         |             |                                            |                                                |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент         | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|-----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 3778,13     | Sm II           |            | 0,031       | 0,91                                       | 1,82                                           |
| 3778,320    | Fe I            | 367        |             |                                            |                                                |
| 3779,424    | Fe I            | 222        | 0,0383      | 1,00                                       | 1,82                                           |
| 3779,444    | Fe I            | 665        |             |                                            |                                                |
| 3780,53     | Zr I            | 8          | 0,0083      | 0,34                                       | 1,541                                          |
| 3781,51     | Fe II           | 130        | 0,027       | 0,85                                       | 1,71                                           |
| 3783,347    | Fe II           | 14         | 0,087       | 1,36                                       | 1,78                                           |
| 3786,33     | Ti II           | 12         | 0,016       | 0,63                                       | 1,77                                           |
| 3786,37     | Fe II           | 15         |             |                                            |                                                |
| 3787,88     | Fe I            | 21         | 0,020       | 0,72                                       | 1,57                                           |
| 3787,89     | Cr II           | 6          |             |                                            |                                                |
| 3797,900    | H <sub>10</sub> | 2          | 3,97        | 3,02                                       | 2,987                                          |
| 3804,798    | Cr I            | 139        | 0,0128      | 0,53                                       | 1,79                                           |
| 3805,24     | Cl II           | 62         |             |                                            |                                                |
| 3807,144    | Ni I            | 33         | 0,0084      | 0,34                                       | 1,65                                           |
| 3807,227    | Nd II           | 19         |             |                                            |                                                |
| 3809,592    | Mn I            | 6          |             |                                            |                                                |
| 3809,597    | V I             | 28         | 0,013       | 0,53                                       | 1,56                                           |
| 3809,67     | S II            | 50         |             |                                            |                                                |
| 3813,39     | Ti II           | 12         | 0,0252      | 0,82                                       | 1,73                                           |
| 3814,121    | Fe II           | 153        | 0,0885      | 1,37                                       | 1,75                                           |
| 3814,58     | Ti II           | 12         | 0,0365      | 0,98                                       | 1,61                                           |
| 3815,842    | Fe I            | 45         | 0,047       | 1,09                                       | 1,61                                           |
| 3819,606    | He I            | 22         |             |                                            |                                                |
| 3819,62     | Fe I            | 122        | 0,090       | 1,38                                       | 2,12                                           |
| 3819,67     | Eu II           | 1          |             |                                            |                                                |
| 3819,76     | He I            | 22         |             |                                            |                                                |
| 3820,428    | Fe I            | 20         | 0,091       | 1,38                                       | 1,83                                           |
| 3821,181    | Fe I            | 608        | 0,012       | 0,50                                       | 1,55                                           |
| 3821,834    | Fe I            | 222        | 0,0447      | 1,06                                       | 1,705                                          |
| 3821,92     | Fe II           | 14         |             |                                            |                                                |
| 3824,306    | Fe I            | 607        | 0,0218      | 0,71                                       | 1,84                                           |
| 3824,444    | Fe I            | 4          |             |                                            |                                                |
| 3824,913    | Fe II           | 29         | 0,084       | 1,34                                       | 1,76                                           |
| 3825,404    | Fe I            | 123        | 0,0068      | 0,25                                       | 1,245                                          |
| 3825,39     | Cr I            | 70         |             |                                            |                                                |
| 3825,884    | Fe I            | 20         | 0,0594      | 1,19                                       | 1,72                                           |
| 3827,079    | Fe II           | 153        | 0,0650      | 1,23                                       | 1,66                                           |
| 3827,825    | Fe I            | 45         | 0,036       | 0,97                                       | 1,66                                           |
| 3829,35     | Mg I            | 3          | 0,0813      | 1,33                                       | 1,78                                           |
| 3832,300    | Mg I            | 3          | 0,0881      | 1,36                                       | 1,78                                           |
| 3832,304    | Mg I            | 3          |             |                                            |                                                |
| 3835,386    | H <sub>9</sub>  | 2          | 3,69        | 2,98                                       | 2,986                                          |
| 3838,292    | Mg I            | 3          | 0,1355      | 1,55                                       | 1,77                                           |
| 3838,294    | Mg I            | 3          |             |                                            |                                                |
| 3839,002    | V I             | 44         | 0,0070      | 0,26                                       | 1,65                                           |
| 3840,439    | Fe I            | 20         | 0,024       | 0,80                                       | 1,73                                           |
| 3840,44     | V I             | 44         |             |                                            |                                                |
| 3840,75     | V I             | 9          | 0,0065      | 0,23                                       | 1,62                                           |
| 3841,051    | Fe I            | 45         | 0,01745     | 0,66                                       | 1,60                                           |
| 3841,082    | Mn I            | 6          |             |                                            |                                                |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент        | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 3844,27     | Ni I           | 137        | 0,0167      | 0,65                                       | 1,67                                           |
| 3844,58     | Gd II          | 2          | 0,0084      | 0,32                                       | 1,48                                           |
| 3845,170    | Fe I           | 124        | 0,0735      | 1,28                                       | 1,83                                           |
| 3845,18     | Fe II          | 127        |             |                                            |                                                |
| 3848,233    | Nd II          | 19         | 0,0575      | 1,18                                       | 1,77                                           |
| 3848,24     | Mg II          | 5          |             |                                            |                                                |
| 3849,58     | Ni II          | 11         | 0,082       | 1,33                                       | 1,75                                           |
| 3849,969    | Fe I           | 20         | 0,0156      | 0,64                                       | 1,46                                           |
| 3850,40     | Mg II          | 5          | 0,027       | 0,79                                       | 1,74                                           |
| 3850,409    | V II           | 11         |             |                                            |                                                |
| 3850,93     | Si II          | 50         | 0,0080      | 0,32                                       | 1,58                                           |
| 3853,657    | Si II          | 1          | 0,184       | 1,68                                       | 1,92                                           |
| 3854,177    | Gd II          | 50         | 0,0107      | 0,45                                       | 1,534                                          |
| 3854,91     | La II          | 55         | 0,0065      | 0,23                                       | 1,47                                           |
| 3856,021    | Si II          | 1          | 0,333       | 1,94                                       | 1,98                                           |
| 3858,301    | Ni I           | 32         | 0,0192      | 0,70                                       | 1,73                                           |
| 3859,913    | Fe I           | 4          | 0,046       | 1,08                                       | 1,74                                           |
| 3860,46     | Fe III         | 109        | 0,0122      | 0,50                                       | 1,67                                           |
| 3862,592    | Si II          | 1          | 0,246       | 1,80                                       | 1,91                                           |
| 3863,327    | Nd II          | 27         |             |                                            |                                                |
| 3863,409    | Nd II          | 26         | 0,0138      | 0,55                                       | 1,67                                           |
| 3863,413    | Fe II          | 152        |             |                                            |                                                |
| 3863,81     | V II           | 33         | 0,0092      | 0,38                                       | 1,551                                          |
| 3863,953    | Fe II          | 127        |             |                                            |                                                |
| 3865,526    | Fe I           | 20         | 0,0313      | 0,91                                       | 1,72                                           |
| 3865,59     | Cr II          | 167        | 0,060       | 1,19                                       | 1,75                                           |
| 3866,54     | Cr II          | 130        | 0,009       | 0,37                                       | 1,44                                           |
| 3867,477    | He I           | 20         | 0,0114      | 0,47                                       | 1,44                                           |
| 3867,631    | He I           | 20         | 0,0215      | 0,75                                       | 1,76                                           |
| 3870,267    | Cr I           | 11         | 0,0086      | 0,35                                       | 1,64                                           |
| 3871,54     | Gd II          | 1          | 0,0129      | 0,52                                       | 1,55                                           |
| 3871,64     | La II          | 13         | 0,0180      | 0,67                                       | 1,64                                           |
| 3872,504    | Fe I           | 20         | 0,0175      | 0,66                                       | 1,70                                           |
| 3872,76     | Fe II          | 29         | 0,050       | 1,11                                       | 1,79                                           |
| 3873,763    | Fe I           | 175        | 0,0201      | 0,72                                       | 1,47                                           |
| 3875,64     | V II           | 20         | 0,0034      | 0,05                                       | 1,23                                           |
| 3878,021    | Fe I           | 20         | 0,0094      | 0,39                                       | 1,63                                           |
| 3878,575    | Fe I           | 4          | 0,0319      | 0,92                                       | 1,77                                           |
| 3883,208    | V II           | 11         | 0,0160      | 0,62                                       | 1,66                                           |
| 3889,051    | H <sub>8</sub> | 2          | 3,78        | 2,99                                       | 2,963                                          |
| 3896,11     | Fe II          | 23         | 0,0160      | 0,60                                       | 1,65                                           |
| 3896,155    | V II           | 10         |             |                                            |                                                |
| 3898,483    | Ti I           | 13         | 0,0129      | 0,52                                       | 1,48                                           |
| 3899,140    | V II           | 33         | 0,0143      | 0,57                                       | 1,23                                           |
| 3899,709    | Fe I           | 4          | 0,0109      | 0,45                                       | 1,47                                           |
| 3900,546    | Ti II          | 34         | 0,1545      | 1,60                                       | 1,87                                           |
| 3903,37     | V II           | 11         | 0,0109      | 0,45                                       | 1,59                                           |
| 3903,77     | Zr II          | 7          | 0,028       | 0,86                                       | 1,78                                           |
| 3905,64     | Cr II          | 167        | 0,087       | 1,35                                       | 1,89                                           |
| 3906,037    | Fe II          | 173        | 0,0814      | 1,32                                       | 1,75                                           |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент        | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 3908,16     | Pr II          | 11         | 0,0121      | 0,49                                       | 1,24                                           |
| 3909,25     | Cr II          | 129        | 0,0063      | 0,21                                       | 1,45                                           |
| 3911,32     | Cr II          | 129        | 0,011       | 0,45                                       | 1,47                                           |
| 3913,464    | Ti II          | 34         | 0,1375      | 1,75                                       | 1,85                                           |
| 3914,48     | Fe II          | 3          | 0,0655      | 1,22                                       | 1,85                                           |
| 3916,418    | V II           | 10         | 0,0172      | 1,64                                       | 1,65                                           |
| 3918,51     | Fe II          | 191        | 0,026       | 0,82                                       | 1,72                                           |
| 3918,977    | C II           | 4          | 0,012       | 0,49                                       | 1,79                                           |
| 3920,26     | Fe II          | 4          | 0,0040      | 0,01                                       | 1,347                                          |
| 3920,677    | C II           | 4          | 0,0289      | 0,87                                       | 1,68                                           |
| 3922,914    | Fe I           | 4          | 0,0083      | 0,33                                       | 1,528                                          |
| 3923,39     | Ti II          | 97         | 0,0097      | 0,39                                       | 1,51                                           |
| 3923,503    | Sc II          | 9          |             |                                            |                                                |
| 3926,497    | V II           | 11         | 0,0105      | 0,43                                       | 1,365                                          |
| 3926,50     | He I           | 58         |             |                                            |                                                |
| 3927,922    | Fe I           | 4          | 0,0129      | 0,52                                       | 1,71                                           |
| 3929,15     | Ti II          | 97         | 0,0139      | 0,55                                       | 1,56                                           |
| 3930,299    | Fe I           | 4          | 0,0582      | 1,18                                       | 1,67                                           |
| 3930,31     | Fe II          | 3          |             |                                            |                                                |
| 3932,007    | Ti II          | 34         | 0,017       | 0,64                                       | 1,67                                           |
| 3933,664    | Ca II          | 1          | 0,517       | 2,12                                       | 2,12                                           |
| 3935,942    | Fn II          | 173        | 0,0649      | 1,22                                       | 1,77                                           |
| 3938,289    | Fe II          | 3          |             |                                            |                                                |
| 3938,969    | Fe II          | 190        | 0,0452      | 1,06                                       | 1,72                                           |
| 3944,009    | Al I           | 1          | 0,0244      | 0,79                                       | 1,87                                           |
| 3945,21     | Fe II          | 3          | 0,0297      | 0,88                                       | 1,66                                           |
| 3947,301    | O I            | 3          |             |                                            |                                                |
| 3947,489    | O I            | 3          | 0,020       | 0,70                                       | 1,99                                           |
| 3947,594    | O I            | 3          |             |                                            |                                                |
| 3951,968    | V II           | 10         | 0,0184      | 0,67                                       | 1,86                                           |
| 3952,00     | Gd II          | 1          |             |                                            |                                                |
| 3960,895    | Fe II          | 212        | 0,027       | 0,83                                       | 1,78                                           |
| 3960,914    | Ce II          | 84         |             |                                            |                                                |
| 3961,503    | Mo II          | 4          | 0,041       | 1,01                                       | 1,69                                           |
| 3961,523    | Al I           | 1          |             |                                            |                                                |
| 3965,236    | Fe II          | 30         | 0,0076      | 0,28                                       | 1,47                                           |
| 3968,470    | Ca II          | 1          | 0,471       | 2,07                                       | 2,09                                           |
| 3969,261    | Fe I           | 43         | 0,0130      | 0,51                                       | 1,45                                           |
| 3970,074    | H <sub>ε</sub> |            | 3,492       | 2,94                                       | 2,906                                          |
| 3973,64     | V II           | 9          | 0,010       | 0,40                                       | 1,52                                           |
| 3974,160    | Fe II          | 29         | 0,045       | 1,05                                       | 1,72                                           |
| 3975,029    | Fe II          | 191        | 0,0183      | 0,67                                       | 1,56                                           |
| 3979,518    | Co II          | 3          | 0,029       | 0,86                                       | 1,65                                           |
| 3979,798    | Cr I           | 67         | 0,0135      | 0,53                                       | 1,45                                           |
| 3981,61     | Fe II          | 3          | 0,018       | 0,66                                       | 1,76                                           |
| 3981,998    | Ti II          | 11         | 0,012       | 0,48                                       | 1,47                                           |
| 3983,907    | Cr I           | 38         | 0,0134      | 0,53                                       | 1,65                                           |
| 3985,96     | Cr II          | 10         | 0,0090      | 0,35                                       | 1,45                                           |
| 3997,126    | V II           | 9          | 0,012       | 0,48                                       | 1,78                                           |
| 4002,073    | Fe II          | 29         | 0,026       | 0,81                                       | 1,66                                           |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент            | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|--------------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4002,549    | Fe II }<br>Zr I }  | 190        | 0,026       | 0,81                                       | 1,66                                           |
| 4002,55     |                    | 46         |             |                                            |                                                |
| 4003,32     | Cr II              | 194        | 0,0090      | 0,35                                       | 1,546                                          |
| 4005,246    | Fe I               | 43         | 0,0065      | 0,21                                       | 1,546                                          |
| 4005,712    | V II               | 32         | 0,012       | 0,47                                       | 1,66                                           |
| 4012,37     | Ti II }<br>Mo I }  | 11         | 0,047       | 1,02                                       | 1,85                                           |
| 4012,51     |                    | 12         |             |                                            |                                                |
| 4015,50     | Ni II              | 12         | 0,035       | 0,94                                       | 1,69                                           |
| 4023,388    | V II               | 32         | 0,0164      | 0,61                                       | 1,67                                           |
| 4024,45     | Zr II }<br>Fe II } | 54         | 0,0633      | 1,20                                       | 1,75                                           |
| 4024,55     |                    | 127        |             |                                            |                                                |
| 4025,136    | Ti II              | 11         | 0,0184      | 0,66                                       | 1,67                                           |
| 4025,40     | Cr I }<br>Ni I }   | 37         | 0,0145      | 0,56                                       | 1,67                                           |
| 4025,44     |                    | 117        |             |                                            |                                                |
| 4025,49     | He I }             | 19         |             |                                            |                                                |
| 4025,67     | Fe III             | 45         | 0,0193      | 0,68                                       | 1,79                                           |
| 4026,189    | He I }             | 18         |             |                                            |                                                |
| 4026,362    | He I }             | 18         | 0,0912      | 1,36                                       | 2,07                                           |
| 4026,50     | Al II }            | 24         |             |                                            |                                                |
| 4028,33     | Ti II              | 87         | 0,0255      | 0,80                                       | 1,62                                           |
| 4028,91     | S II               | 45         | 0,0082      | 0,30                                       | 1,558                                          |
| 4029,64     | Ti II              | 87         | 0,0097      | 0,38                                       | 1,47                                           |
| 4030,28     | Cr II              | 19         | 0,0192      | 0,68                                       | 1,83                                           |
| 4031,35     | Zr II              | 42         | 0,0124      | 0,49                                       | 1,59                                           |
| 4032,636    | Fe I               | 44         | 0,045       | 1,05                                       | 1,75                                           |
| 4035,631    | V II               | 32         | 0,021       | 0,72                                       | 1,83                                           |
| 4036,779    | V II               | 9          | 0,0077      | 0,28                                       | 1,64                                           |
| 4037,725    | Fe I               | 118        | 0,030       | 0,87                                       | 1,66                                           |
| 4044,01     | Fe II              | 172        | 0,0305      | 0,88                                       | 1,80                                           |
| 4045,63     | Zr II }<br>Fe I }  | 30         | 0,0373      | 0,97                                       | 1,61                                           |
| 4045,815    |                    | 43         |             |                                            |                                                |
| 4048,68     | Zr II }<br>Mn I }  | 43         | 0,0417      | 1,01                                       | 1,76                                           |
| 4048,755    |                    | 5          |             |                                            |                                                |
| 4048,831    | Fe II              | 172        | 0,015       | 0,57                                       | 1,82                                           |
| 4051,97     | Cr II              | 19         | 0,0218      | 0,73                                       | 1,79                                           |
| 4053,814    | Ti II              | 87         | 0,018       | 0,65                                       | 1,64                                           |
| 4054,11     | Cr II              | 19         | 0,0146      | 0,55                                       | 1,71                                           |
| 4057,457    | Fe II              | 212        | 0,0219      | 0,73                                       | 1,55                                           |
| 4057,95     | Mn I               | 29         | 0,0068      | 0,22                                       | 1,78                                           |
| 4063,528    | Mn I }<br>Fe I }   | 5          | 0,0115      | 0,45                                       |                                                |
| 4063,597    |                    | 43         |             |                                            |                                                |
| 4067,03     | V II }<br>Ni II }  | 9          | 0,0696      | 1,23                                       | 1,77                                           |
| 4067,05     |                    | 11         |             |                                            |                                                |
| 4069,897    | O II }<br>Fe II }  | 10         | 0,0075      | 0,27                                       | 1,765                                          |
| 4070,03     |                    | 22         |             |                                            |                                                |
| 4071,74     | Fe I               | 43         | 0,0137      | 0,53                                       | 1,77                                           |
| 4072,56     | Cr II              | 26         | 0,0090      | 0,35                                       | 1,57                                           |
| 4075,45     | Si II }<br>Cr II } |            |             |                                            |                                                |
| 4075,63     |                    | 19         | 0,0236      | 0,76                                       | 1,86                                           |
| 4075,66     | V II }             | 14         |             |                                            |                                                |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент        | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|----------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4075,95     | Fe II          | 21         | 0,0080      | 0,29                                       | 1,25                                           |
| 4076,00     | C II           | 36         |             |                                            |                                                |
| 4076,71     | La II          | 11         | 0,025       | 0,79                                       | 1,784                                          |
| 4076,87     | Cr II          | 19         |             |                                            |                                                |
| 4077,714    | Sr II          | 1          | 0,019       | 0,67                                       | 1,66                                           |
| 4101,737    | H <sub>8</sub> |            | 3,21        | 2,90                                       | 2,872                                          |
| 4108,488    | Co I           | 11         | 0,016       | 0,59                                       | 1,943                                          |
| 4110,472    | Nd II          | 15         | 0,014       | 0,53                                       | 1,23                                           |
| 4110,61     | Nd II          | 15         |             |                                            |                                                |
| 4110,97     | Cr II          | 18         | 0,0070      | 0,23                                       | 1,79                                           |
| 4111,01     | Cr II          | 18         |             |                                            |                                                |
| 4111,67     | Cr I           | 97         | 0,0298      | 0,86                                       | 1,76                                           |
| 4111,78     | V I            | 27         |             |                                            |                                                |
| 4112,59     | Cr II          | 18         | 0,01        | 0,38                                       | 1,45                                           |
| 4113,826    | Nd II          | 25         | 0,0092      | 0,34                                       | 1,44                                           |
| 4119,53     | Nd II          | 21         | 0,0166      | 0,60                                       | 1,94                                           |
| 4120,812    | He I           | 16         | 0,028       | 0,83                                       | 1,99                                           |
| 4120,993    | He I           | 16         |             |                                            |                                                |
| 4122,64     | Fe II          | 28         | 0,091       | 1,34                                       | 1,77                                           |
| 4124,793    | Fe II          | 22         | 0,022       | 0,73                                       | 1,81                                           |
| 4128,053    | Si II          | 3          | 0,179       | 1,64                                       | 1,87                                           |
| 4128,73     | Fe II          | 27         | 0,055       | 1,12                                       | 1,79                                           |
| 4128,87     | Mn II          | 2          | 0,006       | 0,16                                       | 1,35                                           |
| 4130,884    | Si II          | 3          | 0,187       | 1,66                                       | 1,91                                           |
| 4132,06     | Fe I           | 43         | 0,0082      | 0,30                                       | 1,25                                           |
| 4132,41     | Cr II          | 26         | 0,0125      | 0,48                                       | 1,46                                           |
| 4132,903    | Fe I           | 357        | 0,0057      | 0,15                                       | 1,464                                          |
| 4138,40     | Fe II          | 39         | 0,0192      | 0,67                                       | 1,86                                           |
| 4143,759    | He I           | 53         | 0,024       | 0,77                                       | 1,77                                           |
| 4143,87     | Fe I           | 43         | 0,0404      | 0,99                                       | 1,93                                           |
| 4144,492    | Ce II          | 3          | 0,0206      | 0,70                                       | 1,77                                           |
| 4145,204    | Fe I           | 274        | 0,0144      | 0,54                                       | 1,86                                           |
| 4146,02     | Fe I           | 422        | 0,024       | 0,77                                       | 1,65                                           |
| 4147,67     | Fe I           | 42         | 0,121       | 0,47                                       | 1,56                                           |
| 4149,22     | Zr II          | 41         | 0,022       | 0,73                                       | 1,67                                           |
| 4151,79     | Fe II          | 12         | 0,0157      | 0,58                                       | 1,82                                           |
| 4152,92     | Fe II          | 45         | 0,0151      | 0,56                                       | 1,73                                           |
| 4153,302    | O II           | 19         | 0,018       | 0,63                                       | 1,86                                           |
| 4160,66     | Fe II          | 39         | 0,0119      | 0,46                                       | 1,77                                           |
| 4161,524    | Ti II          | 21         | 0,0123      | 0,47                                       | 1,56                                           |
| 4161,796    | Zr II          | 3          | 0,0105      | 0,40                                       | 1,555                                          |
| 4162,73     | Gd II          | 17         | 0,0147      | 0,56                                       | 1,54                                           |
| 4163,644    | Ti II          | 105        | 0,0512      | 1,09                                       | 1,75                                           |
| 4163,655    | V II           | 175        |             |                                            |                                                |
| 4167,159    | Gd II          | 18         | 0,0141      | 0,53                                       | 1,64                                           |
| 4168,97     | He I           | 52         | 0,0184      | 0,64                                       | 1,70                                           |
| 4170,58     | Cr II          | 18         | 0,0196      | 0,84                                       | 1,84                                           |
| 4171,89     | Ti II          | 105        | 0,0335      | 0,90                                       | 1,81                                           |
| 4171,92     | Cr II          | 18         | 0,0285      | 0,83                                       | 1,55                                           |
| 4172,60     | Cr II          | 18         | 0,019       | 0,66                                       | 1,81                                           |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|---------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4173,05     | Ti II   | 96         | 0,0089      | 0,33                                       | 1,377                                          |
| 4173,45     | Fe II   | 27         | 0,18        | 1,64                                       | 1,89                                           |
| 4173,537    | Ti II   | 21         |             |                                            |                                                |
| 4174,31     | Mn II   | 2          | 0,0272      | 0,81                                       | 1,95                                           |
| 4177,54     | Y II    | 14         |             |                                            |                                                |
| 4177,70     | Fe II   | 21         | 0,099       | 1,38                                       | 1,86                                           |
| 4178,855    | Fe II   | 28         | 0,161       | 1,59                                       | 1,82                                           |
| 4179,06     | V II    | 19         | 0,0155      | 0,59                                       | 1,26                                           |
| 4179,49     | Cr II   | 26         | 0,047       | 1,05                                       | 1,79                                           |
| 4181,17     | Ti II   | 96         | 0,0089      | 0,33                                       | 1,45                                           |
| 4181,50     | Cr II   | 181        | 0,0126      | 0,48                                       | 1,45                                           |
| 4183,20     | Fe II   | 21         | 0,0094      | 0,35                                       | 1,45                                           |
| 4184,329    | Ti II   | 21         | 0,0156      | 0,57                                       | 1,67                                           |
| 4187,044    | Fe I    | 152        | 0,0139      | 0,52                                       | 1,47                                           |
| 4187,802    | Fe I    | 152        | 0,0257      | 0,79                                       | 1,47                                           |
| 4190,29     | Ti II   | 21         | 0,0139      | 0,52                                       | 1,55                                           |
| 4192,07     | Ni II   | 10         | 0,0163      | 0,57                                       | 1,26                                           |
| 4192,103    | Cr I    | 273        | 0,0163      | 0,59                                       | 1,55                                           |
| 4193,09     | Ce II   | 79         | 0,0178      | 0,63                                       | 1,47                                           |
| 4193,15     | La II   |            |             |                                            |                                                |
| 4193,37     | La II   | 133        | 0,0105      | 0,40                                       | 1,55                                           |
| 4193,50     | S II    | 10         |             |                                            |                                                |
| 4195,41     | Cr II   | 161        | 0,0292      | 0,84                                       | 1,47                                           |
| 4205,05     | Eu II   | 1          | 0,067       | 1,21                                       | 1,82                                           |
| 4205,37     | Mn II   | 2          | 0,0157      | 0,58                                       | 1,24                                           |
| 4205,48     | Fe II   | 22         | 0,003       |                                            |                                                |
| 4206,21     | Ca II   | 16         | 0,0036      | -0,07                                      | 1,24                                           |
| 4206,375    | Mn II   | 7          | 0,0036      | -0,07                                      | 1,24                                           |
| 4207,23     | Mn II   | 2          | 0,0075      | 0,25                                       | 1,365                                          |
| 4207,35     | Cr II   | 26         |             |                                            |                                                |
| 4215,52     | Sr II   | 1          | 0,0088      | 0,32                                       | 1,25                                           |
| 4227,60     | Al II   | 146        | 0,0105      | 0,42                                       | 1,482                                          |
| 4227,654    | Ti I    | 278        |             |                                            |                                                |
| 4228,71     | Fe I    | 690        | 0,0105      | 0,42                                       | 1,562                                          |
| 4233,167    | Fe II   | 27         | 0,251       | 1,77                                       | 1,98                                           |
| 4234,251    | V II    | 24         | 0,0105      | 0,40                                       | 1,562                                          |
| 4236,33     | Cr II   | 17         | 0,0121      | 0,46                                       | 1,24                                           |
| 4236,82     | V II    | 18         | 0,0175      | 0,62                                       | 1,535                                          |
| 4238,74     | Mn II   | 2          | 0,018       | 0,63                                       | 1,24                                           |
| 4242,38     | Cr II   | 31         | 0,0791      | 1,27                                       | 1,72                                           |
| 4242,47     | Mg II   | 20         |             |                                            |                                                |
| 4243,43     | Fe I    | 906        | 0,0153      | 0,56                                       | 1,45                                           |
| 4243,528    | Pr II   | 33         |             |                                            |                                                |
| 4244,76     | Ni II   | 9          | 0,0128      | 0,48                                       | 1,479                                          |
| 4246,83     | Sc II   | 7          | 0,0144      | 0,53                                       | 1,85                                           |
| 4246,876    | Nd II   | 14         |             |                                            |                                                |
| 4247,01     | Nd II   | 14         | 0,0129      | 0,46                                       | 1,378                                          |
| 4250,689    | Mo II   | 3          | 0,0096      | 0,36                                       | 1,45                                           |
| 4252,62     | Cr II   | 31         | 0,027       | 0,80                                       | 1,45                                           |
| 4254,346    | Cr I    | 1          | 0,0077      | 0,26                                       | 1,257                                          |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент    | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4258,49     | Fe II      | 28         | 0,0703      | 1,22                                       | 1,74                                           |
| 4260,47     | Mn II      | 2          | 0,0101      | 0,37                                       | 1,47                                           |
| 4261,92     | Cr II      | 31         | 0,0404      | 0,97                                       | 1,67                                           |
| 4263,836    | V II       | 24         | 0,0101      | 0,37                                       | 1,371                                          |
| 4269,28     | Cr II      | 31         | 0,0147      | 0,54                                       | 1,25                                           |
| 4270,565    | Nd II      | 12         | 0,0075      | 0,25                                       | 1,547                                          |
| 4271,764    | Fe I       | 42         | 0,032       | 0,88                                       | 1,46                                           |
| 4273,347    | Fe II      | 27         | 0,038       | 0,95                                       | 1,46                                           |
| 4275,58     | Cr II      | 31         | 0,034       | 0,90                                       | 1,46                                           |
| 4278,10     | Cr II      | 161        | 0,024       | 0,75                                       | 1,46                                           |
| 4278,128    | Fe II      | 32         |             |                                            |                                                |
| 4284,22     | Cr II      | 31         | 0,0237      | 0,73                                       | 1,46                                           |
| 4286,51     | Zr II      | 69         | 0,0089      | 0,32                                       | 1,366                                          |
| 4289,454    | Ce II      | 135        | 0,0121      | 0,45                                       | 1,458                                          |
| 4289,721    | Cr I       | 1          | 0,0124      | 0,46                                       | 1,458                                          |
| 4289,919    | Ti I       | 205        |             |                                            |                                                |
| 4290,422    | Ti II      | 41         | 0,0587      | 1,14                                       | 1,76                                           |
| 4293,228    | Zr II      | 110        | 0,016       | 0,57                                       | 1,47                                           |
| 4294,101    | Ti II      | 20         | 0,0675      | 1,20                                       | 1,66                                           |
| 4294,447    | Fe I       | 41         | 0,0208      | 0,69                                       | 1,79                                           |
| 4296,567    | Fe II      | 28         | 0,117       | 1,44                                       | 1,67                                           |
| 4299,639    | Ti I       | 43         | 0,011       | 0,41                                       | 1,534                                          |
| 4299,65     | Fe I       | 416        |             |                                            |                                                |
| 4300,052    | Ti II      | 41         | 0,126       | 1,47                                       | 1,86                                           |
| 4300,565    | Ti I       | 44         | 0,0089      | 0,32                                       | 1,358                                          |
| 4301,928    | Ti II      | 41         | 0,036       | 0,92                                       | 1,41                                           |
| 4303,166    | Fe II      | 27         | 0,168       | 1,59                                       | 1,82                                           |
| 4307,74     | Ca I       | 5          |             |                                            |                                                |
| 4307,90     | Ti II      | 41         | 0,055       | 1,10                                       | 1,58                                           |
| 4307,906    | Fe I       | 42         |             |                                            |                                                |
| 4312,86     | Ti II      | 41         | 0,0555      | 1,11                                       | 1,77                                           |
| 4314,289    | Fe II      | 32         | 0,082       | 1,28                                       | 1,79                                           |
| 4314,979    | Ti II      | 41         | 0,065       | 1,18                                       | 1,74                                           |
| 4316,258    | V II       | 23         | 0,0257      | 0,77                                       | 1,58                                           |
| 4320,97     | Ti II      | 41         | 0,013       | 0,48                                       | 1,83                                           |
| 4321,11     | Gd II      | 46         | 0,0132      | 0,49                                       | 1,446                                          |
| 4321,238    | Cr I       | 83         |             |                                            |                                                |
| 4325,1      | Mn II      | 6          | 0,0154      | 0,55                                       | 1,72                                           |
| 4325,74     | Fe I       | 2          | 0,0222      | 0,71                                       | 1,47                                           |
| 4325,76     | Fe I       | 42         | 0,0207      | 0,68                                       | 1,66                                           |
| 4326,756    | Mn II      | 6          | 0,044       | 1,01                                       | 1,526                                          |
| 4337,916    | Ti II      | 20         | 0,051       | 1,07                                       | 1,86                                           |
| 4340,468    | H $\gamma$ |            | 4,52        | 4,02                                       | 3,001                                          |
| 4351,764    | Fe II      | 27         | 0,194       | 1,65                                       | 1,77                                           |
| 4354,35     | Fe II      | 213        | 0,022       | 0,70                                       | 1,86                                           |
| 4357,57     | Fe II      |            | 0,040       | 0,96                                       | 1,77                                           |
| 4357,64     | Fe II      |            |             |                                            |                                                |
| 4361,249    | Fe II      |            | 0,022       | 0,70                                       | 1,77                                           |
| 4362,10     | Ni II      | 9          | 0,029       | 0,82                                       | 1,65                                           |
| 4367,657    | Ti II      | 104        | 0,028       | 0,81                                       | 1,45                                           |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|---------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4369,404    | Fe II   | 28         | 0,061       | 1,15                                       | 1,77                                           |
| 4380,06     | Ce II   | 155        | 0,033       | 0,88                                       | 1,76                                           |
| 4380,14     | Ce II   | 155        |             |                                            |                                                |
| 4383,55     | Fe I    | 41         | 0,0573      | 1,12                                       | 1,79                                           |
| 4384,285    | Fe II   | 32         | 0,055       | 1,10                                       | 1,79                                           |
| 4384,543    | Ni I    | 86         |             |                                            |                                                |
| 4384,643    | Mg II   | 10         | 0,064       | 1,17                                       | 1,72                                           |
| 4384,643    | Ni II   | 10         |             |                                            |                                                |
| 4385,381    | Fe II   | 27         | 0,144       | 1,52                                       | 1,82                                           |
| 4386,835    | Ce II   | 57         | 0,035       | 0,90                                       | 1,91                                           |
| 4386,858    | Ti II   | 104        |             |                                            |                                                |
| 4387,897    | Fe I    | 476        |             |                                            |                                                |
| 4387,928    | He I    | 5          | 0,050       | 1,06                                       | 1,91                                           |
| 4388,007    | Ce II   | 5          |             |                                            |                                                |
| 4390,58     | Mg II   | 10         | 0,106       | 1,38                                       | 1,86                                           |
| 4394,057    | Ti II   | 51         | 0,0183      | 0,62                                       | 1,58                                           |
| 4395,02     | Ti II   | 19         | 0,116       | 1,42                                       | 1,77                                           |
| 4399,767    | Ti II   | 51         | 0,064       | 1,16                                       | 1,85                                           |
| 4400,26     | Ni I    | 146        |             |                                            |                                                |
| 4400,355    | Sc II   | 14         | 0,0275      | 0,80                                       | 1,78                                           |
| 4400,18     | Gd II   | 67         |             |                                            |                                                |
| 4402,87     | Fe II   |            | 0,0323      | 0,87                                       | 1,87                                           |
| 4404,752    | Fe I    | 41         | 0,0182      | 0,62                                       | 1,26                                           |
| 4407,678    | Ti II   | 51         | 0,0135      | 0,48                                       | 1,26                                           |
| 4413,60     | Fe II   | 32         | 0,029       | 0,82                                       | 1,66                                           |
| 4416,82     | Fe II   | 27         | 0,143       | 1,51                                       | 1,78                                           |
| 4417,72     | Ti II   | 40         | 0,029       | 0,82                                       | 1,46                                           |
| 4427,995    | Mg II   | 9          | 0,015       | 0,53                                       | 1,59                                           |
| 4433,991    | Mg II   | 9          | 0,046       | 1,02                                       | 1,67                                           |
| 4443,802    | Ti II   | 19         | 0,088       | 1,30                                       | 1,84                                           |
| 4450,487    | Ti II   | 19         | 0,017       | 0,58                                       | 1,68                                           |
| 4451,54     | Fe II   |            | 0,058       | 1,11                                       | 1,66                                           |
| 4455,85     | Fe II   | 140        | 0,044       | 0,99                                       | 1,91                                           |
| 4461,64     | Fe I    | 2          | 0,042       | 0,98                                       | 1,99                                           |
| 4464,46     | Ti II   | 40         | 0,023       | 0,71                                       | 1,94                                           |
| 4468,50     | Ti II   | 31         | 0,0835      | 1,27                                       | 1,77                                           |
| 4471,48     | He I    | 14         | 0,092       | 1,31                                       | 2,00                                           |
| 4472,921    | Fe II   | 37         | 0,052       | 1,07                                       | 1,66                                           |
| 4481,129    | Mg II   | 4          | 0,486       | 2,04                                       | 2,16                                           |
| 4481,327    | Mg II   | 4          |             |                                            |                                                |
| 4489,185    | Fe II   | 37         | 0,111       | 1,39                                       | 1,87                                           |
| 4489,23     | Fe II   | 37         |             |                                            |                                                |
| 4491,401    | Fe II   | 37         | 0,135       | 1,48                                       | 1,87                                           |
| 4501,27     | Ti II   | 31         | 0,055       | 1,08                                       | 1,88                                           |
| 4508,283    | Fe II   | 38         | 0,175       | 1,59                                       | 1,86                                           |
| 4508,802    | S II    | 48         | 0,0198      | 0,64                                       | 1,82                                           |
| 4509,04     | S II    | 48         |             |                                            |                                                |
| 4509,273    | V I     | 110        | 0,029       | 0,81                                       | 1,65                                           |
| 4509,287    | V I     | 110        |             |                                            |                                                |
| 4510,38     | Gd II   | 30         | 0,0172      | 0,58                                       | 1,82                                           |
| 4510,55     | Al I    | 9          |             |                                            |                                                |



Таблица 1 (продолжение)

| Длина волны | Элемент | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|---------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4515,337    | Fe II   | 37         | 0,1695      | 1,57                                       | 1,93                                           |
| 4520,225    | Fe II   | 37         | 0,135       | 1,47                                       | 1,82                                           |
| 4522,624    | Fe II   | 38         | 0,210       | 1,67                                       | 1,88                                           |
| 4525,142    | Fe I    | 826        | 0,022       | 0,69                                       | 1,56                                           |
| 4525,15     | Fe I    | 849        |             |                                            |                                                |
| 4526,466    | Cr I    | 33         |             |                                            |                                                |
| 4526,563    | Fe I    | 471        | 0,0235      | 0,72                                       | 1,92                                           |
| 4526,565    | Tm      | 1          |             |                                            |                                                |
| 4526,58     | Fe II   | 172        |             |                                            |                                                |
| 4528,619    | Fe I    | 68         | 0,0186      | 0,61                                       | 1,73                                           |
| 4529,46     | Ti II   | 82         | 0,0137      | 0,48                                       | 2,08                                           |
| 4533,966    | Ti II   | 50         | 0,079       | 1,24                                       | 1,46                                           |
| 4534,166    | Fe II   | 37         | 0,118       | 1,42                                       | 1,66                                           |
| 4541,523    | Fe II   | 38         | 0,0914      | 1,30                                       | 1,66                                           |
| 4546,21     |         |            | 0,0244      | 0,73                                       | 1,87                                           |
| 4549,467    | Fe II   | 38         | 0,070       | 1,19                                       | 2,08                                           |
| 4549,622    | Ti II   | 82         | 0,27        | 1,78                                       | 2,03                                           |
| 4552,657    | Si III  | 2          | 0,013       | 0,46                                       | 1,553                                          |
| 4552,659    | Sm II   | 23         |             |                                            |                                                |
| 4555,025    | Cr II   | 44         | 0,060       | 1,12                                       | 1,59                                           |
| 4555,89     | Fe II   | 37         | 0,179       | 1,59                                       | 1,84                                           |
| 4556,65     | Nd II   | 12         | 0,0138      | 0,48                                       | 1,529                                          |
| 4556,765    | V II    | 198        |             |                                            |                                                |
| 4558,66     | Cr II   | 44         | 0,168       | 1,57                                       | 1,93                                           |
| 4559,92     | Ti I    | 112        | 0,0179      | 0,59                                       | 1,59                                           |
| 4561,47     | Pr II   | 23         | 0,0245      | 0,73                                       | 1,70                                           |
| 4561,54     | Cr II   | 277        |             |                                            |                                                |
| 4562,18     | Ce II   | 1          | 0,0235      | 0,71                                       | 1,85                                           |
| 4562,36     | Ce II   | 1          |             |                                            |                                                |
| 4563,427    | Ti I    | 266        | 0,0188      | 0,61                                       | 1,55                                           |
| 4563,657    | Cr I    | 172        |             |                                            |                                                |
| 4563,76     | Ti II   | 50         | 0,077       | 1,23                                       | 1,74                                           |
| 4564,46     | V II    | 56         | 0,0214      | 0,67                                       | 1,86                                           |
| 4565,77     | Cr II   | 39         | 0,026       | 0,76                                       | 1,80                                           |
| 4566,03     | Fe I    | 1169       | 0,0168      | 0,57                                       | 1,44                                           |
| 4566,99     | Fe I    | 723        | 0,0112      | 0,39                                       | 1,24                                           |
| 4567,00     | Fe I    | 723        |             |                                            |                                                |
| 4571,98     | Ti II   | 82         | 0,107       | 1,37                                       | 1,78                                           |
| 4576,33     | Fe II   | 38         | 0,123       | 1,43                                       | 1,87                                           |
| 4580,055    | Fe II   | 26         | 0,034       | 0,87                                       | 1,87                                           |
| 4582,835    | Fe II   | 37         | 0,076       | 1,22                                       | 1,87                                           |
| 4583,83     | Fe II   | 38         | 0,274       | 1,78                                       | 1,99                                           |
| 4588,217    | Cr II   | 44         | 0,136       | 1,47                                       | 1,86                                           |
| 4589,965    | Ti II   | 50         | 0,0138      | 0,48                                       | 1,58                                           |
| 4592,09     | Cr II   | 44         | 0,081       | 1,25                                       | 1,86                                           |
| 4595,96     | Ni I    | 101        | 0,0266      | 0,77                                       | 1,66                                           |
| 4596,68     | Cr I    | 171        | 0,035       | 0,88                                       | 1,93                                           |
| 4597,56     |         |            | 0,0085      | 0,27                                       | 1,461                                          |
| 4599,49     |         |            | 0,0133      | 0,46                                       | 1,57                                           |
| 4602,99     | Li I    | 6          | 0,0096      | 0,32                                       | 1,65                                           |
| 4611,35     | Fe I    | 17         | 0,0206      | 0,65                                       | 1,65                                           |



Таблица 1 (окончание)

| Длина волны | Элемент      | Мультиплет | $W_\lambda$ | $\lg \frac{W_\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ | $\lg \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 10^6$ |
|-------------|--------------|------------|-------------|--------------------------------------------|------------------------------------------------|
| 4613,21     | Fe I         | 554        | 0,0127      | 0,44                                       | 1,56                                           |
| 4616,137    | Cr I         | 21         | 0,014       | 0,48                                       | 1,533                                          |
| 4616,67     | Cr II        | 44         | 0,061       | 0,12                                       | 1,74                                           |
| 4618,83     | Cr II        | 44         | 0,1084      | 1,37                                       | 1,80                                           |
| 4619,87     | La II        | 76         | 0,0069      | 0,18                                       | 1,65                                           |
| 4620,51     | Fe II        | 38         | 0,070       | 1,18                                       | 1,76                                           |
| 4621,40     | Cr II        | 25         | 0,0187      | 0,62                                       | 1,67                                           |
| 4621,60     | Fe I         | 989        | 0,0141      | 0,48                                       | 1,56                                           |
| 4625,925    | Cr I         | 244        | 0,0189      | 0,61                                       | 1,65                                           |
| 4626,18     | Cr I         | 21         |             |                                            |                                                |
| 4628,82     | Fe II        | 219        | 0,0273      | 0,77                                       | 1,76                                           |
| 4629,336    | Fe II        | 37         | 0,182       | 1,60                                       | 1,86                                           |
| 4634,11     | Cr II        | 44         | 0,0976      | 1,32                                       | 1,89                                           |
| 4635,29     | Fe II        | 186        | 0,080       | 1,24                                       | 1,79                                           |
| 4638,13     | Fe I         | 822        | 0,0227      | 0,69                                       | 1,55                                           |
| 4656,973    | Fe II        | 43         | 0,0346      | 0,88                                       | 1,82                                           |
| 4663,05     | Al II        | 2          | 0,0614      | 1,12                                       | 1,66                                           |
| 4663,70     | Fe II        | 44         | 0,0334      | 0,85                                       | 1,72                                           |
| 4666,75     | Fe II        | 37         | 0,063       | 1,13                                       | 1,66                                           |
| 4667,585    | Ti I         | 6          | 0,0093      | 0,30                                       | 1,25                                           |
| 4670,17     | Fe II        | 25         | 0,023       | 0,69                                       | 1,46                                           |
| 4673,462    | Be II        | 6          | 0,0109      | 0,37                                       | 1,25                                           |
| 4721,59     | N II         | 68         | 0,0139      | 0,47                                       | 1,71                                           |
| 4721,62     | Al II        | 85         |             |                                            |                                                |
| 4723,171    | Ti I         | 75         | 0,0113      | 0,38                                       | 1,65                                           |
| 4723,18     | Cr I         | 292        |             |                                            |                                                |
| 4723,37     | Ni I         | 162        |             |                                            |                                                |
| 4731,439    | Fe II        | 43         | 0,100       | 1,33                                       | 1,90                                           |
| 4739,59     | Mg II        | 18         | 0,022       | 0,67                                       | 1,66                                           |
| 4824,14     | Cr II        | 30         | 0,147       | 1,48                                       | 1,78                                           |
| 4836,16     | Cr II        | 30         | 0,0366      | 0,88                                       | 1,99                                           |
| 4848,28     | Cr II        | 30         | 0,116       | 1,38                                       | 1,86                                           |
| 4861,3      | H $_{\beta}$ | 1          | 3,68        | 2,88                                       | 2,845                                          |
| 4876,40     | Cr II        | 30         | 0,106       | 1,34                                       | 1,89                                           |

Были определены эквивалентные ширины всех линий поглощения в интервале  $\lambda\lambda$  3667—4876 Å. Измерено примерно 600 линий, включая и водородные.

Достаточное представление о точности получения эквивалентных ширин спектральных линий дает фиг. 1, где сравниваются  $\lg W_\lambda$  общих линий, принадлежащих двум соседним строкам, условно четным и нечетным. Каждая последующая строка перекрывается с предыдущей на интервале длин волн, соответствующем примерно трети всей длины строки.

Рассматривая каждую строку как независимый спектр, мы примерно для 70% линий смогли определить  $W_\lambda$  дважды на одной спектрограмме.

Для каждой линии была определена также ее полная полуширина  $\Delta\lambda'$  — ширина контура линии при половинной интенсивности, затем  $\Delta\lambda'$  для каждой линии была освобождена от инструментального искажения, найденного по ширине изображения входной щели спектрографа на



фотопластинке. Для оценки точности определения исправленных значений  $\Delta\lambda$  опять-таки было проведено сопоставление общих линий на соседних строках.

Такое сравнение показало, что случайная ошибка одного определения  $\Delta\lambda$  составляет в среднем 15—17%, или 0,06—0,07 в  $\lg \Delta\lambda$ . Для 70% линий, измеренных дважды, ошибки в окончательно принятых средних значениях  $\Delta\lambda$  соответственно меньше.

Основные результаты обработки регистрограмм  $\eta$  Leo приведены в табл. 1, в столбцах которой последовательно даются длина волны линии, элемент и мультиплет,  $W_\lambda$ ,  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$  и  $\lg \Delta\lambda/\lambda \cdot 10^6$ . Линии-бленды объединены фигурными скобками.

Если для какой-либо бленды не был известен заранее относительный вклад компонент, то такая бленда при дальнейшем анализе обычно не использовалась.

## § 2. Определение $v_M$ и $v_{tm}$ по зависимостям ( $W_\lambda$ , $\Delta\lambda$ )

Практическое определение макротурбулентных и микротурбулентных скоростей по методике ван ден Хевеля [4] проводилось следующим образом.

Предварительные оценки показали, что для атмосферы звезды такого типа, как  $\eta$  Leo, наиболее подходящим значением параметра  $a = \gamma/4\pi \Delta v_D$  является 0,001. Отметим, что форма теоретических зависимостей между  $W_\lambda$  и  $\Delta\lambda$  слабо зависит от параметра  $a$ . Кроме того, подавляющее большинство рассматриваемых нами линий не имеет сильных крыльев, обусловленных затуханием, располагается на начальной и пологой частях кривой роста, и выбор конкретного значения параметра  $a$  не обязателен.

По материалам [4] было построено семейство теоретических зависимостей между эквивалентной шириной  $W_\lambda$  и полной доплеровской полушириной  $\Delta\lambda_D$  в координатах:  $\lg \Delta\lambda_D/2R_c \Delta\lambda_{tm} \cdot 10^6$  и  $\lg W_\lambda/2R_c \Delta\lambda_{tm} \cdot 10^6$ .

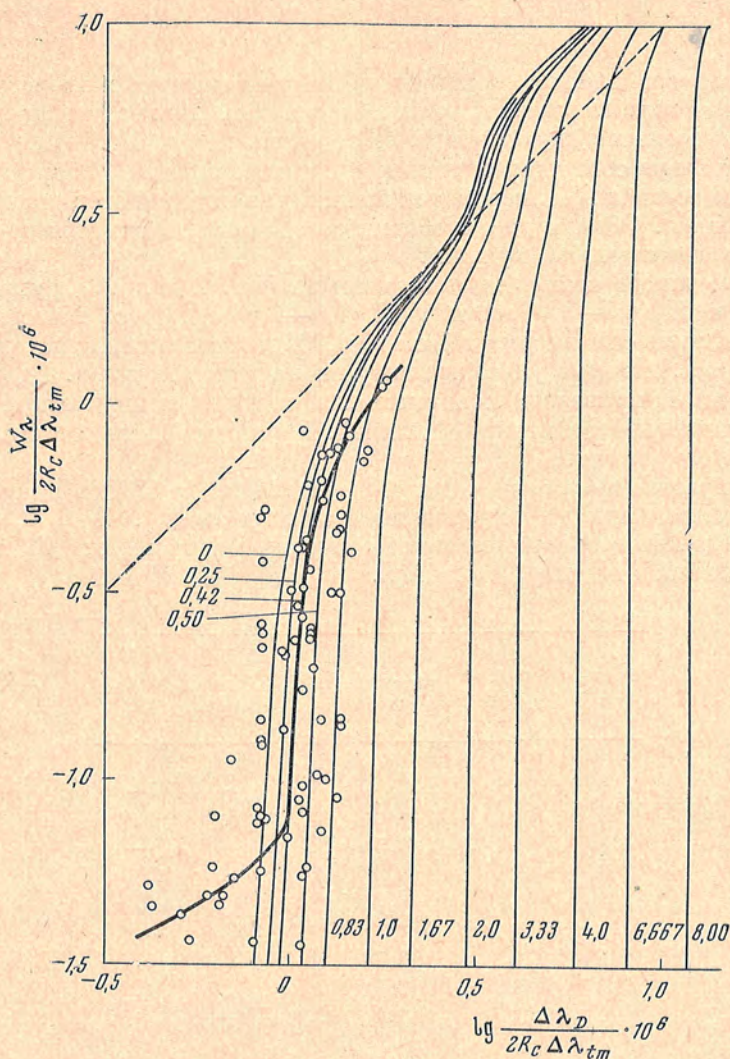
Все линии в спектре  $\eta$  Leo после проверки их на блендирование были распределены на девять сравнительно однородных групп. Критериями распределения служили: относительное обилие элемента, состояние ионизации, потенциал возбуждения и пр. В случае необходимости линии родственных групп объединялись. Распределение линий по группам показано в табл. 2.

Эмпирические зависимости между  $W_\lambda$  и  $\Delta\lambda_D$  для линий, входящих в группы или комбинации групп, строились в координатах  $\lg \Delta\lambda_D/\lambda \cdot 10^6$  и  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ . Всего было построено семь таких зависимостей.

Смещение эмпирической зависимости по отношению к теоретической должно быть одно и то же вдоль обеих осей, поскольку в обоих случаях оно определяется величиной  $\Delta\lambda_{tm}$ , из которой находится  $v_{tm}$ . Таким образом, из этого смещения определяется  $v_{tm}$ . Форма теоретической кривой, с которой лучше всего совпадает эмпирическая зависимость, характеризуется параметром  $v_M/v_{tm}$ . Отсюда мы получаем  $v_M$ .

Однако в процессе сопоставления эмпирических зависимостей с теоретическими мы сразу же столкнулись с осложнением, на которое в свое время указывал ван ден Хевель [4]: трудно добиться хорошего согласия двух зависимостей во всем диапазоне измеренных эквивалентных ширин. Обычно самые интенсивные линии несколько уклоняются вправо от той теоретической кривой, которая лучше всего соответствует основной массе линий умеренных интенсивностей, а самые слабые линии — влево. Это обусловлено, вероятно, стратификацией условий в атмосферах звезд: линии различных интенсивностей возникают в среднем в разных слоях атмосферы и, следовательно, при различных свойствах поля скоростей, которые изменяются с высотой.





Фиг. 2. Зависимости ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ) для линий группы IV

Таблица 2

| Номер группы | Элементы и потенциалы возбуждений (в эв)                                                                                         | Число линий в группе |
|--------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|
| I, II        | Fe I (0,0—1,5), Cr I (0,0—4,0), Ti I (0,0—2,0), Zr I (0,0—1,0), Co I (0,1—2,3), Ni I (0,4—3,6), V I (0,0—2,0)                    | 57                   |
| III          | Fe I (1,6—3,5), Mn I (2,15—3,0), Mg I (2,7—)                                                                                     | 28                   |
| IV           | Fe II (1,7—3,0), V II (1,4—1,8)                                                                                                  | 108                  |
| V, VI        | Fe II (3,0—7,2), Mn II (1,8—5,4), Mo II (3,1—), Ca II (3,4—7,5), Ni II (4,01—), Cr II (2,53—5,3)                                 | 61                   |
| VII          | Ti II (0,6—2,6), Sr II (0—2,9), Sc II (0,3—0,6), Zr II (0,4—1,7), Ca (H и K) (0,0)                                               | 54                   |
| V, VIII      | Fe II (3,0—7,2), Si II (6,8—9,8), Mg II (8,8—11,5), Al II (10,5—13,6), S II (13,6—16), C II (16,3—24), Cl II (18,0), O II (25,6) | 50                   |
| IX           | La II (0,00—3,6), Ce II (0,0—0,6), Pr II (0,05—0,5), Nd II (0,00—0,18), Sm II (0,00—0,3), Eu II (0,00—1,12), Gd II (0,14—1,34)   | 44                   |



Степень совмещения эмпирической зависимости с теоретическими можно было характеризовать количественно тем диапазоном  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$ , в котором согласие двух кривых было очень хорошим. Таким образом, последовательно совмещая эмпирическую зависимость с набором теоретических, мы останавливались на той из них, для которой этот диапазон был максимальным. Обычно уже с обеими соседними зависимостями совмещение было значительно худшим.

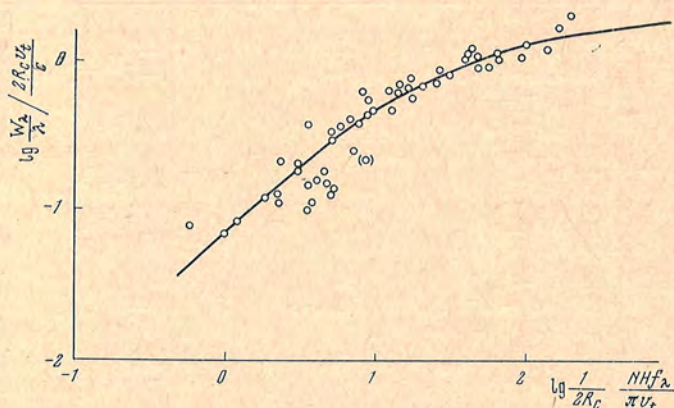
Пример такого совмещения показан на фиг. 2 для IV группы линий [линии Fe II (1,7—3,0 эв) и V II (1,4—1,8 эв)]. Здесь нанесено семейство теоретических зависимостей с  $a = 0,001$  для различных значений параметра  $V_M/v_{tm}$ , которые указаны внизу около каждой кривой. Вдоль штриховой прямой производилось смещение средней эмпирической зависимости, которая нанесена жирной линией. Кружками обозначены отдельные спектральные линии.

Для определения  $v_{tm}$  по сдвигу  $\delta = \lg 2R_c v_{tm}/c \cdot 10^6$  необходимо знать  $R_c$  — максимальную глубину линий в спектре звезды.  $R_c = 0,80 \pm 0,02$  была определена как максимальное значение в зависимости  $R_0$  для водородных линий от номера линии  $n$ .

Таблица 3

| Групп-<br>па | $v_M$ ,<br>км/сек | $v_{tm}$ ,<br>км/сек | $\bar{\epsilon}_i$ ,<br>эв | $v'_{tm}$ ,<br>км/сек | $\bar{\epsilon}_i$ ,<br>эв |
|--------------|-------------------|----------------------|----------------------------|-----------------------|----------------------------|
| I            | } 2,3             | } 10,2               | } 1,3                      | —                     | —                          |
| II           |                   |                      |                            | 4                     | 1,0                        |
| III          | 2,1               | 9,5                  | 2,55                       | —                     | —                          |
| IV           | 2,4               | 10,8                 | 1,9                        | 5,9                   | 2,7                        |
| V            | } 3,5             | } 10,6               | } 4,2                      | 5,6                   | 4,5                        |
| VI           |                   |                      |                            | 7,4                   | 3,9                        |
| VII          | 2,3               | 10,7                 | 1,5                        | 8,1                   | 1,6                        |
| VIII         | 5,9               | 7,6                  | 10,5                       | 11,8                  | 9,2                        |
| IX           | 2,7               | 12,6                 | 0,45                       | —                     | —                          |

Результаты определения  $v_{tm}$  и  $v_M$  изложенной методикой приведены во втором и третьем столбцах табл. 3. Мы не исправляли  $v_{tm}$  за тепловое движение атомов, поскольку в атмосферах подобных звезд (A0 Ib,  $T_a \approx 10\,000^\circ$ )  $v_t$  для металлов менее 2 км/сек.



Фиг. 3. Кривая роста для линий группы IV



### § 3. Определение $v'_{tm}$ по кривой роста

Использовалась кривая роста в форме, предложенной А. Унзольдом. Выбор кривой роста диктовался тем обстоятельством, что теория предложенной ван ден Хевелем методики основана на применении полуэмпирической формулы Миннаэрта. Эта же формула положена в основу теории кривой роста, предложенной Унзольдом.

Поскольку в каждой группе только для части линий известны силы осцилляторов, то эмпирические кривые роста основывались на меньшем числе линий в каждой группе, чем зависимости ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ). Обычно силы осцилляторов имелись для 60—70% линий в каждой группе, но для групп I, III и IX число таких линий оказалось столь малым, что для них не удалось построить достаточно надежные кривые роста.

Методика построения эмпирических кривых роста и последующего нахождения  $v'_{tm}$  была обычной. Результаты определения  $v'_{tm}$  даны в пятом столбце табл. 3. Образец кривой роста, дающий представление о точности ее построения, показан на фиг. 3.

### § 4. Обсуждение результатов

Для каждой группы линий был оценен средний потенциал возбуждения  $\bar{\epsilon}_i$  тех уровней, с которых эти линии возникают. Для линий, по которым строились кривые роста, этот средний потенциал был определен независимо.

Для обсуждения результатов мы представили сведения из табл. 3 графически в виде зависимостей найденных скоростей от потенциала возбуждения (фиг. 4). Кружками обозначены  $v_{tm}$ , точками —  $v_M$ , звездочками —  $v'_{tm}$ .

Сделаем выводы.

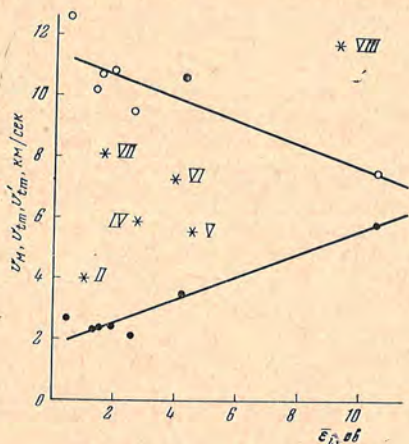
1) Методика построения зависимостей ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ) определяет нам скорости микротурбулентных движений  $v_{tm}$  и макротурбулентных движений  $v_M$  с довольно высокой точностью.

2) Скорости  $v_{tm}$  в атмосфере  $\eta$  Leo убывают с ростом потенциала возбуждения от 11—12 км/сек при  $\bar{\epsilon}_i \approx 0$  до 7,5 км/сек при  $\bar{\epsilon}_i \approx 10,5$  эв.

3) Скорости  $v_M$ , наоборот, обнаруживают рост с увеличением потенциала возбуждения от 2 до 6 км/сек при изменении  $\epsilon_i$  в тех же пределах (0—10 эв).

4) Для всех  $\epsilon_i$  скорости  $v_M$  меньше  $v_{tm}$ , причем для малых потенциалов отношение  $v_{tm}/v_M \approx 5$ .

5) Скорости  $v'_{tm}$ , найденные методом кривой роста, показывают слабую корреляцию с  $\bar{\epsilon}_i$  (возрастают с ростом  $\epsilon_i$ ). Большой разброс в этой корреляции связан, по нашему мнению, с большими ошибками определения  $v'_{tm}$  этим методом, проистекающими по крайней мере из трех причин. В кривой роста не только может быть использовано меньшее число линий каждой группы, чем в методе ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ), но и вводятся дополнительные неточности за счет значительных ошибок в используемых силах осцилляторов и за счет самого метода, где форма эмпирической кривой роста определяется по существу зависимостью между  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$  и  $\lg gf/\lambda$  для немногих мультиплетов с достаточно большим числом линий.



Фиг. 4. Зависимость  $v_M$ ,  $v_{tm}$  и  $v'_{tm}$  от среднего потенциала возбуждения



Существенные достоинства метода ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ): а) его полная независимость от системы сил осцилляторов, до сих пор являющихся источником значительного разброса точек и других неточностей в эмпирических кривых роста; б) возможность использования всех линий, свободных от сильного блендирования, независимость эмпирического соотношения ( $W_\lambda$ ,  $\Delta\lambda_D$ ) от каких-либо неопределенностей (сопоставляются только величины, непосредственно определенные по спектрограммам звезды).

б) Имея в виду наличие статистической зависимости глубины образования линий в атмосфере от их потенциалов возбуждения (см. в связи с этим [6]), обнаруженные корреляции  $v_M$  и  $v_{tm}$  с  $\varepsilon_i$  можно качественно интерпретировать следующим образом.

По мере увеличения высоты в атмосфере скорость макротурбулентных движений (возможно, что это конвективные движения) постепенно уменьшается от максимального значения порядка 7 км/сек в самых глубоких слоях атмосферы до 2 км/сек на верхней границе атмосферы. Скорость микротурбулентных движений, наоборот, возрастает с высотой в атмосфере от 7 км/сек в глубине до 10–12 км/сек на поверхности. Такая интерпретация не противоречит существующим представлениям о механизмах движений в атмосферах звезд и Солнца. Так, в частности, в ресселовской лекции М. Шварцшильда [7] указывается, что скорость конвективных движений в атмосфере Солнца должна падать наружу, от 3,7 км/сек при  $\tau \approx 3-4$  до нуля при  $\tau \approx 0,03-0,05$ , в то время как скорость турбулентных — нарастает наружу, и этот рост продолжается в хромосфере.

Детальная интерпретация наблюдаемых особенностей изменения поля скоростей в атмосфере  $\eta$  Leo может быть проведена после более полного изучения особенностей зависимостей  $v_{tm}$  и  $v_M$  от оптической глубины.

Ноябрь 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. O. S t r u v e. Astrophys. J., 1946, 104, 138.
2. S. S. H u a n g, O. S t r u v e. Astrophys. J., 1952, 116, 410.
3. S. S. H u a n g, O. S t r u v e. Astrophys. J., 1955, 121, 84.
4. E. P. J. v a n d e n H e u v e l. Bull. Astron. Inst. Netherland, 1963, 33, 308.
5. И. М. К о п ы л о в, Н. В. С т е ш е н к о. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1965, 33, 308.
6. И. М. К о п ы л о в. Вопросы космогонии, 1964, 10, 74.
7. M. S c h w a r z s c h i l d. Astrophys. J., 1961, 134, N 1.



ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ  
В АТМОСФЕРАХ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ  
РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ.

## I. ЗВЕЗДА ПЛАСКЕТТА HD 47129

Т. С. Галкина

По спектрограммам с дисперсией 37 Å/мм в области  $\lambda\lambda 4950 - H_{18}$  проведен анализ спектра спектрально-двойной системы HD 47129 (O7f + O).

По линиям поглощения в спектре главной компоненты найдены изменения ее спектрального класса с фазой. Спектр колеблется от O6,5 до O8,0. По кривым лучевых скоростей, полученным из измерений дифференциальных смещений линий в спектрах главной и вторичной компонент по отношению к линиям межзвездного кальция H и K Ca II, найдена разница в  $\gamma$ -скоростях компонент,  $\gamma_2 = \gamma_1 - 25$  км/сек.

Проведен анализ интенсивности линий поглощения в спектрах обеих компонент. Линии поглощения в спектре вторичной компоненты обнаруживают значительные изменения интенсивности с фазой и с длиной волны.

По относительным интенсивностям линий He I, He II и H в спектрах обеих компонент определена разность спектральных классов ( $\Delta Sp = 0,8$ ) и светимостей ( $\Delta m = 0^m,7$ ) компонент.

Изучено поведение эмиссии в линиях He II  $\lambda 4686$  и N III  $\lambda\lambda 4641-34$  и контуров водородных линий  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в разных фазах.

Делается заключение о нестабильности вторичного компонента, исходя из фактов отрицательной  $\gamma_2$ -скорости, нарушения соотношения масса — светимость, переменной интенсивности линий поглощения компонент и поведения эмиссионных линий.

A STUDY OF THE PHYSICAL CONDITIONS IN THE ATMOSPHERES OF EARLY TYPE CLOSE BINARY SYSTEMS. I. Plaskett's star HD 47129, by T. S. Gal'kina.— The spectrum of the spectral binary HD 47129 (O7f + O) is analyzed using spectrograms with a dispersion of 37 Å/mm in region  $\lambda\lambda 4950 - H_{18}$ . The spectral type variations of the principal component with phase are found from absorption lines in its spectrum. The spectrum varies from O6.5 to O8.0. The difference in the  $\gamma$  velocity of the components  $\gamma_2 = \gamma_1 - 25$  km/sec is derived on the basis of radial velocity curves. The latter are obtained from measurements of the differential displacement of lines relative to the H and K lines in the spectra of the principal and secondary components.

The absorption line intensities in the spectra of both components are analyzed. It is found that the absorption line intensities of the secondary component vary appreciably with phase and wavelength. The He I, He II and H relative line intensities of both components are used for determining the difference in spectral type  $\Delta Sp = 0.8$  and luminosity  $\Delta m = 0.7$  of the components.

The behavior of He II  $\lambda 4686$  and N III  $\lambda\lambda 4641 - 4634$  line emission and also the  $H_\beta$  and  $H_\gamma$  line profiles at different phases is studied.



The negative  $\gamma_2$  velocity, the nonfulfillment of the mass-luminosity ratio, the variability of the absorption lines of the components and the behavior of the emission lines, all these facts indicate the instability of the secondary component.

Изучению тесных двойных систем раннего спектрального класса посвящено немало исследований. В большинстве этих работ определялись элементы орбиты, а также массы звезд.

В спектрах ряда тесных двойных систем помимо обычных черт наблюдаются особенности, которые позволяют разгадать строение этих систем и дают сведения, помогающие понять их эволюцию. Эти особенности проявляются в наличии аномальных линий как поглощения, так и излучения.

Тесные двойные ранних спектральных классов, как звезды самые массивные и, следовательно, быстро эволюционирующие, могут дать полезную информацию о динамическом взаимодействии компонент.

Основная цель исследования состоит в получении количественной информации о тесных двойных системах на разных стадиях эволюции, а также в нахождении дополнительных признаков взаимодействия между компонентами этих двойных на основании изучения нескольких тесных двойных систем раннего типа. В программу исследования включены следующие тесные двойные системы спектральных классов O5 — B3.

I. а) AO Cas — обе компоненты — субгиганты, подобные

$$\text{Sp O9 III} + \text{O9 III}, P = 3^{\text{д}}, 52;$$

б)  $\iota$  Ori — обе компоненты — субгиганты разных светимостей,

$$\text{Sp O9 III} + \text{O9 (V?)}, P = 29^{\text{д}};$$

II.  $\delta$  Ori — одна компонента — гигант или субгигант, вторая — на главной последовательности,  $\text{Sp O9,5 II} + \text{A}, P = 5^{\text{д}}, 73;$

III. а)  $\beta$  Sco — обе компоненты — на главной последовательности, одинаковых спектральных классов (B0,5 V + B0,5 V),  $P = 6^{\text{д}}, 8;$

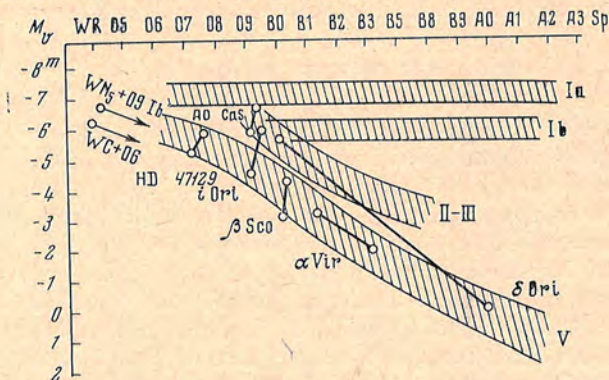
б)  $\alpha$  Vir — обе компоненты — на главной последовательности, разных спектральных классов B1 V + B3 V (B7),  $P = 4^{\text{д}}, 04.$

IV. Системы с компонентами Of: HD 47129 (O8f + O),  $P = 14^{\text{д}}, 4;$   
29 UW CMa (O7f + O).

V. Системы с компонентами WR: HD 190918 (WN5 + O9,5 I),  
HD 193793 (WC + O6).

На фиг. 1 показаны места этих систем на диаграмме H — R.

Фиг. 1. Положение исследуемых звезд на диаграмме H — R



Наблюдения проводились с ноября 1963 г. по март 1965 г. Наиболее полный спектральный материал получен для шести из приведенных выше систем.



Ниже будут изложены результаты спектрофотометрического исследования тесной двойной системы HD 47129. Эта система — одна из самых массивных, ее функция масс  $f(M) = 13M_{\odot}$ . Она наблюдалась Дж. Пласкеттом [1], О. Струве [2], О. Струве, Дж. Сааде, С. Хуангом [3] и К. Абхьянкар [4]. Исследования этих авторов указывают на то, что спектр HD 47129 имеет много особенностей, которые заметно изменяются не только с фазой, но и от цикла к циклу, и от года к году. Фотометрические наблюдения П. Гутника [5] и Дж. Стеббинса [6] не показали каких-либо изменений блеска, а К. Абхьянкар и Г. Спинрад [7] нашли неправильные флуктуации блеска этой звезды с амплитудой около  $0^m,1$ . Полученные до сих пор наблюдения говорят о том, что HD 47129 — исключительно сложная двойная система. Чтобы получить детальную интерпретацию ее, необходимы большие ряды наблюдений как спектральных, так и фотометрических.

## 1. Материал наблюдений

Исследование основывается на 85 спектрограммах с дисперсией  $37 \text{ \AA/мм}$ , в области  $\lambda\lambda 4950 - 3600 \text{ \AA}$  (пластинки Kodak 103a — O), полученных на дифракционном спектрографе 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории. Данные наблюдений приведены в табл. 1. В первом столбце таблицы приведена дата, во втором — фаза, в третьем — номер периода, в четвертом — число наблюдений.

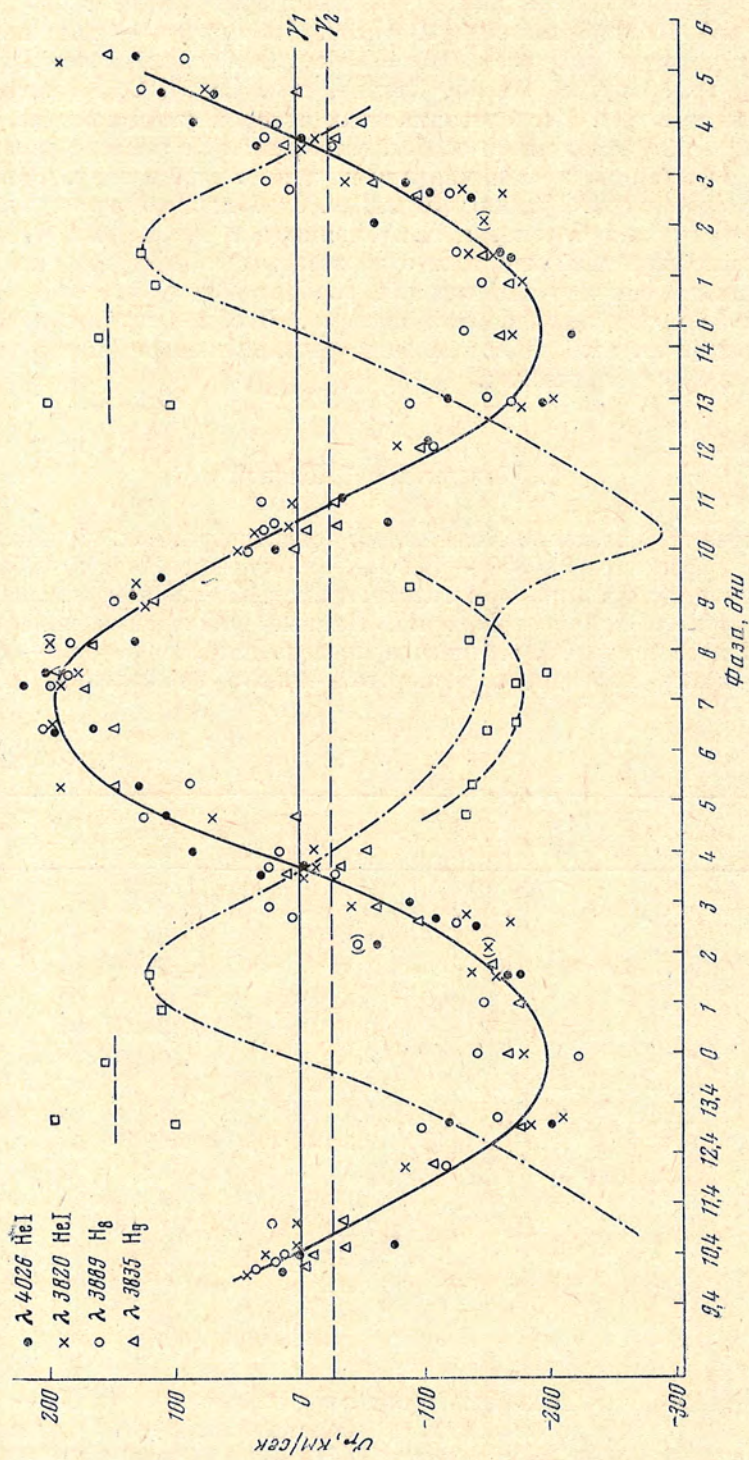
Таблица 1

| Дата          | Фаза, дни | Номер периода | Число наблюдений | Дата        | Фаза, дни | Номер периода | Число наблюдений |
|---------------|-----------|---------------|------------------|-------------|-----------|---------------|------------------|
| 23.XI 1963 г. | 7,26      | 1             | 4                | 30.III      | 6,42      | 9             | 1                |
| 30.XI         | 14,25     | 1             | 5                | 30.IX       | 2,57      | 22            | 2                |
| 2.XII         | 2,68      | 1             | 2                | 1.X         | 3,56      | 22            | 3                |
| 3.XII         | 3,68      | 1             | 2                | 5.X         | 7,55      | 22            | 2                |
| 19.XII        | 5,26      | 1             | 1                | 20.X        | 8,18      | 23            | 3                |
| 24.XII        | 10,39     | 3             | 8                | 23.X        | 11,19     | 23            | 2                |
| 6.I 1964 г.   | 9,00      | 4             | 4                | 11.XI       | 1,42      | 25            | 1                |
| 10.I          | 13,02     | 4             | 2                | 4.XII       | 9,95      | 26            | 3                |
| 28.I          | 2,14      | 5             | 4                | 2.I 1965 г. | 11,03     | 28            | 2                |
| 30.I          | 4,09      | 5             | 5                | 12.I        | 6,53      | 29            | 2                |
| 3.II          | 8,15      | 5             | 1                | 12.I        | 6,66      | 29            | 4                |
| 7.II          | 12,12     | 6             | 4                | 7.III       | 2,87      | 33            | 3                |
| 14.II         | 4,65      | 6             | 2                | 17.III      | 12,97     | 33            | 3                |
| 10.III        | 0,81      | 8             | 5                | 20.III      | 1,48      | 34            | 4                |

В большинстве случаев наблюдения проводились в области  $H_{\beta} - \lambda 3600$ ; наблюдения 2.I 1965 г. относятся к области  $\lambda\lambda 4200 - 3700$  (дисперсия  $15 \text{ \AA/мм}$ ), а 12.I 1965 г. — к области  $\lambda 4713 - H_{\gamma}$  (дисперсия  $15 \text{ \AA/мм}$ ).

Для фотометрической обработки полученные спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на спектрографе ИСП-51. С помощью регистрирующего микрофотометра типа Молля получены регистрограммы спектров с увеличением в 25 раз.





Фиг. 2. Кривые лучевых скоростей главной (сплошная линия) и вторичной (штриховая) компонент Штрих-пунктирная кривая соответствует скорости абсорбционного ядра He II у 24686



## 2. Кривая лучевых скоростей

Фазы для всех наблюдений (табл. 1, столбец 2) вычислялись по формуле  $T_0 = J. D. 2423031, 870 + 14^d, 3961E$ , использованной К. Абхьянкарсом [4]. Для проверки согласия наших наблюдений с этими элементами были измерены дифференциальные смещения центров линий  $\lambda 4026,189 \text{ He I}$ ,  $\lambda 3819,606 \text{ He I}$ ,  $\lambda 3889,05 \text{ H}_\beta$ ,  $\lambda 3835,386 \text{ H}_\gamma$  в спектре главной компоненты по отношению к линиям межзвездного кальция  $\lambda 3969,261 \text{ H Ca II}$  и  $\lambda 3933,664 \text{ K Ca II}$  для всех наблюдаемых фаз. На фиг. 2 нанесены измеренные дифференциальные смещения указанных линий в функции фазы. Как видно из фиг. 2, они хорошо согласуются с кривой  $v_r$  главной компоненты, полученной К. Абхьянкарсом [4]. Таким образом, были установлены фазы максимального разделения центров линий для наших наблюдений и амплитуда скорости главной компоненты,  $K = 200 \text{ км/сек}$  с ошибкой  $\pm 30 \text{ км/сек}$ . Прямая  $v_r = 0$  проводилась таким образом, чтобы площади над и под ней были равны. Она характеризует среднюю скорость ( $\gamma_1$ ) главной компоненты в нашей системе. Отрезки линий, проведенные штриховой линией через соответствующие точки, характеризуют лучевые скорости вторичной компоненты, полученные из измерений смещений центров спектральных линий ее относительно центров тех же линий в спектре главной компоненты. Для измерений использовались линии  $\lambda 4471,477 \text{ He I}$ ,  $\lambda 4026,189 \text{ He I}$ ,  $\lambda 4340,468 \text{ H}_\gamma$ ,  $\lambda 3889,051 \text{ H}_\beta$ ,  $\lambda 3835,386 \text{ H}_\gamma$  и  $\lambda 3797,900 \text{ H}_{10}$ . Линию  $\text{H}_\beta$ , а иногда и  $\text{H}_\gamma$  нельзя было использовать ввиду искажения их контуров накладываются эмиссией. Амплитуда скорости вторичной компоненты оказалась близкой к  $300 \text{ км/сек}$  с той же ошибкой  $\pm 30 \text{ км/сек}$ . Провести надежную кривую по полученным точкам трудно. Тем не менее можно утверждать, что средняя скорость ( $\gamma_2$ ) вторичной компоненты несколько меньше  $\gamma_1$ . Эта разница близка к  $25 \text{ км/сек}$ ,  $\gamma_2 = \gamma_1 - 25 \text{ км/сек}$ .

Следует заметить, что различие в  $\gamma$ -скоростях компонент меняется от одной эпохи наблюдений к другой. Так, наблюдения 1922 г. [1] дают  $\gamma_2 - \gamma_1 = -60 \text{ км/сек}$ , в 1947 г. [2]  $\gamma_2 - \gamma_1 = -100 \text{ км/сек}$ , в 1957 г. эта разница составляет около  $30 \text{ км/сек}$ . Наша оценка достаточно хорошо согласуется с последним значением. Такое поведение  $\gamma_2$ -скорости свидетельствует о том, что вторичная компонента неустойчива, с ее поверхности, вероятно, происходит нерегулярный выброс вещества типа выброса протуберанцев. Более подробно на этом факте и других особенностях спектра HD 47129 остановимся ниже. Заметим еще, что построение кривой скорости облегчило задачу отождествления смещающихся линий в сложном спектре этой двойной звезды.

## 3. Линии поглощения в спектре HD 47129

В спектре исследуемой звезды наблюдаются линии поглощения следующих элементов: H, He II, He I, O III, N III, Si IV. Наряду с этим имеется ряд эмиссий, накладывающихся на обычный спектр типа O. В этом разделе будут рассмотрены линии поглощения в спектрах обеих компонент системы. Для каждой фазы наблюдений определялись эквивалентные ширины  $W_\lambda$  всех линий по обычной методике. Для тех фаз, когда линии одного и того же атомного перехода в спектрах компонент были видны раздельно,  $W_\lambda$  оценивалась как для главной, так и для вторичной компонент. Для промежуточных фаз и соединений, когда центры соответствующих линий в спектрах компонент совпадают, оценивались полные поглощения результирующего профиля. В табл. 2 приведены эквивалентные ширины результирующих профилей всех наблюдаемых линий поглощения для каждой фазы. Эквивалентные ширины эмиссионных линий приведены со знаком минус. Там, где нельзя было оценить  $W_\lambda$  эмиссии, ставилась



| $\lambda, \text{\AA}$ | Химический элемент     | $W_{\lambda}, \text{\AA}$ для |          |          |          |          |          |          |          |          |  |
|-----------------------|------------------------|-------------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|--|
|                       |                        | $0^d,81$                      | $2^d,14$ | $2^d,57$ | $2^d,68$ | $2^d,87$ | $3^d,56$ | $3^d,68$ | $4^d,09$ | $4^d,65$ |  |
| 4924,93               | He I                   |                               | 0,56     |          |          |          |          |          |          |          |  |
| 4861,33               | H <sub>β</sub> , He II | 1,08                          | 0,62     | 1,40     |          | 1,09     |          |          | 0,79     | 1,50     |  |
|                       | Эмиссия                | <i>E</i>                      | -0,65    |          |          |          |          |          | -0,62    | <i>E</i> |  |
| 4713,14               | He I                   | 0,35                          | 0,21     | 0,28     | 0,30     | 0,29     | 0,18     |          | 0,16     | 0,24     |  |
| 4685,68*              | He II RE               | -0,21                         | -0,20    | -0,46    |          | -0,26    | -0,73    |          | -0,32    | -0,52    |  |
|                       | VE                     | -0,26                         | -0,24    | -0,38    |          | -0,52    | -0,64    |          | -0,32    | -0,65    |  |
| 4654,14               | Si IV                  | <i>E</i>                      |          |          |          |          |          |          | 0,03     |          |  |
| 4650,24               | C III                  | <i>E</i>                      |          |          |          | <i>E</i> |          |          |          |          |  |
| 4640,64               | N III                  | <i>E</i>                      | <i>E</i> | <i>E</i> |          | <i>E</i> | <i>E</i> |          | <i>E</i> | <i>E</i> |  |
| 4634,16               | N III                  | <i>E</i>                      | <i>E</i> | <i>E</i> |          | <i>E</i> | <i>E</i> |          | <i>E</i> | <i>E</i> |  |
| 4631,38               | Si IV                  |                               |          | <i>E</i> |          | <i>E</i> | <i>E</i> |          |          |          |  |
| 4619                  | N V                    |                               |          |          |          |          |          |          | 0,07     | 0,34     |  |
| 4603                  | N V                    |                               |          |          |          |          |          |          | 0,07     | 0,22     |  |
| 4546,36               | N III                  | 0,03                          | 0,13     | }0,52    | 0,16     | 0,06     |          | 0,13     | 0,06     | 0,12     |  |
| 4541,89               | He II                  | 0,42                          | 0,28     |          | 0,46     | 0,69     | 0,54     | 0,38     | 0,50     | 0,47     |  |
| 4534,57               | N III                  | 0,03                          |          | 0,10     | 0,11     | 0,09     | 0,03     | 0,09     | 0,09     | 0,06     |  |
| 4523,60               | N III                  | 0,03                          |          | 0,09     |          | 0,09     | 0,07     | 0,04     | 0,04     | 0,09     |  |
| 4518,18               | N III                  | }0,28                         | 0,02     | }0,41    | }0,32    | 0,16     | 0,06     | 0,12     |          | 0,10     |  |
| 4514,89               | N III                  |                               | 0,12     |          |          | 0,13     | 0,10     | 0,20     | 0,09     | 0,16     |  |
| 4510,92               | N III                  |                               | 0,06     |          | 0,12     | 0,16     | 0,10     | 0,35     | 0,08     | 0,10     |  |
| 4504                  | ?                      | <i>E</i>                      | <i>E</i> |          | <i>E</i> | -0,12    | <i>E</i> |          | <i>E</i> | -0,25    |  |
| 4485                  | ?                      | <i>E</i>                      | <i>E</i> |          | <i>E</i> | -0,36    | <i>E</i> | <i>E</i> | <i>E</i> | -0,24    |  |
| 4481                  | Mg II                  |                               |          |          | 0,13     |          | <i>E</i> | 0,10     | 0,05     |          |  |
| 4471,48               | He I                   | 0,66                          | 0,58     | 0,73     | 0,62     | 0,77     | 0,63     | 0,53     | 0,56     | 0,62     |  |
| 4462                  | ?                      | <i>E</i>                      | <i>E</i> | <i>E</i> |          | 0,07     | 0,05     |          |          |          |  |
| 4456                  | ?                      |                               | <i>E</i> |          | 0,08     |          |          | 0,09     | 0,07     | 0,05     |  |
| 4438,5                | He I                   | Блендируется с меж            |          |          |          |          |          |          |          |          |  |
| 4387,93               | He I                   | 0,26                          | 0,28     | 0,48     | 0,40     | 0,27     | 0,31     | 0,25     | 0,24     | 0,15     |  |
| 4379,09               | N III                  | 0,06                          | 0,03     | 0,18     | 0,18     | 0,06     | 0,21     | 0,03     | 0,06     | 0,12     |  |
| 4340,47               | H <sub>γ</sub> , He II | 0,98                          | 1,02     | 1,15     | 0,95     | 1,49     | 1,33     | 1,03     | 0,75     | 1,10     |  |
| 4212                  | Si IV                  |                               |          |          |          |          |          |          | 0,08     | 0,18     |  |
| 4200,02               | N III+He II            | 0,36                          | 0,54     | 0,18     | 0,45     | 0,32     | 0,31     | 0,49     | 0,47     | 0,44     |  |
| 4199,83               |                        |                               |          |          |          |          |          |          |          |          |  |
| 4195,7                | N III                  | 0,06                          | 0,05     |          |          | 0,09     | 0,06     | 0,21     | 0,09     | 0,27*    |  |
| 4168,97               | He I                   | 0,03                          | 0,13     | 0,12     | 0,05     |          | 0,06     |          | 0,06     | 0,20     |  |
| 4143,76               | He I                   | 0,22                          | 0,17     | 0,05     | 0,24     | 0,15     | 0,41     | 0,30     | 0,17     | 0,17     |  |
| 4120,81               | He I                   | 0,16                          | 0,10     | 0,12     | 0,33     | 0,18     | 0,06     | 0,17     | 0,17     | 0,08     |  |
| 4116,10               | Si IV                  | 0,22                          | 0,15     | 0,11     | 0,25     | 0,18     | 0,08     | 0,17     | 0,11     | 0,23     |  |
| 4103,37               | N III+H <sub>δ</sub>   | 1,70                          | 1,60     | 1,53     | 1,66     | 1,72     | 1,20     | 1,46     | 1,11     | 1,65     |  |
| 4101,74               |                        |                               |          |          |          |          |          |          |          |          |  |
| 4097,31               | N III                  | 0,38                          | 0,50     | 0,20     | 0,34     | 0,39     | 0,50     | 0,22     | 0,32     | 0,36     |  |
| 4026,19               | He I, He II            | 0,82                          | 0,54     | 0,66     | 0,73     | 0,65     | 0,63     | 0,76     | 0,63     | 0,62     |  |
| 4088,86               | Si IV                  | 0,41                          | 0,24     | 0,29     | 0,42     | 0,36     | 0,38     | 0,39     | 0,26     | 0,39     |  |
| 4009,27               | He I                   | 0,15                          | 0,17     | 0,14     | 0,38     | 0,21     |          | 0,08     | 0,14     |          |  |
| 3970,07               | H <sub>ε</sub>         | 1,41                          | 1,32     | 1,32     | 1,64     | 1,25     | 0,95     | 1,40     | 1,06     | 1,47     |  |
| 3964,73               | He I                   | 0,29                          | 0,17     | 0,29     | 0,23     | 0,35     | 0,15     |          | 0,14     | 0,17     |  |
| 3926,53               | He I                   | 0,26                          | 0,23     | 0,16     | 0,28     | 0,15     | 0,17     | }0,60    | 0,21     | 0,12     |  |
| 3923,48               | He II                  | 0,24                          | 0,32     | 0,18     | 0,09     | 0,25     | 0,26     |          | 0,28     | 0,32*    |  |

\* Линия 4686 He II наблюдается в эмиссии, на которую накладывается абсорбционное ядро.  
VE — эмиссия с коротковолновой стороны.



Таблица 2

| Фаз (дни)          |                    |                    |                    |                    |                    |                    |                     |                     |                     |                     |                     |
|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 5 <sup>d</sup> ,26 | 6 <sup>d</sup> ,66 | 7 <sup>d</sup> ,26 | 7 <sup>d</sup> ,55 | 8 <sup>d</sup> ,18 | 9 <sup>d</sup> ,00 | 9 <sup>d</sup> ,95 | 10 <sup>d</sup> ,39 | 12 <sup>d</sup> ,12 | 12 <sup>d</sup> ,97 | 13 <sup>d</sup> ,02 | 14 <sup>d</sup> ,25 |
| 1,35               | 1,63               | 1,50               | 1,34               | 1,65               | 1,29               |                    | 0,08<br>0,98        | 0,91                | 0,36<br>0,85        | 0,90                | 0,85<br><i>E</i>    |
| 0,13               | 0,31               | 0,44               | 0,21               | 0,17               | 0,25               | 0,23               | 0,08                | 0,16                | 0,35                | 0,10                | 0,28                |
|                    | -0,44              | -0,04              | -0,29              | -0,33              | -0,66              | -0,32              | -0,57               | -0,50               | -0,61               | -0,28               | -0,50               |
|                    | -0,37              | -0,07              | -0,29              | -0,16              | -0,35              | -0,51              | -0,43               | -0,50               | -0,42               | -0,29               | -0,27               |
|                    | 0,14               | 0,29               |                    | <i>E</i>           |                    | <i>E</i>           | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            |
|                    | <i>E</i>           |                    |                    | <i>E</i>           |                    | <i>E</i>           | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            |
|                    | <i>E</i>           |                    |                    | <i>E</i>           |                    | <i>E</i>           | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            | <i>E</i>            |
|                    |                    |                    |                    |                    |                    |                    | <i>E</i>            |                     | <i>E</i>            | 0,09                | <i>E</i>            |
|                    |                    | 0,15<br>0,04       | }0,30              |                    |                    |                    |                     |                     | } <i>E</i>          | 0,14                |                     |
|                    | 0,07               |                    |                    | 0,10               | 0,14               | 0,09               | 0,04                | 0,16                |                     | 0,22                | 0,11 *              |
| 0,56               | 0,41               | 0,58               | 0,29               | 0,41               | 0,68               | 0,44               | 0,34                | 0,48                | 0,43                | 0,43                | 0,31                |
| 0,22 *             | 0,23 *             | 0,28 *             | 0,20 *             | 0,28 *             | 0,19               | 0,13               | 0,09                | 0,09                | 0,10                | 0,06                | 0,10                |
| 0,09               | 0,06               | 0,05               | 0,10               | 0,06               | 0,10               | 0,06               |                     |                     | 0,16                | 0,03                | 0,06                |
| 0,07               | }0,19              | }0,31              | 0,14               |                    |                    | }0,26              |                     | 0,11                | }0,31               | }0,22               | 0,06                |
| 0,10               |                    |                    | 0,14               | 0,14               | 0,23               |                    |                     | 0,16                |                     |                     | 0,20                |
| 0,18               | 0,22 *             |                    | 0,20               | 0,20               | 0,25               |                    |                     | 0,11                | 0,21                | 0,09                | 0,17                |
|                    | <i>E</i>           |                    | <i>E</i>           | -0,06              | <i>E</i>           | -0,15              | <i>E</i>            | <i>E</i>            | -0,21               | <i>E</i>            | -0,09               |
| <i>E</i>           | <i>E</i>           |                    | <i>E</i>           | -0,12              | <i>E</i>           | -0,26              | <i>E</i>            | <i>E</i>            | -0,25               | <i>E</i>            | -0,06               |
| 0,12               |                    | 0,14               |                    |                    | 0,06               | 0,05               |                     | 0,04                |                     | 0,09                |                     |
| 0,89               | 0,79               | 1,20               | 0,76               | 0,81               | 0,62               | 0,70               | 0,51                | 0,51                | 0,74                | 0,67                | 0,91                |
| 0,07               |                    |                    |                    |                    |                    |                    |                     |                     |                     | 0,07                |                     |
| 0,07               |                    | 0,09               | 0,09               | 0,07               | 0,06               | 0,04               |                     |                     | 0,06                | 0,10                | 0,09                |
| звездной полосой   |                    |                    |                    |                    |                    |                    |                     |                     |                     |                     |                     |
| 0,37               | 0,23               | 0,34               | 0,38               | 0,28               | 0,23               | 0,46               | 0,14                | 0,26                | 0,35                | 0,37                | 0,04                |
| 0,18               | 0,14               | 0,06               | 0,22               | 0,05               | 0,09               | 0,21               | 0,08                | 0,13                | 0,18                | 0,09                | <i>E</i>            |
| 1,41               | 1,44               | 1,42               | 1,55               | 1,40               | 1,45               | 1,19               | 1,05                | 0,92                | 0,88                | 1,30                | 0,83+ <i>E</i>      |
|                    |                    |                    |                    |                    | 0,15               | 0,09               |                     | 0,09                |                     | 0,11                |                     |
| 0,30               | 0,27               | 0,28               | 0,38               | 0,28               | 0,46               | 0,44               | 0,24                | 0,63                | 0,33                | 0,65                | 0,70                |
| 0,30 *             | 0,22               | 0,12 *             | 0,20 *             | 0,15               | 0,25               | 0,07               | 0,11                | 0,16                | <i>E</i>            | 0,08                | 0,21                |
|                    |                    |                    | 0,11               | 0,15               | 0,22 :             |                    |                     | 0,06                | 0,09                | 0,14                |                     |
| 0,21               | 0,24               | 0,29               | 0,20               | 0,18               | 0,25               | 0,36               | 0,21                | 0,30                | 0,18                | 0,23                | 0,22                |
| 0,11               | 0,23               | 0,15               | 0,11               | 0,12               | 0,19               | 0,08               | 0,06                | 0,19                | 0,18                | 0,24                | 0,19                |
| 0,33 *             | 0,15               | 0,24 *             | 0,16               | 0,19               | 0,23               | 0,12               | 0,08                | 0,14                | 0,03                | 0,17                | 0,21                |
| 1,73               | 1,68               | 1,56               | 1,14               | 1,32               | 1,73               | 1,51               | 1,09                | 1,64                | 1,13                | 1,50                | 1,31                |
| 0,26               | 0,23               | 0,36               | 0,23               | 0,33               | 0,36               | 0,30               | 0,27                | 0,33                | 0,21                | 0,35                | 0,43                |
| 0,50               | 0,82               | 0,80               | 0,48               | 0,53               | 0,84               | 0,68               | 0,64                | 0,60                | 0,50                | 0,64                | 0,96                |
| 0,30               | 0,23               | 0,30               | 0,30               | 0,40               | 0,50               | 0,29               | 0,17                | 0,27                | 0,35                | 0,35                | 0,38                |
| 0,12               | 0,16               | 0,19               | 0,13               | 0,16               | 0,24               | 0,11               | 0,17                | 0,21                | 0,15                | 0,24                | 0,20                |
| 1,64               | 1,38               | 1,35               | 1,00               | 1,30               | 1,66               | 1,07               | 1,10                | 0,81                | 1,06                | 1,30                | 0,64                |
| 0,08               | 0,29               | 0,21               | 0,15               | 0,12               | 0,14               | 0,20               | 0,29                | 0,20                | 0,09                | 0,24                | 0,15                |
| 0,24               | 0,15               | 0,29               | 0,32               | 0,32               | 0,24               | }0,38              | 0,23                | ?                   | 0,33                | 0,17                | 0,26                |
| 0,15               | 0,14               | 0,21               | 0,30               | 0,23               | 0,33               |                    | 0,21                | 0,14                | 0,15                | 0,20                | 0,24                |

В таблице приводятся оценки эмиссии. Значок *RE* — эмиссия с длинноволновой стороны,

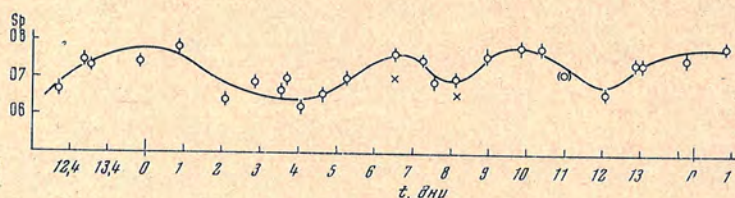


| $\lambda, \text{\AA}$  | Химический элемент         | $W_\lambda, \text{\AA}$ для |          |          |          |          |          |          |          |          |
|------------------------|----------------------------|-----------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
|                        |                            | $0^d,81$                    | $2^d,14$ | $2^d,57$ | $2^d,68$ | $2^d,87$ | $3^d,56$ | $3^d,68$ | $4^d,09$ | $4^d,65$ |
| 3889,05 }<br>3888,65 } | $\text{H}_8 + \text{He I}$ | 1,34                        | 0,91     | 1,53     | 0,14     | 1,28     | 0,92     | 1,21     | 0,82     | 1,18     |
| 3882 **                | $\text{O II ?}$            |                             |          | 0,17     | 0,11     | 0,14     | 0,89*    | 0,20     | 0,18     |          |
| 3878,2                 | $\text{He I}$              |                             | 0,08:    |          |          |          |          | 0,05     | 0,16     |          |
| 3871,82                | $\text{He I}$              | 0,21                        | 0,17     |          |          | 0,11     |          | 0,12     | 0,12     | 0,26     |
| 3867,48                | $\text{He I}$              |                             | 0,16     |          | 0,15     | 0,14     |          |          | 0,14     | 0,08     |
| 3858,07                | $\text{He II}$             | 0,27                        | 0,14     | 0,14     | 0,42     | 0,16     | 0,27     | 0,11     | 0,16     | 0,27     |
| 3835,39                | $\text{H}_9$               | 1,19                        | 0,87     | 1,02     | 1,00     | 0,80     | 0,57     | 0,79     | 0,81     | 0,91     |
| 3819,61                | $\text{He I}$              | 0,51                        | 0,29     | 0,35     | 0,52     | 0,41     | 0,23     | 0,33     | 0,32     | 0,27     |
| 3813,50                | $\text{He II}$             | 0,20                        | 0,10     | 0,08     | 0,14     | 0,26     | 0,03     | 0,14     | 0,22     | 0,27     |
| 3806                   | $\text{He II}$             | 0,23                        | 0,26     | 0,13     | 0,27     |          |          | 0,14     | 0,11     |          |
| 3797,90                | $\text{H}_{10}$            | 1,16                        | 0,73     | 0,92     | 1,05:    | 1,01     | 0,60     | 0,58     | 0,63     | 1,18     |
| 3791,26                | $\text{O III}$             |                             | 0,10     |          |          | 0,24     | 0,06     | 0,11     | 0,18     | 0,82     |
| 3771,08                | $\text{N III}$             |                             | 0,14     |          |          |          |          |          |          |          |
| 3770,63                | $\text{H}_{11}$            | 0,70                        | 0,61     | 0,55     | 0,79     | 0,79     | 0,33     | 0,56     | 0,65     | 0,82     |
| 3759,87                | $\text{O III}$             | 0,23                        | 0,20     | 0,14     | ?        | 0,09     | 0,05     | 0,11     | 0,16     |          |
| 3754,62                | $\text{N III}$             | 0,33                        | 0,15     | 0,20     | ?        |          |          | 0,18     | 0,17     |          |
| 3750,15                | $\text{H}_{12}$            | 0,29                        | 0,35     | 0,45     |          | 0,32     | 0,20     | 0,64     | 0,51     |          |
| 3734,37                | $\text{H}_{13}$            | 0,30                        | 0,34     | 0,24     |          | 0,32     | 0,21     | 0,44     | 0,45     | 0,33     |
| 3721,94                | $\text{H}_{14}$            | 0,46:                       | 0,20     | 0,27     |          | 0,16     | E        | 0,45     | 0,35     | 0,30     |
| 3711,97                | $\text{H}_{15}$            | 0,34:                       | 0,15     | 0,21     |          | 0,14     |          | 0,23     | 0,28     |          |
| 3705,14                | $\text{He I}$              | }0,41                       | 0,41     | }0,38    |          | }0,30    | }0,21    | }0,29    | }0,37    | }0,54    |
| 3704                   | $\text{H}_{16}$            |                             | 0,14     |          |          |          |          |          |          |          |
| 3634,23                | $\text{He I}$              |                             | 0,72     |          |          | 0,45     |          |          | 0,47     |          |
| 3613,64                | $\text{He I}$              |                             | ?        |          |          |          |          |          | 0,54     |          |
| 3694,2                 | $\text{Ne II}$             |                             | 0,18     |          |          |          | 0,20?    |          | 0,25     |          |
| 3664                   | $\text{Ne II}$             |                             | 0,26     |          |          |          |          |          | 0,28     |          |
| 3933,66                | $\text{K Ca II}$           | 0,42                        | 0,48     | 0,25     | 0,33     | 0,33     | 0,30     | 0,41     | 0,21     | 0,33     |
| 3969,26                | $\text{H Ca II}$           | 0,23:                       | 0,25:    | 0,26:    | 0,22:    | 0,21     | 0,24     | 0,23     | 0,21     | 0,22     |
| Число спектров         |                            | 5                           | 5        | 4        | 2        | 2        | 3        | 3        | 2        | 5        |

\*\* В некоторых фазах около  $\lambda 3882$  наблюдается линия поглощения; возможно, это линия обоях  $\lambda \lambda 4848-4713$ ,  $\lambda \lambda 4395-4200$  и  $\lambda \lambda 4083-3900 \text{\AA}$ . В фазе  $2^d,57$  область от  $\lambda 4200$  до  $\lambda 4140$  захвачена линиях водорода до  $\text{H}_{13}$ , сильная полоса поглощения в области  $\lambda \lambda 383-3863$ , от  $\text{H}_\gamma$  до  $\lambda 4200$ .

буква E. Звездочкой отмечены значения  $W_\lambda$ , когда в спектре на линию главной компоненты одного элемента накладывается линия вторичной компоненты другого элемента.

В ряде каталогов O- и B-звезд [8-11] приводится спектральный класс главной компоненты HD 47129 как O8p в системе МК. П. Ботто и М. Хак



Фиг. 3. Изменение спектрального класса главной компоненты с фазой



Таблица 2 (окончание)

Фаз (дни)

| 5 <sup>d</sup> ,26 | 6 <sup>d</sup> ,66 | 7 <sup>d</sup> ,26 | 7 <sup>d</sup> ,55 | 8 <sup>d</sup> ,18 | 9 <sup>d</sup> ,00 | 9 <sup>d</sup> ,95 | 10 <sup>d</sup> ,39 | 12 <sup>d</sup> ,12 | 12 <sup>d</sup> ,97 | 13 <sup>d</sup> ,02 | 14 <sup>d</sup> ,25 |
|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| 1,20               | 1,20               | 1,40               | 0,80               | 0,95               | 0,96               | 0,91               | 0,85                | 0,96                | 1,07                | 0,98                | 1,03                |
|                    |                    |                    | 0,12               |                    |                    | 0,09               |                     | 0,12                | 0,11                |                     |                     |
|                    | 0,14               | 0,12               | 0,12               | 0,18               |                    |                    | 0,12                | 0,15                | 0,24                |                     | 0,12                |
| 0,11               | 0,14               | 0,14               | 0,11               | 0,14               | 0,38               | 0,08               | 0,15                |                     | 0,35                | 0,11                | 0,16                |
| 0,06               | 0,15               | 0,13               | 0,14               | 0,30               | 0,41               | 0,15               | 0,15                | 0,33                | 0,23                | 0,05                | 0,26                |
| 0,85               | 0,88               | 1,15               | 0,80               | 0,95               | 1,16               | 1,03               | 1,09                | 1,31                | 0,99                | 0,95                | 0,98                |
| 0,20               | 0,29               | 0,39               | 0,28               | 0,33               | 0,68               | 0,71               | 0,40                | 0,32                | 0,35                | 0,44                | 0,65 *              |
| 0,14               | 0,19               | 0,24               | 0,08               | 0,13               | 0,38               | 0,04               | 0,26                | 0,21                | 0,11                | 0,30                | 0,23                |
| 0,11               |                    | 0,17               |                    | 0,09               | 0,26               | 0,14               | 0,15                |                     |                     |                     |                     |
| 0,67               | 0,70               | 1,01               | 0,60               | 0,98               | 0,81               | 1,04               | 0,98                | 0,94                | 0,91                | 1,05                | 1,01                |
|                    |                    |                    |                    | 0,18               |                    |                    | 0,14                |                     | 0,20                |                     |                     |
| 0,23               |                    |                    |                    |                    |                    |                    | 0,09                |                     |                     |                     |                     |
| 0,57               | 0,58               | 0,85               | 0,58               | 0,67               | 0,80               | 0,68               | 0,65                | 0,58                | 0,91                | 0,35:               | 0,67 *              |
|                    | 0,15               | 0,18               | 0,18               | 0,10:              | 0,21               | 0,06               | 0,18                | 0,10                |                     | 0,14                | 0,12                |
|                    | 0,12               | 0,27               | 0,29               | 0,29:              | 0,17               |                    | 0,18                | 0,08                |                     | 0,23                | 0,24                |
| 0,47               | 0,32               | 0,62               | 0,32               | 0,42               | 0,41               | 0,24               | 0,57                | 0,38                |                     | 0,46                | 0,26                |
| 0,47               | 0,25               | 0,21               | 0,20               | 0,19               |                    | 0,26               | 0,41                | 0,29                |                     | 0,38                |                     |
|                    |                    | 0,18               | 0,11               | 0,16               |                    | 0,06               | 0,24                |                     |                     | 0,23                |                     |
|                    |                    |                    | 0,15               | ?                  |                    | 0,08               | 0,29                | 0,24                |                     | 0,08                |                     |
| 0,24               | 0,30               | 0,29               | 0,32               | 0,28               | }0,26              |                    | 0,25                | }0,38               |                     | }0,42               | 0,28                |
| 0,20               |                    |                    |                    |                    |                    | 0,32               | 0,15:               |                     |                     |                     | 0,30                |
|                    |                    |                    |                    |                    |                    |                    | 0,37                |                     |                     |                     | 0,23                |
|                    |                    |                    |                    |                    |                    | 0,18               | 0,17                |                     |                     |                     |                     |
| 0,27               | 0,26               | 0,33               | 0,36               | 0,44               | 0,32               | 0,35               | 0,38                | 0,40                | 0,34                | 0,27                | 0,36                |
| 0,22               | 0,23               | 0,38               | 0,25               | 0,23               | 0,27               | 0,24               | 0,21                | 0,25                | 0,22                | 0,25                | 0,22:               |
| 2                  | 1                  | 4                  | 4                  | 2                  | 3                  | 3                  | 3                   | 8                   | 2                   | 3                   | 2                   |

лочки. Спектры в фазах 2<sup>d</sup>,57 и 2<sup>d</sup>,87 имеют много дополнительных линий поглощения в области эмиссии, от  $\lambda$  4300 до 4200 приподнят непрерывный спектр. В фазе 3<sup>d</sup>,56 наблюдается эмиссия в приподнят непрерывный спектр.

[12] дают такие оценки: 06,5p и 07,1, И. М. Копылов [13] получил — 07,1f. Имея ряд однородных наблюдений, охватывающий 34 периода, было интересно оценить спектральный класс этой звезды в разных фазах. Для спектральной классификации нами использованы следующие критерии [13]:

$$1) \frac{\lambda 4471 \text{ He I}}{0,5 \text{ He II } (\lambda 4542 + \lambda 4200)},$$

$$5) \frac{\lambda 4026 \text{ He I}}{0,5 \text{ He II}},$$

$$2) \frac{\lambda 3820 \text{ He I}}{0,5 \text{ He II}},$$

$$6) \frac{\lambda 4388 \text{ He I}}{0,5 \text{ He II}},$$

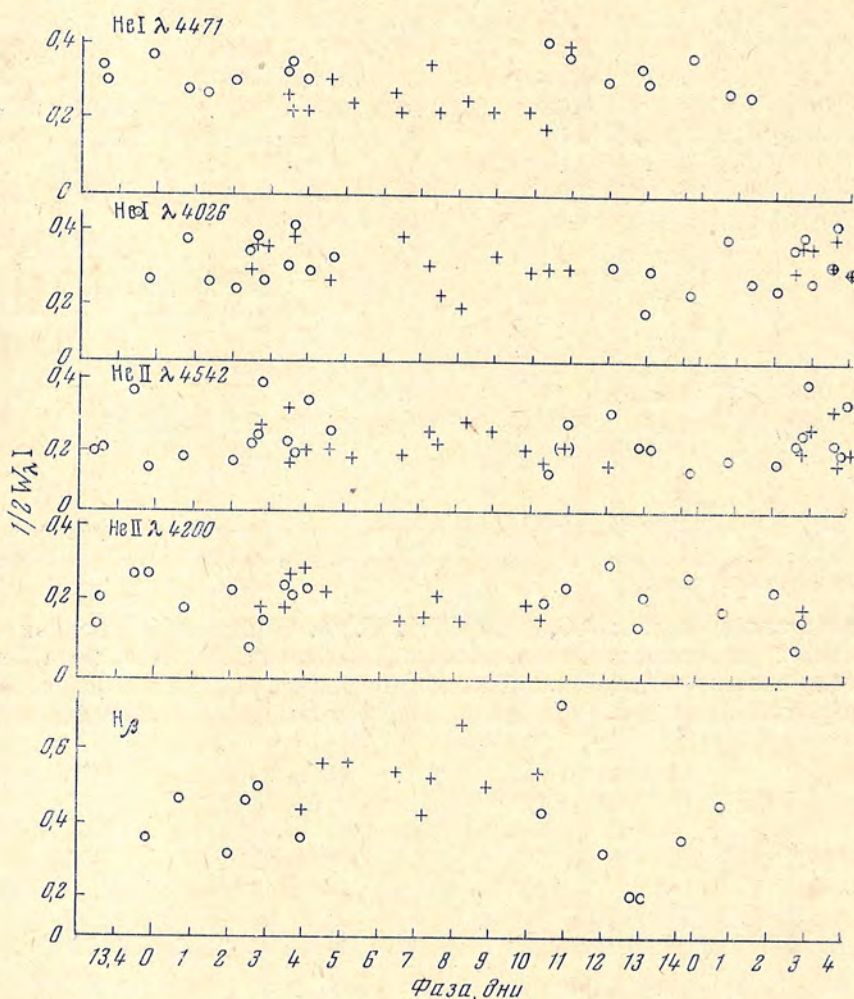
$$3) \frac{(\lambda 4144 + \lambda 4009) \text{ He I}}{0,5 \text{ He II}},$$

$$7) \frac{(\lambda 4379 + \lambda 4097) \text{ N III}}{0,5 \text{ He II}}.$$

$$4) \frac{(\lambda 4116 + \lambda 4089) \text{ Si IV}}{0,5 \text{ He II}},$$

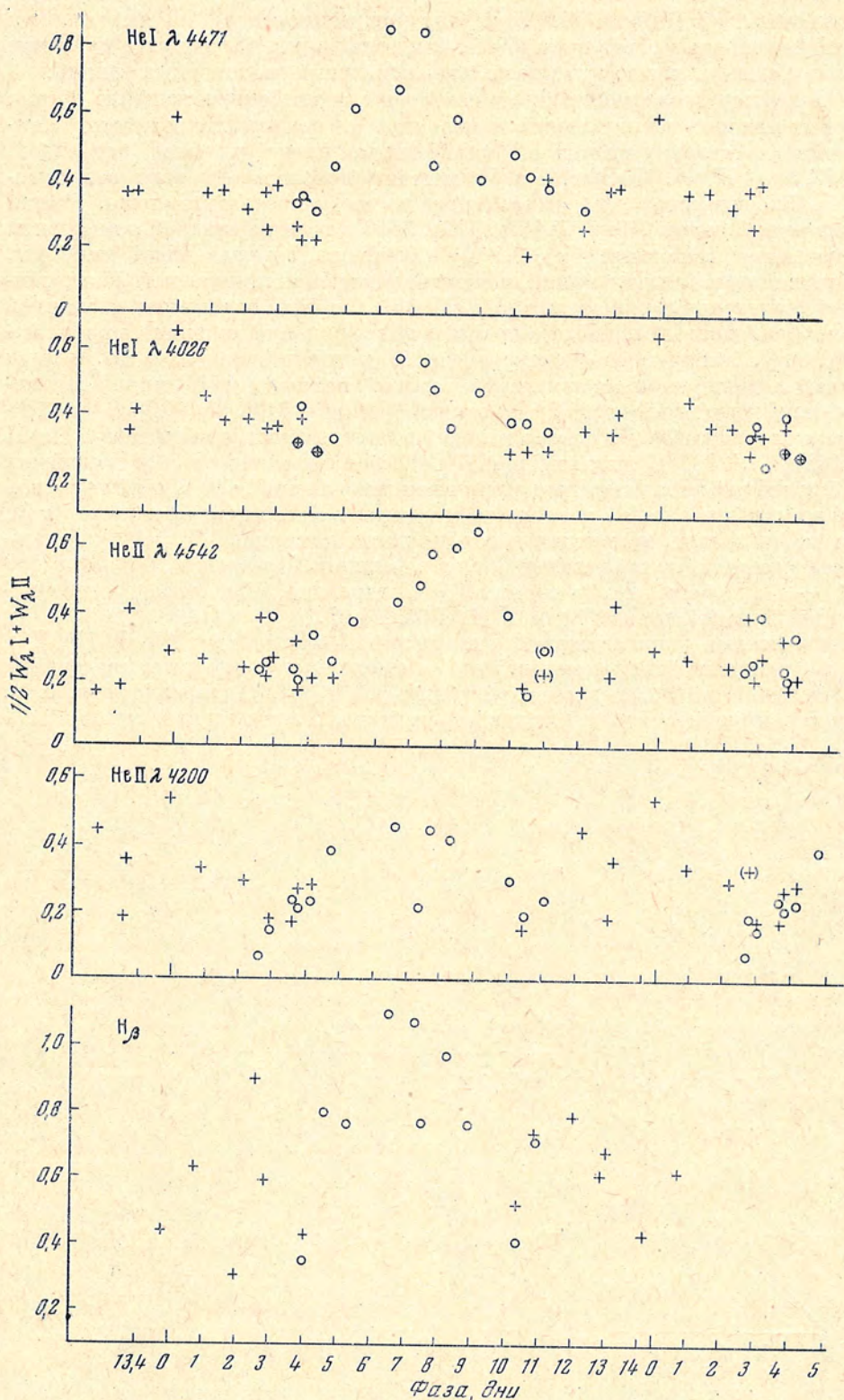


Двум последним придавался меньший вес, поскольку линии  $\lambda 4388$  и  $\lambda 4379$  часто замывались эмиссией  $H_\gamma$ . Ввиду сложности спектра звезды для уменьшения ошибок, вносимых наложением спектра одной компоненты на спектр другой, эквивалентная ширина каждой линии, использованной для классификации, определялась как удвоенная половина эквивалентной ширины линий в спектре главной компоненты, измеренной от центра линий в сторону, свободную от наложения линии вторичной компоненты. Результаты оценок спектрального класса главной компоненты представлены на фиг. 3. Вертикальными черточками указаны средние квадратичные ошибки среднего определения. Спектральный класс вторичной компоненты был определен лишь для двух фаз, соответствующих наибольшей скорости удаления главной компоненты. Полученные значения отмечены крестиками на фиг. 3. Как легко видеть из фигуры, спектр главной компоненты изменяется с фазой от 06,5 до 08,0. Вблизи фазы  $4^d$  (момент соединения, когда вторичная компонента находится позади главной) спектральный класс главной компоненты оказывается более ранним, чем в противоположном соединении и в элонгациях. Для выяснения причин изменения спектрального класса главной компоненты был рассмотрен вопрос о постоянстве интенсивности линий поглощения. Для этого



Фиг. 4. Изменение эквивалентной ширины линий He I  $\lambda 4471$ ,  $\lambda 4026$ , He II  $\lambda 4542$ ,  $\lambda 4200$  и  $H_\beta$  главной компоненты ( $1/2 W_\lambda I$ ) с фазой





Фиг. 5. Изменение эквивалентной ширины тех же линий, что и на фиг. 4, главной компоненты в сумме со вторичной ( $1/2 W_{\lambda I} + W_{\lambda II}$ ) с фазой

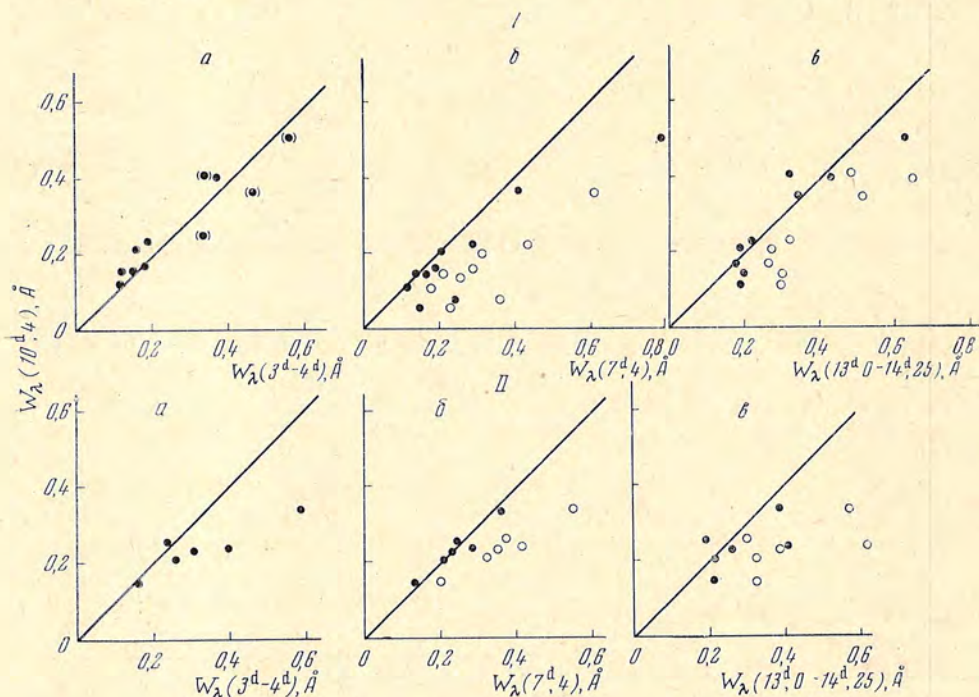
Кружки соответствуют коротковолновой половине, крестики — длинноволновой



строились зависимости  $0,5W_{\lambda}$  I (главная компонента), найденных, как указывалось выше, в функции фазы для всех линий, входящих в критерии спектральной классификации, и для некоторых водородных линий.

Подобные зависимости были построены и для эквивалентных ширин вторых половин тех же линий, измеренных от центра линий главной компоненты в сторону вторичной компоненты, включая вклад последней,  $0,5W_{\lambda}$  I +  $W_{\lambda}$  II. На фиг. 4 и 5 показаны некоторые из этих зависимостей. Рассматривая их, можно сделать следующее заключение. Линии триплетной серии He I  $\lambda\lambda 4471, 4026, 3820$  в спектре главной компоненты показывают небольшие ( $\pm 0,1 \text{ \AA}$ ) изменения эквивалентной ширины. Интенсивность этих же линий, в спектре вторичной компоненты обнаруживает значительные изменения как с фазой (линии поглощения вторичной компоненты сильнее, когда она имеет максимальную скорость приближения, т. е. линии в ее спектре смещены в коротковолновую сторону от линий главной компоненты), так и с длиной волны (у  $\lambda 4471$  линия вторичной компоненты гораздо интенсивнее, чем у  $\lambda 4026$ , а у  $\lambda 3820$  практически отсутствует). Примерно такую же картину показывают линии He II  $\lambda 4542$  и  $\lambda 4200$ . В линиях  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  отмечаются значительные изменения наблюдаемых эквивалентных ширин как для главной, так и для вторичной компоненты, и с фазой и от цикла к циклу. Вид контуров говорит о том, что наблюдаемые изменения абсорбционных компонент  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  обусловлены эмиссией, накладывающейся на эти линии. Поведение бленды  $\lambda 3889$  ( $H_{\epsilon} + \text{He I}$ ) тоже весьма сложно. Это, вероятно, обусловлено особенностями метастабильной линии He I  $\lambda 3888,65$ .

Сравнение эквивалентных ширин линий поглощения He I, He II и H в спектре главной компоненты, определенных в моменты соединений (фазы  $3-4^d$  и  $10^d,4$ ) и элонгаций (фазы  $7^d,4$  и  $13^d,6$ ), показало (фиг. 6, I, черные кружки), что наблюдаемые эквивалентные ширины линий He I

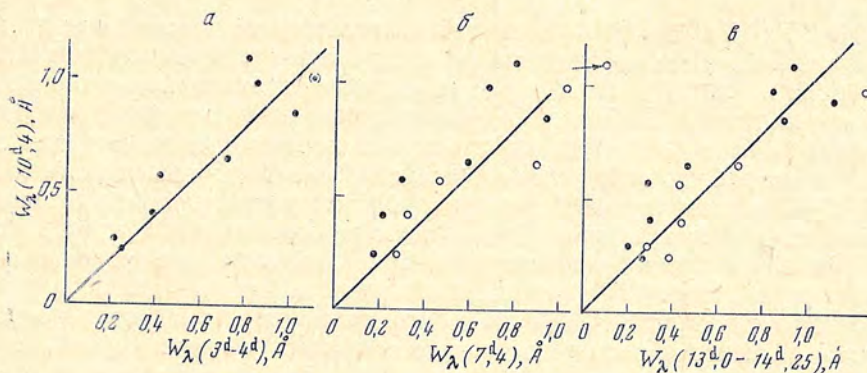


Фиг. 6. Сравнение эквивалентных ширин линий He I и He II для фаз

a —  $10,4$  и  $(3-4)^d$ ; б —  $10,4$  и  $7^d,4$ ; в —  $10,4$  и  $(13,0-14^d,25)$ .

Точки соответствуют наблюдаемым значениям  $W_{\lambda \text{набл}}$ , кружки — истинным  $W_{\lambda \text{ист}}$





Фиг. 7. То же, что на фиг. 6, для линий водорода

в сравниваемых фазах практически одинаковы. Линии He II заметно усилены вблизи фазы  $4^d$  (фиг. 6, II). Линии водорода, исключая первые члены серии, показывают большую интенсивность в моменты соединений по сравнению с моментами элонгации (фиг. 7).

До сих пор мы рассматривали наблюдаемые эквивалентные ширины линий поглощения. В случае, когда спектральные линии в спектрах компонент полностью разделены, на контур линии одной компоненты накладывается непрерывный спектр другой. В результате этого наблюдаемый профиль будет искажен. Как показал Г. А. Шайн [14] и позднее Р. Петри [15], наблюдаемая эквивалентная ширина  $(W_{\lambda})_{\text{набл}}$  будет связана с истинной  $(W_{\lambda})_{\text{ист}}$  следующим соотношением:

$$(W_{\lambda_1})_{\text{набл}} = \frac{I_1}{I_1 + I_2} (W_{\lambda_1})_{\text{ист}}, \quad (1)$$

$$(W_{\lambda_2})_{\text{набл}} = \frac{I_2}{I_1 + I_2} (W_{\lambda_2})_{\text{ист}}, \quad (2)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности непрерывного спектра главной и вторичной компонент соответственно.

Шайн и Петри показали также, что, когда нет относительного смещения линий компонент, результирующий профиль будет такой же, как и профиль линий каждой из компонент при отсутствии наложения спектров, при условии, что профили спектральных линий обеих компонент идентичны.

Деля (2) на (1), получим

$$\left( \frac{W_{\lambda_2}}{W_{\lambda_1}} \right)_{\text{набл}} = \left( \frac{W_{\lambda_2}}{W_{\lambda_1}} \right)_{\text{ист}} \cdot \left( \frac{I_2}{I_1} \right), \quad (3)$$

т. е. отношение наблюдаемых эквивалентных ширин линий одного и того же атомного перехода в спектрах обеих компонент есть произведение соответствующего отношения истинных эквивалентных ширин на отношение интенсивностей непрерывных спектров в данной длине волны. Для упрощенного случая, когда профили спектральных линий в спектрах компонент идентичны,  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}} = 1$ , наблюдаемое отношение  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{набл}}$  будет определять отношение интенсивностей непрерывных спектров, т. е. отношение блеска компонент, или разность их светимостей  $\Delta m = -2,5 \lg I_2/I_1$  (для данной области длин волн). Для фаз, когда спектральные линии одного и того же атомного перехода в спектрах компонент разделены (амплитуда  $v_r$  максимальная), были вычислены отношения  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{набл}}$  по линиям  $\lambda 4471$  He I,  $\lambda 4026$  (He I, He II),  $\lambda 4542$  He II,



$\lambda 4200$  He II и  $H_9, H_{10}, H_{11}$ . Величины полученных отношений представлены в табл. 3. Данные этой таблицы показывают, что относительная интенсивность линий He II и H в спектре вторичной компоненты выше, чем линии He I. Отсюда можно заключить, что вторичная компонента имеет более ранний спектральный класс и меньшую светимость. Следует заметить, что найденные отношения несколько меняются с фазой. В фазе  $7^d,4$ , соответствующей максимальной скорости удаления главной компоненты, отношения  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{набл}}$  немного больше, чем в противоположной фазе. Из изложенного следует, что нельзя считать контуры спектральных линий в спектрах компонент идентичными или полагать равным единице отношение  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$ . Это отношение будет отлично от единицы не только при различии спектров компонент (в этом случае отношения наблюдаемых эквивалентных ширин  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{набл}}$  должны быть различными для разных линий и изменяться с длиной волны). Отношение  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$  будет отличным от единицы и в случае, когда на диски компонент проектируется различное количество газового вещества. В этом случае произведение  $(I_2/I_1) (W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$  должно меняться с фазой. И, наконец, отношение  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$  будет отличаться от единицы, когда в компонентах различны эффекты вращения, макротурбуленции и расширения вследствие давления.

Таблица 3

| Элемент            | Фаза     |         | Среднее |
|--------------------|----------|---------|---------|
|                    | $13^d,6$ | $7^d,4$ |         |
| He I               | 0,36     | 0,45    | 0,40    |
| He II <sub>2</sub> | 0,54     | 0,65    | 0,60    |
| H                  | 0,70     | 0,74    | 0,72    |

Была сделана попытка определить отдельно величины  $(I_2/I_1)$  и  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$ , учитывая только первый факт — различие в спектрах компонент. По зависимости эквивалентных ширин линий He I ( $\lambda 4471$  и  $\lambda 4026$ ) и He II ( $\lambda 4542 + 4200$ ) от спектрального класса [13] методом последовательных приближений была найдена та пара спектральных классов, для которой относительная интенсивность линий He II в 1,5 раза больше, чем линий He I, в соответствии с найденным нами значением из наблюдений (см. табл. 3). За исходный спектральный класс был принят  $O7,5$ , соответствующий значению спектра главной компоненты для фаз  $7^d,4$  и  $13^d,6$ . Отношению He II/He I = 1,5 соответствует разность спектральных классов  $O6,8 - O7,5$ . Таким образом, для найденной разницы спектральных классов истинные отношения эквивалентных ширин должны быть равны для линий He II — 1,16, для He I — 0,77. Наши определения спектра вторичной компоненты по наблюдаемым эквивалентным ширинам линий дали для нее такую же оценку спектра.

Зная отношения наблюдаемых  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{набл}}$  и истинных  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$  эквивалентных ширин, было найдено отношение  $(I_2/I_1)$  интенсивностей непрерывных спектров компонент согласно формуле (3). Оно оказалось равным 0,52, что соответствует  $\Delta m = 0^m,71$ .

Как уже отмечалось выше, для соединения, когда центры линий в спектрах компонент совпадают, результирующий профиль будет тот же, что и профиль каждой из компонент при отсутствии наложения спектров в случае, если профили идентичны. Для найденной разницы  $\Delta \text{Sp}$  и  $\Delta m$  также оказывается, что истинная эквивалентная ширина линий главной компоненты для фаз  $4^d$  и  $10^d,4$  равна наблюдаемой.



В элонгациях (фазы  $7^d, 4$  и  $13^d, 6$ ), когда центры линий в спектрах компонент имеют максимальное разделение, непрерывный спектр одной компоненты накладывается на контур линии другой. По найденным отношениям  $(I_2/I_1)$  и  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1})_{\text{ист}}$  были определены истинные эквивалентные ширины линий в спектрах обеих компонент по наблюдаемым значениям  $W_{\lambda \text{ набл.}}$ . Полагая  $I_2/I_1 = l$  и  $(W_{\lambda_2}/W_{\lambda_1}) = k$ , получим

$$W_{\lambda_1 \text{ ист}} = (1 + l)W_{\lambda_1 \text{ набл.}}, \quad (1')$$

$$W_{\lambda_2 \text{ ист}} = \frac{(1+l)}{lk} W_{\lambda_2 \text{ набл.}}. \quad (2')$$

Полученные таким образом  $W_{\lambda \text{ ист}}$  для моментов элонгаций сравнивались с соответствующими значениями для соединения (фаза  $10^d, 4$ ), в котором наблюдаемая эквивалентная ширина линий должна быть равна истинной. Как видно из фиг. 6 ( $I$  и  $II$ ) (светлые кружки), в обеих элонгациях интенсивность линий Не I и Не II увеличена. Значения  $W_{\lambda \text{ ист}}$  линий водорода при этом в сравниваемых фазах показывают близкое соответствие (фиг. 7). Отсюда, по-видимому, можно заключить, что система окружена неоднородной оболочкой, которая проектирует различное количество газового вещества на диски компонент в разные моменты, и, может быть, пятнистостью компонент.

#### 4. Параметры атмосферы главной компоненты

Для соединений по полученным эквивалентным ширинам линий поглощения в спектре главной компоненты были определены полное число атомов водорода на втором уровне, нейтрального гелия на уровнях  $2^1P^0$  и  $2^3P^0$  ионизированного гелия на уровне  $n = 4$ , а также электронная плотность в атмосфере главной компоненты.

##### а) Линии водорода

Для определения полного числа атомов на втором уровне использовалась формула для оптически тонкого слоя, связывающая эквивалентную ширину ( $W_{\lambda}$ ) линий бальмеровской серии с полным числом атомов во втором состоянии в этом слое:

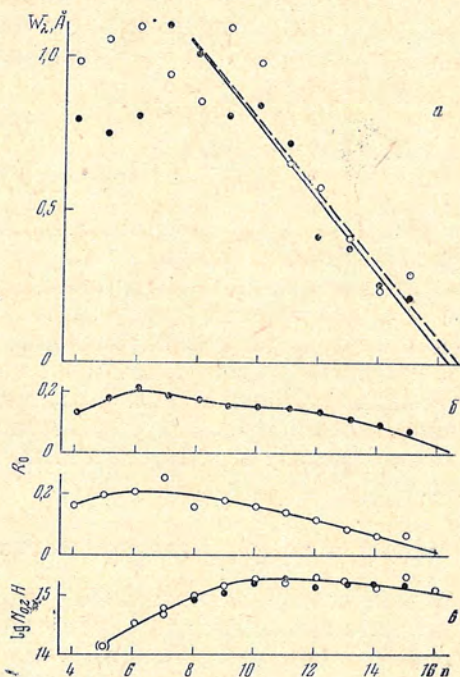
$$W_{\lambda} = \frac{\pi e^2 \lambda^2}{mc^2} f N_{0,2} H.$$

Полное число атомов  $N_{0,2} H$  определялось как предельное (максимальное) значение на кривой ( $\lg N_{0,2} H, n$ ), найденное по  $W_{\lambda}$  высших членов бальмеровской серии. Фиг. 8, в показывает ход зависимости  $\lg N_{0,2} H$  от номера линий. Результаты вычисления представлены в табл. 4. Предельное максимальное значение  $\lg N_{0,2} H$ , равное 15,35, получилось одно и то же для обеих фаз. Водородные линии использовались для определения электронной концентрации в атмосфере главной компоненты. Электронная концентрация определялась двумя методами.

По номеру последней наблюдаемой линии бальмеровской серии из соотношения Д. Инглиса и Э. Теллера [16], связывающего номер последней наблюдаемой линии спектральной серии водорода или водородоподобного атома с эффективной электронной плотностью среды, в которой эта линия возникает  $\lg n'_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m$ . Номер последней наблюдаемой линии находился: а) по зависимости  $W_{\lambda}$  от  $n$  (фиг. 8, а) и б) по зависимости  $R_0$  от  $n$  (фиг. 8, б). Для каждой из рассматриваемых фаз было взято среднее значение для  $n$ , полученное двумя способами. Среднее значение  $n$  для фазы  $4^d$  оказалось равным 16,7, для фазы  $10,4-16^d, 5$ . Соответственно  $\lg n'_e$  для фазы  $4^d$  получился равным 14,09, для фазы  $10,4-14^d, 12$ . Согласно И. Копылову [17], приведенная выше формула дает



полную концентрацию заряженных частиц. Чтобы получить электронную плотность, необходимо к значениям, полученным по этой формуле, придать поправки  $\Delta \lg n_e = -0,14$  (для звезд подобного спектрального



Фиг. 8. Зависимость эквивалентных ширин линий водорода (а), глубины линий (б) и  $\lg N_{0,2} H$  (в) от номера линии

Кружки соответствуют фазе  $10^{\text{d}}, 4$ , точки —  $(3-4)^{\text{d}}$

класса). Тогда  $\lg n_e$  будут равны 13,95 и 13,98 соответственно для фаз  $4^{\text{d}}$  и  $10^{\text{d}}, 4$ , т. е. практически одинаковы.

Второй способ определения  $\lg n_e$  основан на предположении, что балмеровские линии расширены межатомными электрическими полями. В этом

Таблица 4

| $\lambda$ | Линия                       | $\lg f$ | $3-4^{\text{d}}$  |                 | $10^{\text{d}}, 4$ |                 |
|-----------|-----------------------------|---------|-------------------|-----------------|--------------------|-----------------|
|           |                             |         | $\lg W_{\lambda}$ | $\lg N_{0,2} H$ | $\lg W_{\lambda}$  | $\lg N_{0,2} H$ |
| 4861      | $H_{\beta} + \text{He II}$  |         |                   |                 | -0,009             |                 |
| 4340      | $H_{\gamma} + \text{He II}$ | -1,350  | -1,875            |                 | 0,021              | 14,150          |
| 4102      | $H_{\delta} + \text{N III}$ | -1,655  |                   |                 | 0,037              | 14,517          |
| 3970      | $H_{\epsilon}$              | -1,896  | 0,042             | 14,793          | -0,032             | 14,718          |
| 3889      | $H_{\delta} + \text{He I}$  | -2,095  | 0,004             | 14,972          | -0,072             | 14,996          |
| 3835      | $H_9$                       | -2,265  | -0,097            | 15,055          | 0,037              | 15,189          |
| 3798      | $H_{10}$                    | -2,415  | -0,055            | 15,255          | -0,009             | 15,301          |
| 3771      | $H_{11}$                    | -2,546  | -0,149            | 15,298          | -0,187             | 15,260          |
| 3750      | $H_{12}$                    | -2,668  | -0,388            | 15,185          | -0,244             | 15,329          |
| 3734      | $H_{13}$                    | -2,777  | -0,420            | 15,226          | -0,388             | 15,298          |
| 3722      | $H_{14}$                    | -2,876  | -0,602            | 15,187          | -0,620             | 15,169          |
| 3712      | $H_{15}$                    | -2,970  | -0,678            | 15,207          | -0,538             | 15,347          |
| 3704      | $H_{13} + \text{He I}$      | -3,057  |                   |                 | -0,826             | 15,148          |

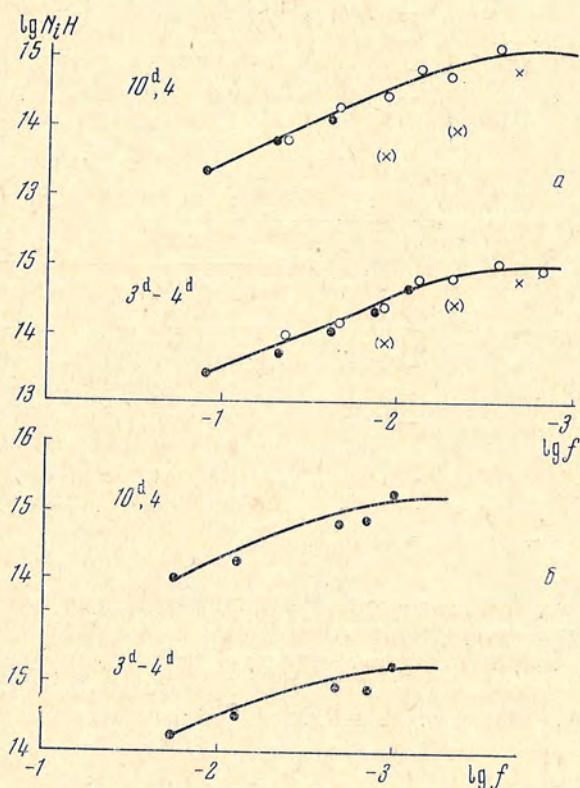


предположении  $n_e$  определяется из соотношения, связывающего эквивалентную ширину водородных линий с эффективной электронной плотностью  $n_e$  и полным числом атомов в слое атмосферы, где возникают водородные линии,  $N_{0,2}H$ :

$$W_{\lambda}^{5/2} = K N_{0,2} H n_e \left( \frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2},$$

где  $R_c$  — предельная максимальная глубина линии, наблюдаемая в спектре звезды. В данном случае она равна 0,22 (фиг. 8, б).  $K$  — коэффициент, зависящий от штарковских констант. Последний вычислен лишь для нескольких первых членов балмеровской серии от  $H_\alpha$  до  $H_\delta$ . Мы могли применить эту формулу лишь для  $H_\gamma$ , и то с осторожностью, ввиду того что  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , а иногда и  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  искажены эмиссией. Кроме того,  $H_\delta$  блендирована с  $N$  III  $\lambda\lambda 4097$  и  $4103$ . Для  $N_{0,2}H$  было взято значение, определенное выше. Значения  $\lg n_e$  ( $H_\gamma$ ) оказались равными 13,70 и 14,28 соответственно для фаз  $4^d$  и  $10^d, 4$ . Средние значения  $\lg n_e$ , полученные двумя методами, равны 13,88 и 14,13 для фаз  $4^d$  и  $10^d, 4$ .

Влияние линий He II пиккеринговской серии на линии балмеровской серии не учитывалось. Судя по слабости линий He II у  $\lambda 3923$  и  $\lambda 3858$ , можно заключить, что они влияют на линии балмеровской серии лишь до  $n = 7$  или 8.



Фиг. 9. Зависимость  $\lg N_i H$  от  $\lg f$  для He I (а) и He II (б)

Обозначения те же, что на фиг. 8

#### б) Линии поглощения He I и He II

В спектре главной компоненты наблюдаются линии нейтрального гелия, принадлежащие сериям  $2^3P^0 - n^3D$ ,  $2^3P^0 - n^3S$ ,  $2^1P^0 - n^1D$ ,  $2^1P^0 - n^1S^0$  и линия  $2^1S - (\lambda 3965)$ , а также линии ионизированного гелия серии  $4^2F^0 - nG$ .



Таблица 5

| $\lambda$ | He I            | $\lg f$ | $3^d - 4^d$     |             | $10^d, 4$       |             |
|-----------|-----------------|---------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|
|           |                 |         | $\lg W_\lambda$ | $\lg N_i H$ | $\lg W_\lambda$ | $\lg N_i H$ |
| 4471      | $2^3P^0 - 4^3D$ | -0,910  | -0,252          | 13,411      | -0,292          | 13,371      |
| 4026      | —5              | -1,331  | -0,481          | 13,691      | -0,388          | 13,784      |
| 3820      | —6              | -1,634  | -0,495          | 14,027      | -0,398          | 14,124      |
| 3705      | —7              | -1,872  | -0,481          | 14,306      |                 |             |
| 3634      | —8              | -2,071  | -0,366          | 14,638      |                 |             |
| 4713      | $2^3P^0 - 4^3S$ | -1,936  | -0,796          | 13,847      | -1,097          | 13,546      |
| 4121      | —5              | -2,330  | -0,768          | 14,387      | -1,222          | 13,931      |
| 3867      | —6              | -2,695  | -0,854          | 14,720      | -0,824          | 14,750      |
| 4922      | $2^1P^0 - 4^1D$ | -0,919  |                 |             |                 |             |
| 4388      | —5              | -1,316  | -0,620          | 13,515      | -0,854          | 13,281      |
| 4144      | —6              | -1,674  | -0,824          | 13,671      | -0,678          | 13,817      |
| 4009      | —7              | -1,928  | -0,854          | 13,919      | -0,770          | 14,003      |
| 3927      | —8              | -2,131  | -0,678          | 14,320      | -0,638          | 14,360      |
| 3872      | —9              | -2,303  | -0,921          | 14,259      | -0,920          | 14,260      |
| 3806      | —11             | -2,584  | -0,959          | 14,528      | -0,824          | 14,663      |
| 4438      | $2^1P - 5^1S$   | -2,519  |                 |             |                 |             |
| 4169      | —6              | -2,822  | -1,220          | 14,415      |                 |             |
| 3965      | $2^1S -$        | -1,294  | -0,854          | 13,297      | -0,538          | 13,613      |

Таблица 6

| $\lambda$ | He II           | $\lg f$ | $3^d - 4^d$     |             | $10^d, 4$       |             |
|-----------|-----------------|---------|-----------------|-------------|-----------------|-------------|
|           |                 |         | $\lg W_\lambda$ | $\lg N_i H$ | $\lg W_\lambda$ | $\lg N_i H$ |
| 4542      | $4^2F^0 - 9^2G$ | -1,730  | -0,229          | 14,240      | -0,468          | 14,001      |
| 4200      | —11             | -2,100  | -0,398          | 14,509      | -1,380          | 14,287      |
| 4026      | —13             | -2,450  | -0,508          | 14,783      | -0,638          | 14,653      |
| 3923      | —15             | -2,686  | -0,585          | 14,968      | -0,678          | 14,875      |
| 3858      | —17             | -2,842  | -0,796          | 14,927      | -0,823          | 14,900      |
| 3814      | —19             | -2,996  | -0,620          | 15,265      | -0,585          | 15,300      |
| 3782      | —21             | -3,325  |                 |             |                 |             |

На основании полученных эквивалентных ширин линий гелия были определены числа атомов гелия в атмосфере главной компоненты на уровнях  $2^3P$  и  $2^1P$  над  $1 \text{ см}^2$  фотосферы по формуле для оптически тонкого слоя для соединений (фазы  $4^d$  и  $10^d, 4$ ). Результаты вычислений  $\lg N_i H$  для He I и He II приведены в табл. 5 и 6 соответственно. По данным этих

Таблица 7

|                      | Фаза, дни   |           |                                | Фаза, дни   |           |
|----------------------|-------------|-----------|--------------------------------|-------------|-----------|
|                      | $3^d - 4^d$ | $10^d, 4$ |                                | $3^d - 4^d$ | $10^d, 4$ |
| $\lg n_e (n_m)$      | 13,95       | 13,98     | $\lg N_{2^3P} H (\text{He I})$ | 15,00       | 14,95     |
| $\lg n_e (H \gamma)$ | 13,70       | 14,28     | $\lg N_4 H (\text{He II})$     | 15,20       | 15,20     |
| $\lg N_{0,2} H (H)$  | 15,35       | 15,35     |                                |             |           |



таблиц были построены зависимости  $\lg N_{2P}H$ ,  $\lg N_{2'P}H$  (He I) и  $\lg N_4H$  (He II) от  $\lg f$  для обеих фаз (фиг. 9, а, б). По оси абсцисс откладывалась величина  $\lg f$ , так как в этом случае мы можем свести к одной кривой линии различных серий. Величины  $\lg N_{2'P}H$  (He I) были сведены к величинам  $\lg N_{2P}H$  (He I) прибавлением к первым  $\lg g_{2'P}/g_{2P}$ . Полное число атомов находилось как максимальное значение  $\lg N_iH$  на соответствующей кривой.

В табл. 7 представлены параметры, полученные по линиям водорода и гелия для атмосферы главной компоненты.

## 5. Эмиссия в спектре HD 47129

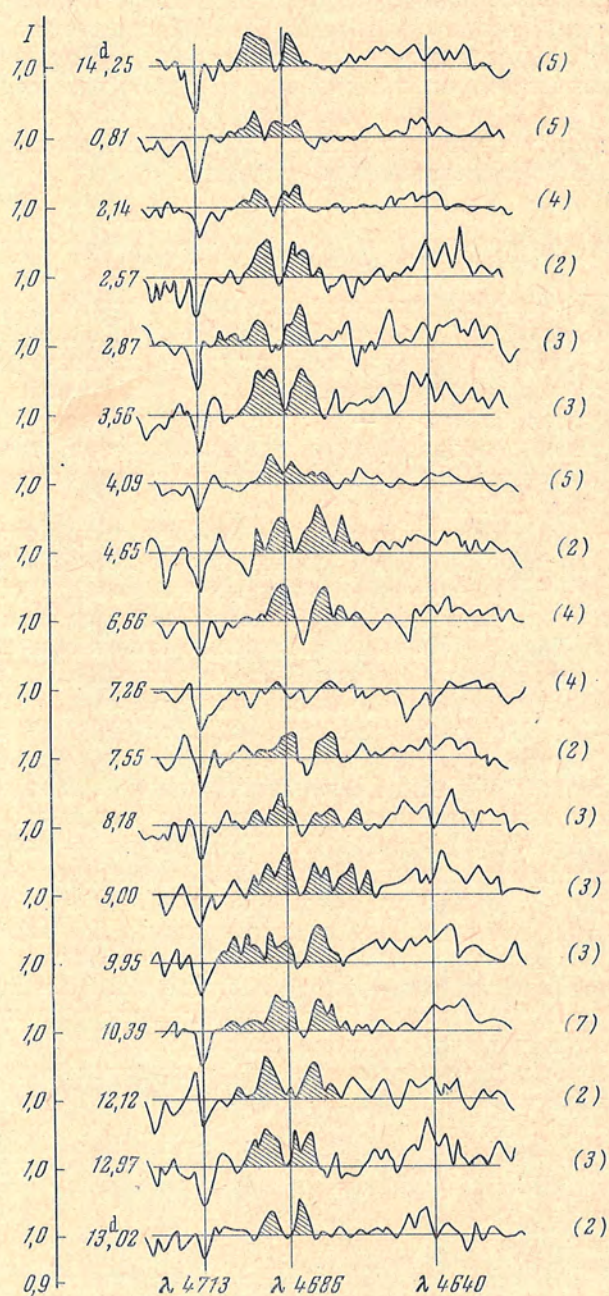
В спектре HD 47129 наблюдается ряд особенностей. К их числу можно отнести эмиссию в линиях водорода  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ , в линиях He II  $\lambda 4686$  и N III  $\lambda\lambda 4641-34$ , а также появление линий поглощения оболочки. Как уже отмечалось выше, ввиду сложной структуры спектра этой двойной системы, особенно в области  $H_\beta - H_\delta$ , для обработки этого участка спектра нами был применен довольно трудоемкий метод, разработанный на Эдинбургской обсерватории [18] и довольно успешно применявшийся Р. Кумайгородской [19, 20].

Для каждой фазы наблюдений микрофотометрические записи спектров на участке спектра от  $H_\beta$  до  $H_\delta$  переводились с помощью характеристических кривых в  $\lg I$ , после чего полученные записи в  $\lg I$  усреднялись по точкам через 1 мμ и по наблюдаемой средней записи проводился непрерывный спектр. Такой обработкой мы имели возможность выявить более четко некоторые особенности спектра. Наиболее интересной особенностью в исследуемой области спектра является поведение линий He II  $\lambda 4686$  и N III  $\lambda\lambda 4641-34$ . К сожалению, для области  $H_\alpha$  не было получено материала наблюдений.

Поведение линий  $\lambda 4686$  He II, вероятно, ввиду ее сложной структуры не рассматривалось авторами предшествующих исследований. Лишь в работе [2] О. Струве отмечает, что  $\lambda 4686$  He II видна как слабая депрессия между эмиссионными крыльями. Примененный нами метод обработки дал возможность детальнее изучить поведение этой линии со временем. На фиг. 10 показаны наблюдаемые контуры линий He II  $\lambda 4686$  и N III  $\lambda\lambda 4641-34$  в интенсивностях для каждой фазы наблюдений. Слева указана фаза и справа в скобках — число наблюдений. За единицу принята единица непрерывного спектра. Вертикальными линиями отмечены положения звездных линий главной компоненты  $\lambda 4713$  He I,  $\lambda 4686$  He II и  $\lambda 4641$  N III. Из рассмотрения этих записей легко видеть, что линия  $\lambda 4686$  He II наблюдается как широкая эмиссия (порядка 1500 км/сек), на которую накладывается абсорбционное ядро. Причем это абсорбционное ядро вместе с эмиссией меняет свое положение относительно звездной абсорбционной линии He II  $\lambda 4686$  главной компоненты с фазой. Интенсивность эмиссии меняется не только с фазой, но и от цикла к циклу. Мы оценили количество величины этих смещений в км/сек и нанесли на график кривой лучевых скоростей (фиг. 2, штрих-пунктирная кривая).

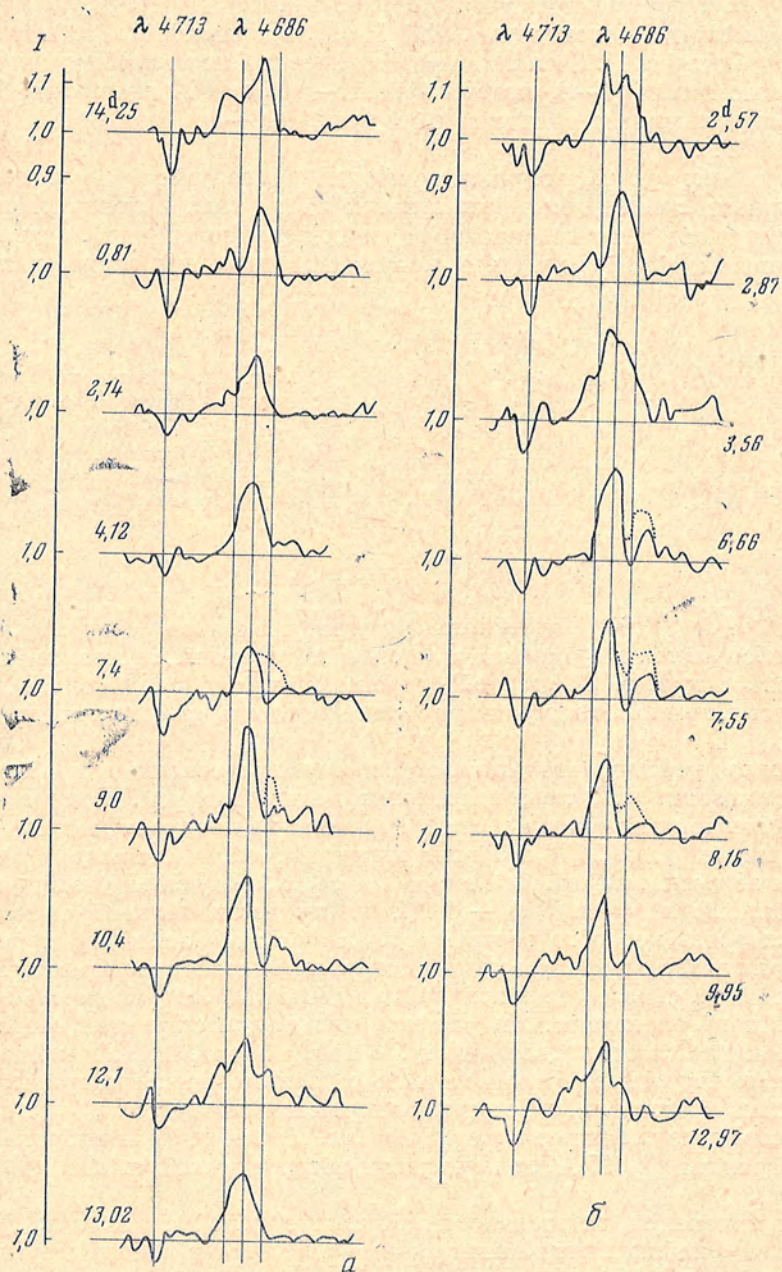
Полученная кривая изменения скорости для абсорбционного ядра говорит о том, что абсорбционное ядро линии  $\lambda 4686$  He II не принадлежит ни к главной, ни к вторичной компонентам. Были сделаны попытки интерпретировать ее наличием потока в системе. Но вид наблюдаемых контуров линий довольно резко изменяется, если, исходя из предположения, что эмиссионные линии образуются в слоях, находящихся несколько выше обращающегося слоя, учесть влияние линий поглощения  $\lambda 4686$  He II, принадлежащих атмосферам самих звездных компонент. Для исправления эмиссионного контура в  $\lambda 4686$  за нижележащие абсорбционные





Фиг. 10. Наблюдаемые контуры линий He II у  $\lambda 4686$  и N III у  $\lambda 4641$  — 34 для разных фаз



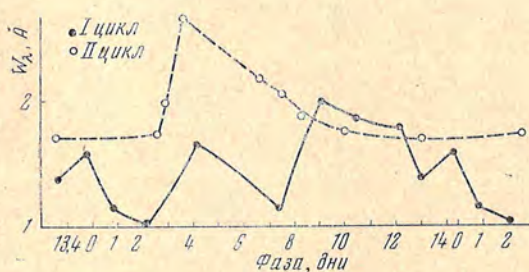


Фиг. 11. Контуры эмиссии He II у  $\lambda 4686$ , исправленные за абсорбцию He II  $\lambda 4686$  для фаз первого цикла (а) и фаз второго цикла наблюдений (б)



линии в спектрах компонент мы воспользовались соотношением, полученным Р. Кумайгородской [20],  $W_{\lambda}(4542)/W_{\lambda}(4686) = 0,76$  для звезд подобного спектрального класса. Абсорбционный контур  $\lambda 4686$  He II мы получили по контуру  $\lambda 4542$ , учтя множитель 0,76. На фиг. 11, а, б представлены эмиссионные контуры  $\lambda 4686$  He II, исправленные за нижележащую абсорбцию He II. Фиг. 11, а представляет наблюдения близких периодов первого цикла (1—8, ноябрь 1963 г.— март 1964 г.) и фиг. 11, б — наблюдения близких периодов второго цикла (22—34, сентябрь 1964 г.— март 1965 г.).

Рассмотрение этих рисунков приводит к следующим заключениям. Интенсивность эмиссии меняется с фазой и от цикла к циклу. Контуры, соответствующие противоположным моментам соединений, различны. В соединении, когда вторичная компонента проходит впереди главной



Фиг. 12. Изменение интенсивности эмиссии He II у  $\lambda 4686$  с фазой

Сплошной линией соединены точки, соответствующие первому циклу, штриховой — второму

(фазы  $10^d,4$  и  $10^d,00$ ), эмиссионное ядро несколько асимметрично, с резкой абсорбционной границей с фиолетовой стороны, за которой следует эмиссионное крыло. С красной стороны контур ядра довольно плавно переходит в крыло. Это характерно для первого и второго циклов наблюдений.

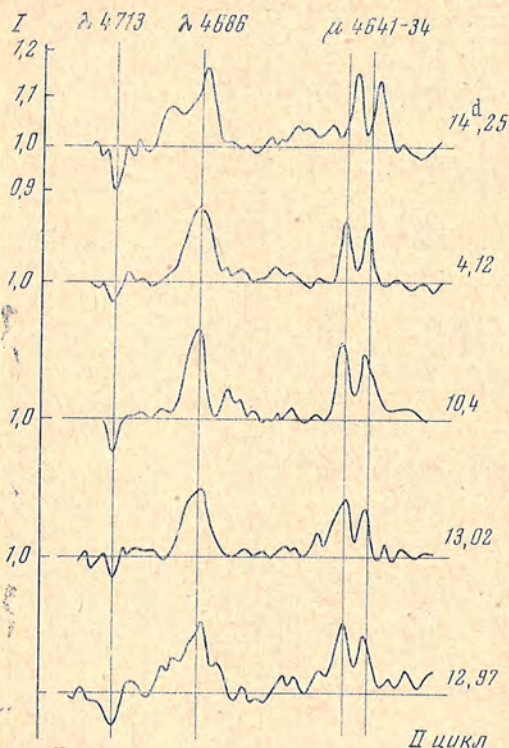
Картина эмиссии иная в противоположном соединении вблизи  $4^d$ , когда вторичная компонента проходит позади главной. Если в первом цикле эмиссионный контур несколько похож на контур в фазе  $10^d,4$  то во втором цикле (фазы  $2^d,9$ ,  $3^d,6$ ) вид контура резко изменился и величина эмиссии возросла. Во время элонгации, соответствующей удалению главной компоненты (фазы  $6^d,7$  —  $8^d,2$ ), наблюдается сильное эмиссионное ядро, скорость которого соответствует скорости главной компоненты, к ядру примыкает с коротковолновой стороны эмиссионное крыло. Последнее, вероятно, связано со вторичной компонентой. Интенсивность эмиссии He II в этой элонгации, так же как и в предшествующем соединении, заметно меняется от цикла к циклу. В противоположной элонгации эмиссионный контур имеет большее крыло с длинноволновой стороны. Чтобы конкретнее представить себе картину переменности эмиссии, были сделаны количественные оценки ее в разных фазах. При этом была выбрана одна и та же граница ( $\pm 15 \text{ Å}$  от положения абсорбционной линии  $\lambda 4686$ ) для всех фаз.

Ход изменения интенсивности эмиссии с фазой показан на фиг. 12. Как видно, наблюдаются значительные различия в интенсивности эмиссии в фазах от  $2^d,5$  до  $8^d$  в двух циклах, а также изменения ее с фазой. Такое поведение эмиссии, по-видимому, должно указывать на нестационарность процессов, обуславливающих появление эмиссии у  $\lambda 4686$  He II. Эмиссия в линиях N III  $\lambda \lambda 4641-34$  также была исправлена за нижележащие абсорбционные линии лишь для нескольких фаз ( $4^d,1$ ,  $10^d,4$ ,  $12^d,97$ ,  $13^d,02$ ,  $14^d,25$ ). Для исправления эмиссии в линии  $\lambda 4634$  N III бралась линия поглощения  $\lambda 4097$  N III, поскольку эта линия и линия поглощения  $\lambda 4634$  имеют одинаковые значения  $Ngf$ . Величина  $Ngf$  для линии  $\lambda 4641$  N III в два раза больше, чем у  $\lambda 4097$  N III. Но поскольку  $\lambda 4097$

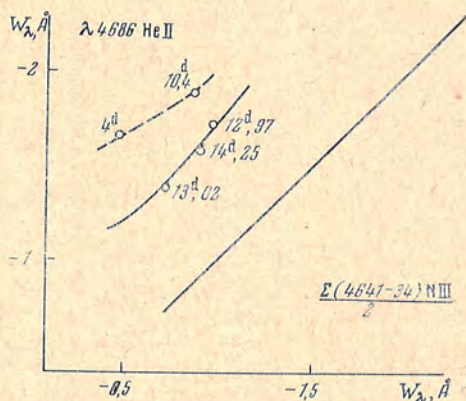


N III приходится на пологую часть кривой роста [18], то для исправления эмиссии  $\lambda 4641$  N III за нижележащую абсорбционную линию можно взять также  $\lambda 4097$  с множителем, близким к единице. У HD 47129 линии O II не наблюдаются, так что нет необходимости исправлять  $\lambda 4641$  за абсорбцию в  $\lambda 4641$  O II. На фиг. 13 показаны исправленные контуры эмиссионных линий  $\lambda 4641$  и  $\lambda 4634$  N III для указанных выше фаз вместе с контурами  $\lambda 4686$  He II.

Количественные оценки интенсивности эмиссии в  $\lambda 4641$  и  $\lambda 4634$  N III позволяют сделать следующие выводы. В HD 47129 интенсивность эмиссии  $\lambda 4686$  He II примерно в два раза больше интенсивности средней



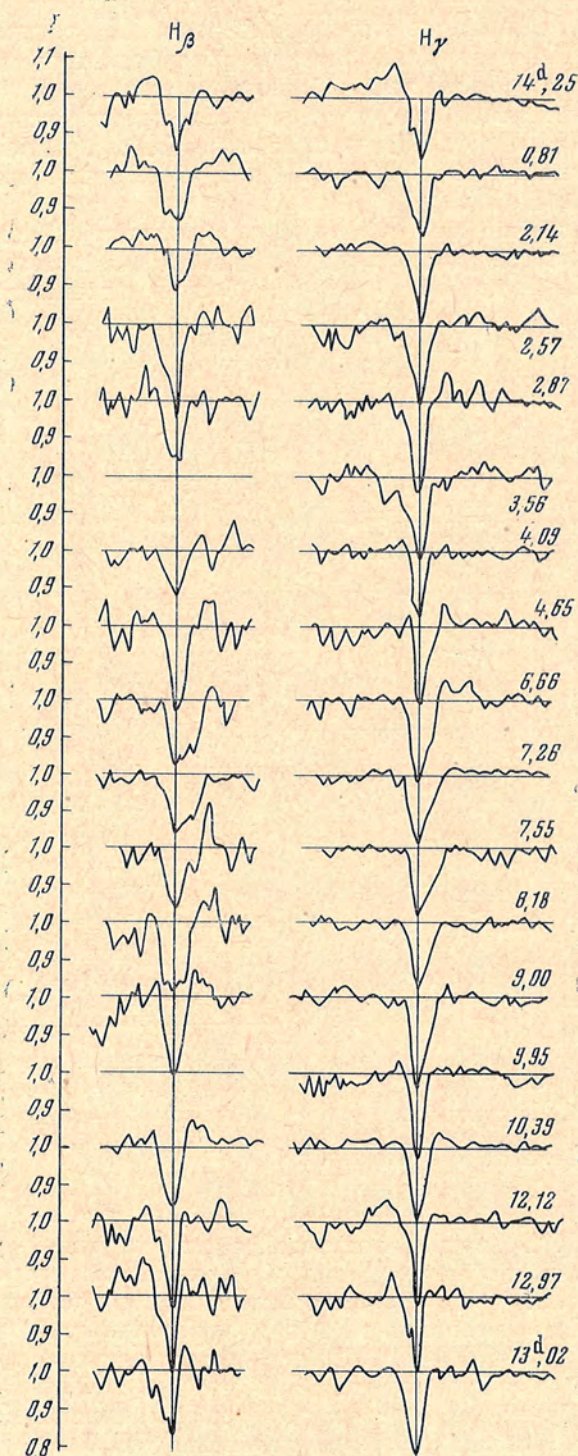
Фиг. 13. Контуры эмиссии N III у  $\lambda\lambda 4641-34$ , исправленные за нижележащую абсорбцию, для нескольких фаз



Фиг. 14. Зависимость между интенсивностями эмиссии  $\lambda 4686$  He II и  $(\lambda\lambda 4641-34)/2$  N III

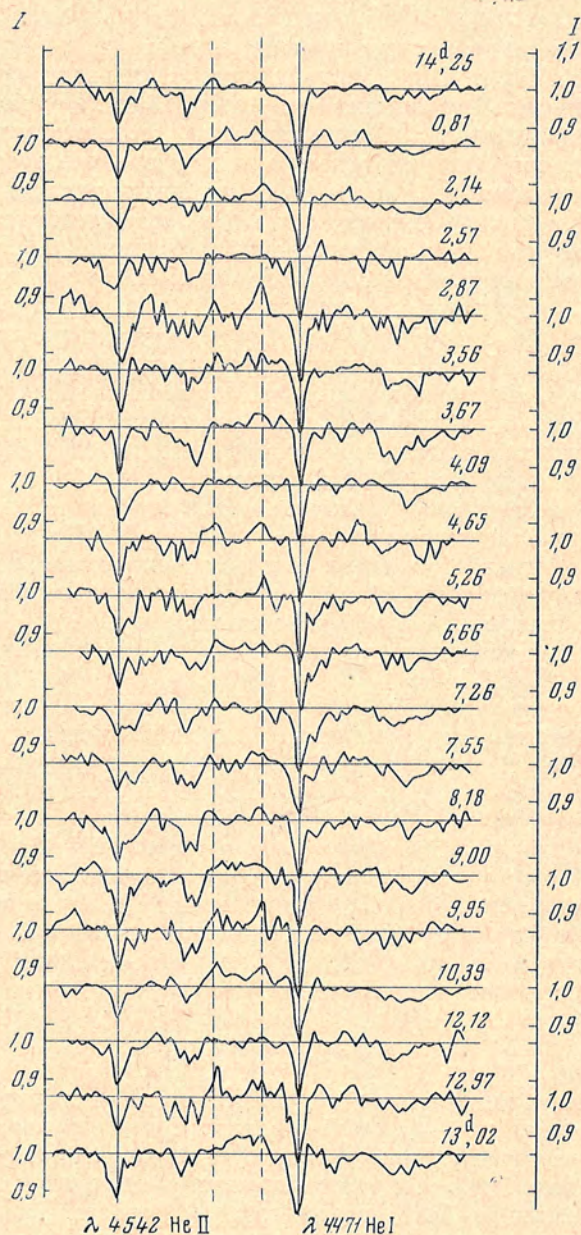
эмиссии в N III. Во время элонгации, соответствующей удалению вторичной компоненты, наблюдается эмиссионное крыло со стороны вторичной компоненты. В фазе  $14^d,25$  оно четко выделяется, подобно эмиссии He II. Фиг. 14 показывает зависимость между интенсивностью эмиссии He II ( $\lambda 4686$ ) и N III ( $\lambda\lambda 4641-34$ ). Точки, соответствующие моментам элонгации, легли на одну кривую, указывая, что ход изменения эмиссионных линий подобен. Для фазы  $4^d$ , соответствующей соединению, точка сместилась в сторону больших значений интенсивности  $\lambda 4686$  He II. Можно видеть, что ход интенсивности эмиссионных линий находится в согласии с изменением спектрального класса главной компоненты. Согласно зависимости интенсивности эмиссионных линий от спектрального класса, найденной Р. Кумайгородской [20], интенсивность эмиссии  $\lambda 4686$  He II быстро растет со спектральным классом от O7 в сторону более ранних спектральных классов, а интенсивность эмиссии в  $\lambda 4641$  и  $\lambda 4634$  N III





Фиг. 15. Контуры водородных линий  $H_{\beta}$  и  $H_{\gamma}$  для различных фаз





Фиг. 16. Вид контуров линий на участке спектра от  $\lambda 4542$  до  $\lambda 4410$   
Штриховые линии соответствуют положению неостондцевен-  
ной эмиссии у  $\lambda 4504$  и  $\lambda 4485$



медленно изменяется в сторону уменьшения к более ранним спектральным классам. На фиг. 14 сдвиг точки, соответствующей фазе  $4^d$  по отношению к точкам для фаз  $12^d, 97$ ,  $13^d, 02$ ,  $14^d, 25$ , должен указывать на изменение спектрального класса. Сделанные нами оценки спектральных классов для приведенных выше фаз подтверждают это.

Как показали зависимости эквивалентных ширин абсорбционных компонент в линиях  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  в спектрах главной и вторичной компонент с фазой, интенсивность их сильно меняется. На фиг. 15 показаны контуры  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  для различных фаз. В интервале фаз, соответствующем удалению главной звезды, абсорбционные компоненты в спектре вторичной звезды, так же как и в линиях  $He\ I$  и  $He\ II$ , значительно усилены и видны более размытыми. В противоположной элонгации абсорбционные компоненты и главной и вторичной звезд значительно ослаблены. Это, вероятно, обусловлено более сильной эмиссией, накладывающейся на эти линии. Интересно отметить, что в момент соединения, когда вторичная компонента находится впереди главной (фаза  $10^d, 4$ ), результирующий профиль линий поглощения  $H_\beta$  и  $H_\gamma$  имеет довольно протяженные эмиссионные крылья. Эта эмиссия, кажется сильнее с коротковолновой стороны, подобно эмиссионному крылу  $He\ II$  у  $\lambda 4686$ . При внимательном анализе можно усмотреть ряд общих черт в поведении эмиссии  $He\ II$  и  $N\ III$  с эмиссией в крыльях водородных линий.

Помимо перечисленных особенностей, наблюдаемых в спектре HD 47129, следует отметить наличие эмиссии у  $\lambda 4485$  и  $\lambda 4504$ . На фиг. 16 показаны записи в интенсивностях участков спектров, включающих эти линии для разных фаз. Легко видеть, что в анализируемом спектре явно присутствуют неотожествленные пока эмиссионные пики у  $\lambda 4485$  и  $\lambda 4504$ . Изменения их интенсивности с фазой подобны изменениям эмиссионных линий  $He\ II$  и  $N\ III$ .

В предшествующих исследованиях этой звезды [2—4] отмечалось наличие в ее спектре линий поглощения оболочки. Эти линии были видны в определенных фазах, а именно от  $3^d, 5$  до  $10^d, 5$ . Они соответствуют триплетным линиям  $He\ I$   $\lambda 5876$ ,  $\lambda 4472$  и  $\lambda 3888$  и смещены по отношению к последним примерно на  $700\text{ км/сек}$  в коротковолновую область спектра. Наши наблюдения не позволяют сказать что-нибудь определенное об этих линиях. В интервале фаз от  $3^d$  до  $4^d, 5$  на наших снимках появляется довольно резкая линия, смещенная примерно на  $6\text{ \AA}$  в коротковолновую область спектра от  $\lambda 3888$ . Интенсивность ее около  $0,20\text{ A}$ . Возможно, это и есть линия оболочки, а может быть, это — линия  $\lambda 3882\text{ O II}$ , но наблюдается она не во всех фазах.

### Заключение

Проведенный выше анализ спектра HD 47129 — спектрально-двойной с удвоенными линиями — привел к следующим результатам.

1. Получены кривые лучевых скоростей главной и вторичной компонент по измерениям дифференциальных смещений линий по отношению к межзвездному кальцию. Найдена разность  $\gamma$ -скоростей главной и вторичной компонент,  $\gamma_2 = \gamma_1 - 25\text{ км/сек}$ .

2. Обнаружена переменность спектрального класса главной компоненты с фазой в интервале от  $06,5$  до  $08,0$ .

3. По линиям поглощения  $He\ I$ ,  $He\ II$  и  $H$  в спектре главной компоненты определены  $\lg n_e$ ,  $\lg N_{0,2}H$  ( $H$ ),  $\lg N_{2,p}H$  ( $He\ I$ ),  $\lg N_4H$  ( $He\ II$ ) для моментов соединений. Полученные величины не отличаются от соответствующих значений для нормальных звезд подобного спектрального класса.

4. Выявлена переменность интенсивности линии  $He\ I$ ,  $He\ II$  и  $H$  в спектрах обеих компонент. Наибольшие изменения интенсивности линий



поглощения наблюдаются в спектре вторичной компоненты (как с фазой, так и с длиной волны). Линии вторичной компоненты значительно усилены в элонгации, соответствующей его приближению. В противоположной элонгации они ослаблены, вероятно, за счет накладывающейся эмиссии.

5. По оценкам относительных интенсивностей линий He I, He II, H одного и того же атомного перехода в спектрах компонент найдены различия их спектральных классов ( $\Delta Sp = 0,8$  спектрального подкласса) и светимостей ( $\Delta m = M_2 - M_1 = 0^m,71$ ).

6. Впервые детально изучено поведение эмиссии  $\lambda 4686$  He II и  $\lambda 4641-34$  N III в разных фазах. Наблюдаемая эмиссия  $\lambda 4686$  He II представляется широким (1500 км/сек) эмиссионным профилем, на который накладывается абсорбционное ядро. Исправление эмиссии за нижележащие звездные абсорбционные линии изменило вид контуров, показало, что эмиссия связана как с главной, так, по-видимому, и с вторичной компонентами. Общий эмиссионный контур He II представляет собой наложение узкой эмиссионной линии на широкий эмиссионный профиль, который изменяется с фазой и циклом. Общая ширина его изменяется от 1200 до 2400 км/сек, ширина более узкого эмиссионного ядра — порядка 750—800 км/сек.

7. Относительная интенсивность эмиссии He II и N III меняется с фазой. Эти изменения находятся в согласии с изменением спектрального класса главной компоненты.

8. Делается заключение о нестабильности вторичной компоненты. По-видимому, с его поверхности происходит нерегулярный выброс вещества типа выброса протуберанцев, который может привести к концентрации вещества в точке Лагранжа и к потоку в сторону главной компоненты.

Наблюдаемая переменность эмиссии в He II и N III и в линиях H $\beta$  и H $\gamma$  говорит о том, что процесс этот происходит нерегулярно, с переменной скоростью.

Нарушение соотношения масса — светимость, которое выявляется из отношения масс  $M_2/M_1 = K_1/K_2 = 1,33$  и отношения светимостей  $L_2/L_1 = 0,52$ , может быть свидетельством того, что имеется физическое взаимодействие между компонентами.

Наличие широкой эмиссии в линии  $\lambda 4686$  He II можно рассматривать, как указание на существование протяженной оболочки, окружающей всю систему, которая образуется, вероятно, из вещества потока под действием давления излучения главной звезды. Причем плотность ее весьма неоднородна, если исходить из факта замеченного усиления интенсивности линий в одной из элонгаций. По имеющемуся материалу было бы трудно предложить более конкретную модель системы. Возможно, что дополнительные наблюдения, особенно в области H $\alpha$ , и исследование других систем подобного типа помогут в этом отношении.

В заключение считаю своим долгом выразить благодарность И. М. Копылову за внимание к настоящей работе, Г. Н. Панкратовой и Т. М. Смирновой за помощь в обработке и приготовлении чертежей.

Декабрь 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. J. S. P l a s k e t t. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1922, 2, 147.
2. O. S t r u v e. Astrophys. J., 1948, 107, 327.
3. O. S t r u v e, J. S a h a d e, S. S. H u a n g. Astrophys. J., 1958, 127, 148.
4. K. D. A b h y a n k a r. Astrophys. J. Suppl., 1959, 4, 39.
5. P. G u t h n i c k. Vierteljahreschr. Astr. Gesellsch., 1923, 58, 83.
6. J. S t e b b i n s. Publ. Washburn. Obs., 1928, 15, 76.
7. K. D. A b h y a n k a r, H. S p i n n a d. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1958, 70, 411.



8. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1950, 8, 319.
9. W. W. Morgan, A. E. Whitford, A. D. Code. Astrophys. J., 1953, 118, 318; Astrophys. J. Suppl., 1955, 2, 14.
10. W. A. Hiltner. Astrophys. J. Suppl., 1956, 2, 24.
11. A. Sletteback. Astrophys. J., 1956, 124, 173.
12. P. Botto, M. Hack. Memorie Italiana. Nuova Serie, 1962, 33, 2.
13. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1958, 20, 156.
14. Г. А. Шайн. Циркуляр ГАО, 1937, № 22, 3.
15. R. M. Petrie. Publ. Dominion Astrophys. Obs. Victoria, 1939, 7, 205; 1950, 8, 319.
16. D. Inglis, E. Teller. Astrophys. J., 1939, 90, 439.
17. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 232.
18. W. H. Greaves, E. A. Baker, R. Wilson. Publ. Edinburgh Obs., 1949, 1, 2.
19. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 24, 91.
20. Р. Н. Кумайгородская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 108.
21. J. B. Oke. Astrophys. J., 1954, 120, 22.



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ  $\zeta$  Tau  
в 1965 году

А. А. Боярчук, И. И. Проник

На основании 23 спектрограмм большой дисперсии (см. табл. 1) получены контуры водородных линий (фиг. 1), определены эквивалентные ширины резких линий поглощения металлов (табл. 2), построены кривые роста (фиг. 2—5), определены турбулентные скорости (табл. 3). Подтверждена найденная в [1] корреляция между величиной турбулентной скорости и величиной отношения коротковолновой и длинноволновой эмиссионных компонент водородных линий. Показано, что масса оболочки уменьшилась к концу 1965 г. почти в два раза по сравнению с 1964 г.

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF  $\zeta$  TAU, by A. A. Boyarchuk and I. I. Pronik.— The hydrogen line profiles (fig. 1), the equivalent widths of sharp metallic absorption lines (table 2), the curves of growth (figs 2—5) and turbulent velocities (table 3) have been found on the basis of 23 high dispersion spectrograms (table 1). The correlation between turbulent velocity and the ratio of shortwave to longwave emission components of hydrogen lines, obtained in [1], is confirmed. It is shown that at the end of 1965 the mass of the envelope was smaller than that of 1964 by a factor of 2.

В 1964 г. в Крымской астрофизической обсерватории были начаты систематические спектроскопические наблюдения  $\zeta$  Tau, относящейся к группе звезд Ве с мощными оболочками [1]. Настоящая работа посвящена изложению результатов наблюдений  $\zeta$  Tau в 1965 г.

Наблюдения. Для получения спектрограмм  $\zeta$  Tau были использованы дифракционный спектрограф 1,22-м телескопа, эшелъный и кудэ спектрографы 2,6-м телескопа. Данные о спектрограммах содержатся в табл. 1. Все спектрограммы получены на пластинках Kodak 0aO.

Таблица 1

| Дата   | Телескоп | Дисперсия,<br>Å/мм | Число<br>спектро-<br>грамм | Область спектра,<br>Å |
|--------|----------|--------------------|----------------------------|-----------------------|
| 14.I   | 2,6-м    | 1,3                | 1                          | 3600—5000             |
| 25.I   | 1,22-м   | 13                 | 6                          | 3600—5000             |
| 12.II  | 1,22-м   | 13                 | 7                          | 3600—5000             |
| 9.III  | 1,22-м   | 13                 | 1                          | 3600—4200             |
| 13.III | 1,22-м   | 13                 | 2                          | 4100—5000             |
| 21.III | 1,22-м   | 13                 | 4                          | 3600—5000             |
| 4.XI   | 2,6-м    | 5                  | 1                          | 3600—5000             |
| 9.XI   | 2,6-м    | 5                  | 1                          | 3600—5000             |



Все спектрограммы были измерены на микрофотометре, регистрирующем непосредственно интенсивность [2]. При регистрации было использовано увеличение  $\sim 50$ . На основании спектрограмм были получены контуры и эквивалентные ширины линий.

### ОБЩИЙ ХАРАКТЕР СПЕКТРА

На фиг. 1 представлены контуры водородных линий  $H_\beta - H_\epsilon$  для различных дат наблюдений. Из фигуры видно, что в течение всего периода наблюдений контуры водородных линий были типичными для спектра звезды Ве с оболочкой. За время наблюдений произошли изменения в характере и общей интенсивности эмиссионных компонент линий. Прежде всего обращает на себя внимание непрерывное уменьшение отношения интенсивностей длинноволновой и коротковолновой компонент. Коротковолновая компонента, очень четко наблюдаемая в начале года, практически исчезла в конце года. Общая же интенсивность эмиссии менялась несколько иначе. Наибольшего значения она достигла в марте, а наименьшего, вероятно, в ноябре. Сравнивая ширины эмиссионных компонент 14 января и в начале ноября, легко заметить, что эмиссионная компонента у  $H_\beta$  в ноябре была значительно уже, чем в январе. Здесь следует отметить, что оба контура получены на основании высокодисперсионных спектрограмм (1,3 и 5 Å/мм), и инструментальным искажением можно полностью пренебречь. Контуры, соответствующие февралю и марту, вследствие меньшей дисперсии (13 Å/мм) немного искажены из-за недостаточной разрешающей силы ( $\Delta\lambda \sim 0,3$  Å). Но все же можно утверждать, что эмиссионные компоненты  $H_\beta$  в этот период имели примерно одинаковую ширину и были заметно шире, чем в ноябре.

Если сравнить фиг. 1 и фиг. 1 из [1], где представлены контуры линий  $H_\alpha - H_\epsilon$ , наблюдавшиеся у  $\zeta$  Тау в январе — апреле 1964 г., то ясно видно, что в 1965 г. во всех линиях заметно усилилась длинноволновая эмиссионная компонента и ослабла коротковолновая, которая в начале 1964 г. была ярче длинноволновой. Характерной особенностью узких линий поглощения водорода в 1964 г. была депрессия с фиолетовой стороны. В январе 1965 г. эта депрессия еще наблюдалась, но менее отчетливо, чем в 1964 г., а в ноябре практически исчезла. В 1964 г. резкие линии поглощения водорода в оболочке  $\zeta$  Тау наблюдались до  $H_{39}$ , в январе 1965 г. — до  $H_{37}$ , а в ноябре 1965 г. — только до  $H_{29}$ .

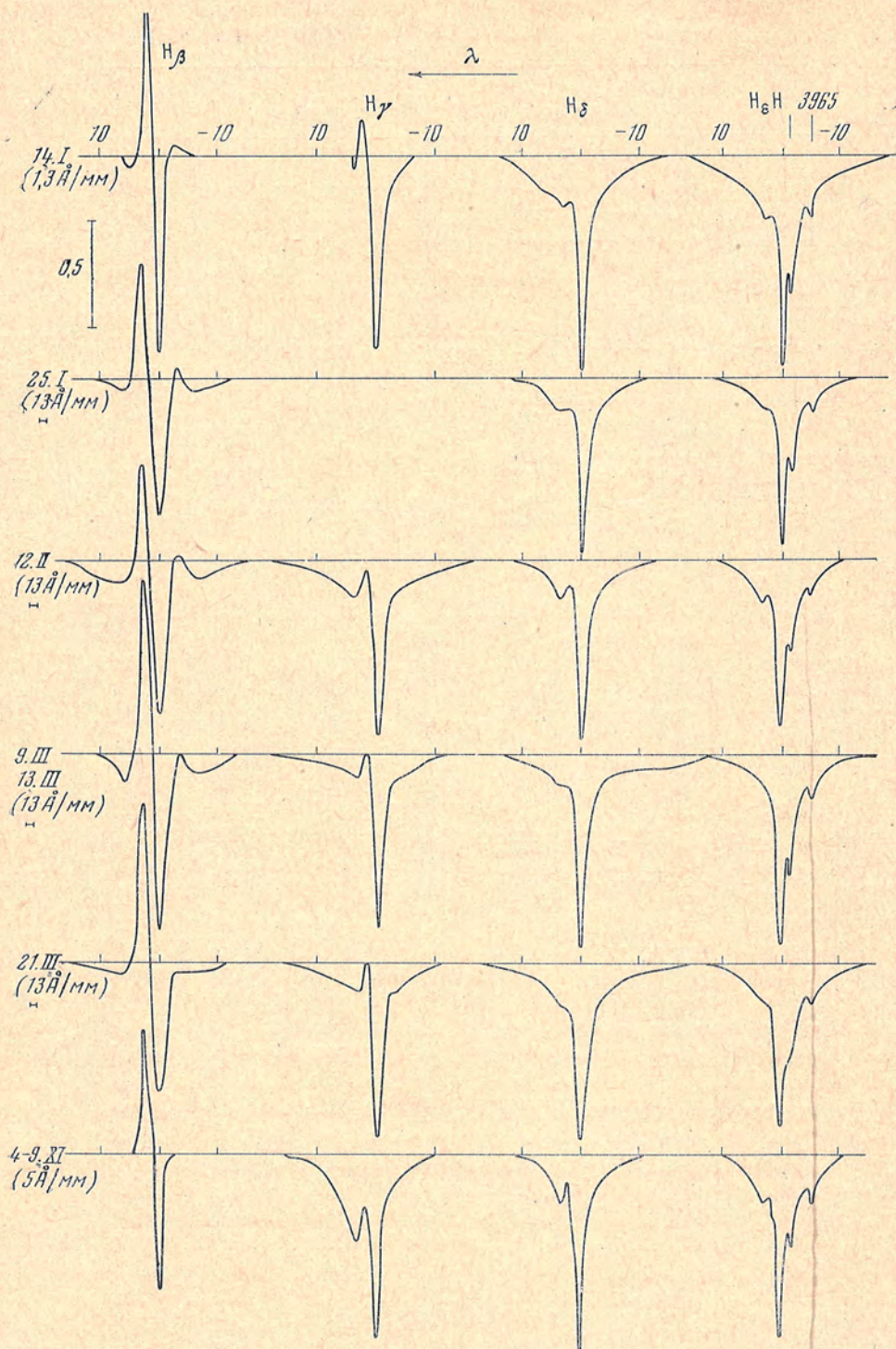
В заключение следует обратить внимание на то, что центральные остаточные интенсивности резких линий поглощения в 1965 г., как и в 1964 г., продолжали составлять всего несколько процентов от непрерывного спектра звезды, намного меньше, чем у обычных звезд В и А. Это означает, что рассеяние света является основным механизмом при образовании линий в оболочке.

На всех спектрограммах, полученных в 1965 г., видны многочисленные линии ионизированных металлов. Для этих линий были определены эквивалентные ширины  $W_\lambda$ . Величины  $\lg W_\lambda/\lambda \cdot 10^6$  приведены в табл. 2 отдельно для каждой даты наблюдения, кроме мартовских и ноябрьских наблюдений, для которых даны средние значения. Длины волн, приведенные в таблице, взяты из [3]. Из табл. 2 видно, что эквивалентные ширины линий металлов не оставались неизменными во время наших наблюдений. В январе они были в среднем на 40% больше, чем в другие моменты наблюдений.

Иногда контур линий Fe II был очень сложным [1]. У некоторых линий Fe II (4583, 4522, 4233 Å и др.) заметны эмиссионные компоненты небольшой интенсивности, расположенные с длинноволновой стороны.

На фиг. 2, где приведено несколько контуров линий металлов, видно, что эмиссия с коротковолновой стороны в некоторых случаях имеет очень





Фиг. 1. Контуры водородных линий  $H\beta - H\epsilon$

Слева указаны даты получения спектрограммы, их дисперсия, а также ширина инструментального контура (небольшая горизонтальная черта) для спектров с  $13 \text{ Å/мм}$



Таблица 2

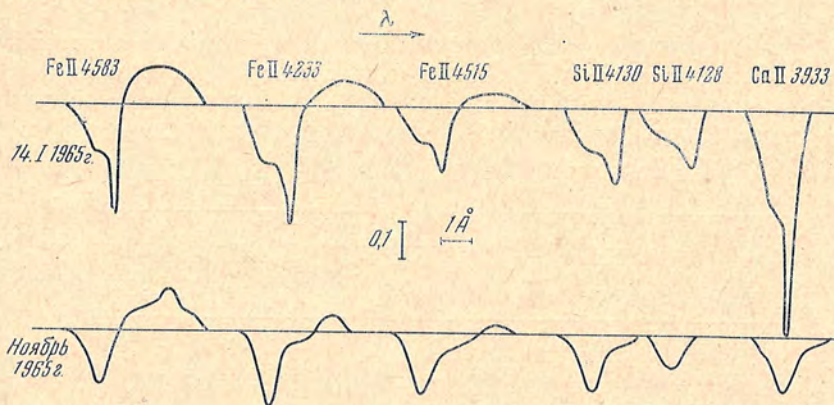
| $\lambda$ | Элемент,<br>мультиплет | 14.I | 25.I | 12.II | Март | Ноябрь |
|-----------|------------------------|------|------|-------|------|--------|
| 3677,69   | Cr II, 12              | 0,82 |      |       |      | 1,41   |
| 3685,19   | Ti II, 14              | 0,82 |      |       |      | 1,12   |
| 3713,04   | Cr II, 12              | 0,70 |      |       |      |        |
| 3727,04   | Fe II, 192             | 1,10 |      |       |      | 1,22   |
| 3749,49   | Fe I, 21               |      |      |       |      | 1,27   |
| 3759,46   | Fe II, 154 бл          | 1,33 |      |       |      | 1,43   |
| 3761,69   | Cr II, 11              |      |      |       |      | 1,07   |
| 3829,35   | Mg I, 3                |      |      |       |      | 0,98   |
| 3832,30   | Mg I, 3                | 1,17 |      |       |      | 0,99   |
| 3838,29   | Mg I, 3                | 1,71 |      |       |      | 1,52   |
| 3849,58   | Ni II, 11              | 1,45 |      |       |      |        |
| 3856,02   | Si II, 1               | 1,78 | 1,54 | 1,53  | 1,48 | 1,58   |
| 3862,59   | Si II, 1               | 1,62 | 1,24 | 1,30  | 1,30 | 1,40   |
| 3906,04   | Fe II, 173             | 1,22 |      |       |      |        |
| 3933,66   | Ca II, 1               | 2,14 | 2,10 | 2,03  | 2,19 | 1,82   |
| 3935,94   | Fe II, 173             | 1,00 |      |       |      |        |
| 3938,97   | Fe II, 190             | 1,30 |      |       |      | 1,22   |
| 3964,73   | He I, 5                | 1,44 |      |       |      | 1,26   |
| 4067,05   | Ni II, 11              | 1,45 |      |       |      | 1,16   |
| 4128,05   | Si II, 3               | 1,49 | 1,39 | 1,38  | 1,34 | 1,26   |
| 4130,88   | Si II, 3               | 1,63 | 1,54 | 1,49  | 1,49 | 1,54   |
| 4173,45   | Fe II, 27              | 1,49 | 1,33 | 1,44  | 1,49 | 1,15   |
| 4178,86   | Fe II, 28              | 1,51 | 1,33 | 1,53  | 1,38 | 1,23   |
| 4233,17   | Fe II, 27              | 1,78 | 1,64 | 1,68  | 1,52 | 1,47   |
| 4290,22   | Ti II, 41              |      |      |       |      | 0,76   |
| 4296,57   | Fe II, 28              | 1,57 |      |       | 1,15 |        |
| 4303,17   | Fe II, 27              | 1,73 |      |       | 1,14 | 1,44   |
| 4307,90   | Ti II, 41              |      |      |       |      | 0,83   |
| 4314,98   | Ti II, 41              |      |      |       |      | 0,93   |
| 4351,76   | Fe II, 27              | 1,68 |      | 1,53  | 1,56 | 1,63   |
| 4357,57   | Fe II,                 | 0,95 |      |       |      | 0,98   |
| 4367,66   | Ti II, 104             |      |      |       |      | 1,02   |
| 4369,40   | Fe II, 28              | 0,93 |      |       |      | 0,97   |
| 4383,55   | Fe I, 41               |      |      |       |      | 0,64   |
| 4385,38   | Fe II, 27              | 1,59 |      |       |      | 1,36   |
| 4395,03   | Ti II, 19              |      |      |       |      | 0,75   |
| 4395,85   | Ti II, 61              |      |      |       |      | 0,69   |
| 4416,82   | Fe II, 27              | 1,53 |      | 1,47  | 1,26 | 1,34   |
| 4451,54   | Fe II                  |      |      |       |      | 1,27   |
| 4489,19   | Fe II, 37              | 0,85 |      | 1,02  | 0,95 | 1,03   |
| 4491,40   | Fe II, 37              | 0,85 |      | 0,83  | 0,95 | 1,17   |
| 4508,28   | Fe II, 38              | 1,63 |      | 1,47  | 1,45 | 1,33   |
| 4515,34   | Fe II, 37              | 1,60 |      | 1,36  | 1,25 | 1,44   |
| 4520,22   | Fe II, 37              | 1,58 |      | 1,18  | 1,12 | 1,20   |
| 4522,63   | Fe II, 38              | 1,63 |      | 1,34  | 1,34 | 1,30   |
| 4534,17   | Fe II, 37              | 1,07 |      |       |      | 0,81   |
| 4541,52   | Fe II, 38              | 1,97 |      | 1,73  | 1,66 | 1,65   |
| 4555,02   | Cr II, 44              |      |      |       |      | 0,91   |
| 4555,89   | Fe II, 37              | 1,76 |      | 1,29  | 1,34 | 1,49   |
| 4558,66   | Cr II, 44              |      |      |       |      | 1,04   |



Таблица 2 (окончание)

| $\lambda$ | Элемент, мультиплет | 14. I | 25. I | 12. II | Март | Ноябрь |
|-----------|---------------------|-------|-------|--------|------|--------|
| 4563,76   | Ti II, 50           |       |       |        |      | 0,80   |
| 4571,97   | Ti II, 82           |       |       |        |      | 0,83   |
| 4576,33   | Fe II, 38           |       |       |        |      | 1,10   |
| 4580,06   | Fe II, 26           |       |       |        |      | 1,03   |
| 4583,83   | Fe II, 38           | 1,64  |       | 1,46   | 1,60 | 1,49   |
| 4588,22   | Cr II, 44           | 1,03  |       |        |      | 0,84   |
| 4595,68   | Fe II, 38           | 1,36  |       |        | 0,91 | 1,04   |
| 4616,64   | Cr II, 44           |       |       |        |      | 0,97   |
| 4618,83   | Cr II, 44           |       |       |        |      | 1,08   |
| 4620,51   | Fe II, 38           |       |       |        |      | 1,08   |
| 4629,34   | Fe II, 37           | 1,49  |       | 1,38   | 1,42 | 1,43   |
| 4634,11   | Cr II, 44           |       |       |        |      | 1,11   |
| 4635,33   | Fe II, 186          | 1,60  |       |        |      |        |

сложный контур (4583 Å Fe II в ноябре). В конце года как эмиссия, так и поглощение в линиях металлов были слабее, чем в начале года. Необходимо подчеркнуть, что эмиссионные компоненты наблюдались только у линий Fe II, в других элементах их нет.



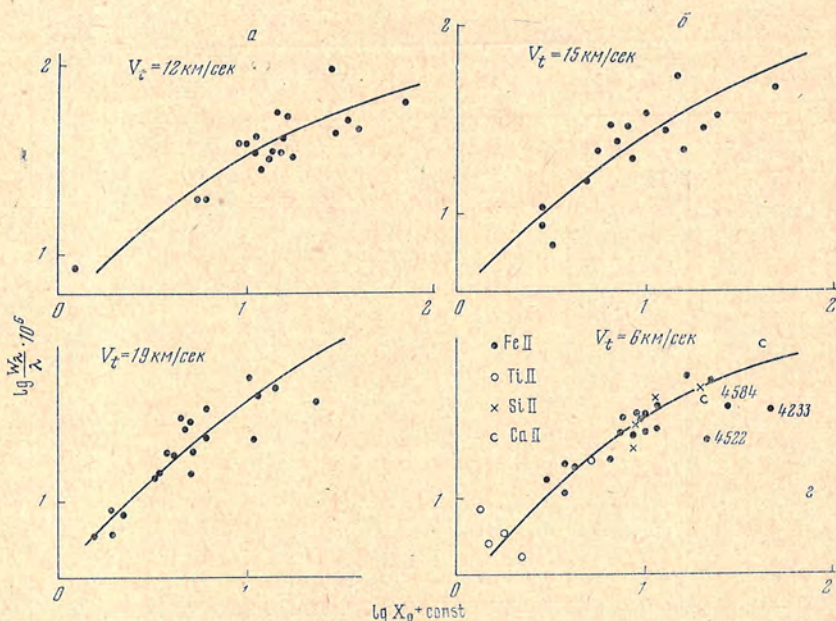
Фиг. 2. Контурсы линий металлов и Si

Физические условия в оболочке  $\zeta$  Тау. Данные, содержащиеся в табл. 2, дали возможность построить кривую роста, которая позволяет определить скорости микромасштабных турбулентных движений в оболочке. При построении кривых роста были использованы значения сил осцилляторов, опубликованные в [4]. В качестве теоретической была взята кривая роста, рассчитанная для модели атмосферы Шустера — Шварцшильда [5].

На фиг. 3 представлены кривые роста для различных моментов наблюдений.

Результаты определения турбулентной скорости собраны в табл. 3. Как видно из табл. 3 величина турбулентной скорости за время наблюдений менялась в три раза. Конечно, некоторую часть изменения можно отнести за счет систематических ошибок, возникающих при использовании спектрограмм различной дисперсии. Но сравнение результатов определения  $V_t$  по высокодисперсионным спектрограммам показывает, что определенные изменения турбулентной скорости реальны. В [1] было уста-





Фиг. 3. Кривая роста для 14. I (1,3 Å/мм) (а), для 12. II (13 Å/мм) (б), для марта (13 Å/мм) (в), для ноября (5 Å/мм) (г)

новлено существование некоторой корреляции между величиной турбулентной скорости и характером эмиссии в водородных линиях, в частности отношением интенсивности коротковолновой и длинноволновой компонент  $V/R$ ; оказалось, что величина турбулентной скорости растет с увеличением отношения  $V/R$ .

Таблица 3

|                | Дата  |       |        |                |           |
|----------------|-------|-------|--------|----------------|-----------|
|                | 14. I | 25. I | 12. II | 9, 13, 21. III | 4 и 9. XI |
| $V_t$ , км/сек | 12    | —     | 15     | 19             | 6         |
| $\lg N_2$      | 16,02 | 15,90 | 15,94  | 16,03          | 15,75     |

Наблюдения 1965 г. в общем подтверждают существование указанной корреляции. В течение 1965 г. отношение  $V/R$  всегда было заметно меньше единицы и  $V_t$  заключена в пределах 6—19 км/сек, в то время как в 1964 г. отношение  $V/R$  было несколько больше единицы, а  $V_t$  изменялась от 15 до 27 км/сек. Однако большой разброс точек говорит о том, что  $V_t$  зависит от нескольких причин. Для их выяснения необходимы дальнейшие наблюдения.

Используя резкие линии поглощения водорода, можно определить важную величину — число атомов водорода на втором уровне, находящихся в столбце газа над 1 см<sup>2</sup> поверхности звезды —  $N_2$ , характеризующую общую массу оболочки. Для этого можно воспользоваться известной формулой

$$N_2 = \frac{W_\lambda}{\frac{\pi e^2}{m_e c^2} f \lambda^2}.$$

где  $W_\lambda$  — эквивалентная ширина резкой линии поглощения,  $f$  — сила осциллятора, а остальные обозначения имеют обычный смысл. Для опре-



деления величины  $N_2$  были использованы линии  $H_{18}$  —  $H_{24}$ . Линии с номером, меньшим 18, возникают в оптически толстом слое и непригодны для определения  $N_2$ . Линии с номером, большим 24, имеют вследствие переналожения заниженную эквивалентную ширину. Определение  $N_2$  по указанным линиям имеет хорошую точность. Средняя квадратичная ошибка не превышает 0,01 в логарифме величины для всех дат. Результаты вычислений приведены в табл. 3. Из этой таблицы видно, что в начале 1965 г. величина  $N_2$  была близка к ее значениям в 1964 г. [1], а к ноябрю 1965 г. она уменьшилась почти вдвое. Если еще учесть, что и интенсивность эмиссии в водородных линиях также уменьшилась к концу года, то можно сделать вывод, что общая масса оболочки уменьшилась к концу 1965 г. по сравнению с массой оболочки в 1964 г. и начале 1965 г.

Таким образом, наблюдения, проведенные в 1964 и 1965 гг., показали, что к концу 1965 г. «активность» звезды, проявляемая в физических условиях оболочки, снизилась к концу 1965 г. Это заметно и по линиям водорода и по линиям металлов.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Г. Н. Шарповой за большую помощь при выполнении этой работы.

30 ноября 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. А. А. Б о я р ч у к, И. И. П р о н и к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 118.
2. Б. П. А б р а ж е в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 331.
3. Ch. E. M o o r e. National bureau of standards. Technical note, 1959, N 36.
4. М. Е. Б о я р ч у к, А. А. Б о я р ч у к. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 22, 234.
5. K. H u n g e r. Z. Astrophys., 1956, 39, 36.



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ AB Aur  
в 1963 и 1964 годах

Т. М. Рачковская

Приводятся результаты изучения 29 спектрограмм, полученных в течение 1963—1964 гг. с дисперсией 36 Å/мм в области  $\lambda\lambda$  3700—5000 Å и нескольких спектрограмм линии  $H_{\alpha}$ .

Обнаружено нерегулярное изменение со временем интенсивности эмиссии водородных линий, а также эквивалентных ширин водородных линий поглощения. Сравнение спектра AB Aur со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса не показало заметного различия. Определено положение AB Aur на диаграмме спектр — светимость.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF AB AUR DURING 1963 AND 1964, by T. M. Rachkovskaya.—Results are given of a study of 29 spectra, obtained during 1963—1964 with a dispersion of 36 Å/mm in the  $\lambda\lambda$  3700—5000 Å region, and several spectrogramms of the  $H_{\alpha}$  line. Irregular temporal variations of the hydrogen emission line intensities and also the equivalent widths of hydrogen absorption lines are detected. A comparison of the spectrum of AB Aur with those of normal stars of the same spectral type does not indicate an appreciable difference. The position of AB Aur on the HR diagram is determined.

AB Aur ( $m = 7,2 \div 8,4$ ) — неправильная переменная звезда типа RW Aur [1]. Хотя спектрофотометрических наблюдений этой звезды имеется много, но так как все они весьма разрозненны, то никаких закономерностей в изменении спектра выявить до сих пор не удалось [2].

Мы поставили своей задачей изучить характер изменений, происходящих в спектре AB Aur, а также сравнить ее спектр со спектрами нормальных звезд того же спектрального класса и светимости.

Наблюдения были выполнены с помощью дифракционного спектрографа 1220-мм рефлектора Крымской астрофизической обсерватории с дисперсией 36 Å/мм. Они охватывают спектральную область  $\lambda\lambda$  3700—5000 Å. Несколько спектрограмм получено также для области  $H_{\alpha}$ . Однако на этих спектрограммах присутствует лишь эмиссионная компонента  $H_{\alpha}$ , так как для получения непрерывного спектра и других линий экспозиция оказалась недостаточной. Данные наблюдений представлены в табл. 1.

Спектрограммы были прокалиброваны при помощи ступенчатого ослабителя на спектрографе ИСП-51. Измерение спектрограмм выполнено на регистрирующем микрофотометре типа Молль с увеличением в 50 раз.

В спектре AB Aur кроме водородных линий присутствует линия поглощения  $\lambda 4481$  Mg II. Линия  $\lambda 3968$  кальция наблюдается в бленде с  $H_{\epsilon}$ .



Таблица 1

| Дата          | Экспозиция                     | Спектральная область | Дата            | Экспозиция                     | Спектральная область |
|---------------|--------------------------------|----------------------|-----------------|--------------------------------|----------------------|
| 23.IX 1963 г. | 1 <sup>h</sup>                 | H <sub>α</sub>       | 15.II 1964 г.   | 1 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
|               | 4 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | H <sub>α</sub>       |                 | 2 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> | H <sub>α</sub>       |
|               | 1 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          | 18.II           | 1 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
| 28.IX         | 2 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | H <sub>α</sub>       |                 | 3 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | H <sub>α</sub>       |
| 30.IX         | 3 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          | 9.III           | 2 <sup>h</sup>                 | H <sub>α</sub>       |
| 5.X           | 2 <sup>h</sup>                 | λλ3700—5000          |                 | 2 <sup>h</sup>                 | λλ3700—5000          |
| 15.X          | 1 <sup>h</sup>                 | λλ3700—5000          | 2.IV            | 2 <sup>h</sup>                 | λλ3700—5000          |
| 17.X          | 1 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          | 16.X            | 1 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
| 19.X          | 1 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |                 | 1 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
| 2.I 1964 г.   | 1 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          | 17.X            | 1 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
|               | 2 <sup>h</sup> 15 <sup>m</sup> | H <sub>α</sub>       |                 | 45 <sup>m</sup>                | λλ3700—5000          |
|               | 1 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          | 21.X            | 1 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup> | λλ3700—5000          |
| 9.I           | 35 <sup>m</sup>                | λλ3700—5000          |                 | 50 <sup>m</sup>                | λλ3700—5000          |
| 29.I          | 2 <sup>h</sup>                 | λλ3700—5000          | 30.XI           | 45 <sup>m</sup>                | λλ3700—5000          |
|               |                                |                      | 30—31.I 1965 г. | 40 <sup>m</sup>                | λλ3700—5000          |

Почти на всех спектрограммах видна линия λ3933 Ca II. Слабые линии ионизированного железа, присутствие которых отмечалось в [2] и [3], нами не обнаружены.

Л и н и и в о д о р о д а. На фоне непрерывного спектра видны широкие размытые линии поглощения водорода, на которые накладывается эмиссионная компонента. Интенсивность ее нерегулярно меняется со временем. Наибольшей интенсивности эмиссия достигает в первых членах балмеровской серии. Хотя с увеличением номера водородных линий эмиссия ослабевает, на некоторых наших спектрограммах ее можно уверенно проследить до H<sub>14</sub>.

На фиг. 1 представлен контур эмиссионной компоненты H<sub>α</sub> для разных дат наблюдений. Для всех контуров максимальная интенсивность принята за единицу. Из фиг. 1 видно, что контур эмиссии H<sub>α</sub> меняется со временем. Так, в двух первых случаях H<sub>α</sub> представляет собой две эмиссионные компоненты, тогда как 2.I 1964 г. эмиссионная компонента одиночная.

На фиг. 2 приведены контуры H<sub>β</sub> и H<sub>γ</sub> (силовые линии), наблюдаемые в разные даты. Интенсивности эмиссионной компоненты I<sub>эм</sub> линий H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub> даются в табл. 2.

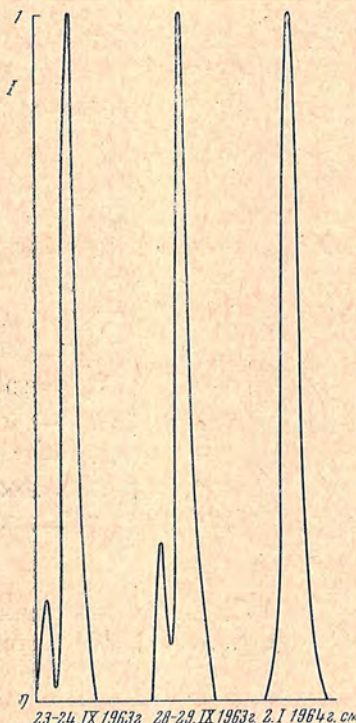
Таблица 2

| Дата          | I <sub>эм</sub> |                | Дата        | I <sub>эм</sub> |                | Дата          | I <sub>эм</sub> |                |
|---------------|-----------------|----------------|-------------|-----------------|----------------|---------------|-----------------|----------------|
|               | H <sub>β</sub>  | H <sub>γ</sub> |             | H <sub>β</sub>  | H <sub>γ</sub> |               | H <sub>β</sub>  | H <sub>γ</sub> |
| 30.IX 1963 г. | 40              | 5              | 2.I 1964 г. | 102             | 31             | 9.III 1964 г. | 97              | 20             |
| 5.X           | 70              | —              | 9.I         | —               | 15             | 16.X          | 90              | 28             |
| 15.X          | 67              | 16             | 29.I        | 94              | 25             | 17.X          | 91              | 24             |
| 17.X          | 56              | 16             | 15.II       | 59              | 23             | 21.X          | 100             | 30             |
| 19.X          | 63              | —              | 18.II       | 96              | 23             | 30.XI         | —               | 25             |
|               |                 |                |             |                 |                | 30.I 1965 г.  | —               | 18             |



При рассмотрении спектров АВ Ауг обращает на себя внимание смещение эмиссионных компонент относительно линии поглощения.

По наилучшим спектрограммам нами измерены смещения эмиссий в линиях  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и ядро абсорбционной линии  $H_\alpha$ . Результаты измерений приведены к Солнцу и представлены в табл. 3, из которой видно, что смещается не только эмиссионная компонента, но и центр линии поглощения.



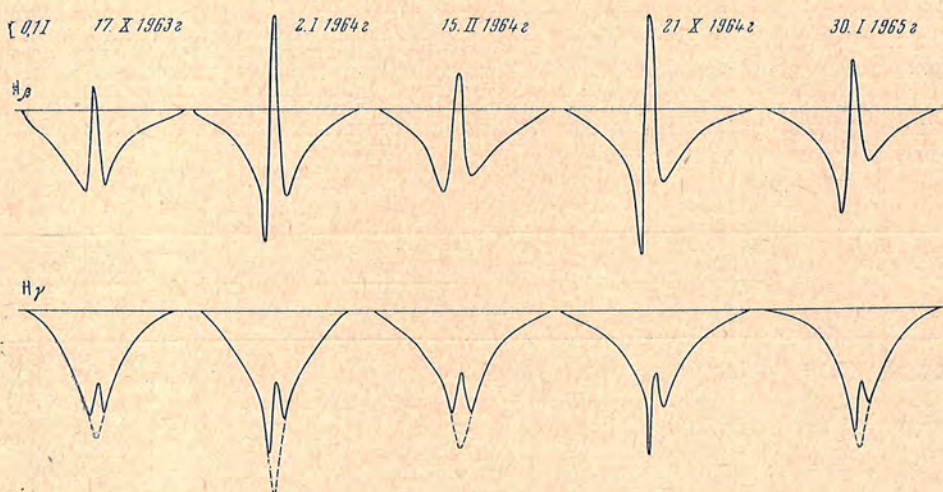
Фиг. 1. Контур линии  $H_\alpha$  в разные дни наблюдений

Поскольку линии поглощения водорода искажены эмиссией, то для определения эквивалентных ширин нам пришлось графически освободить линии поглощения от эффекта эмиссии в тех случаях, когда это можно было сделать достаточно уверенно (штриховая линия на фиг. 2).

Эта процедура не применялась к  $H_\beta$ , так как эмиссия у  $H_\beta$  сильно искажает линию поглощения, и  $W_\lambda$  линий поглощения  $H_\beta$  нами определены не были.

Для изучения поведения линий поглощения водорода мы построили зависимости эквивалентных ширин  $W_\lambda$  водородных линий от даты наблюдения, причем предварительно были построены графики для каждой линии в отдельности. Общий ход кривых для всех водородных линий поглощения показал, что в начале наших наблюдений  $W_\lambda$  увеличиваются со временем, а затем уменьшаются. Для первых номеров бальмеровских линий эта зависимость выражена ярче, т. е. для них изменение  $W_\lambda$  более крутое, в то время как для более высоких членов серии Бальмера графики показывают лишь едва заметное изменение эквивалентных ширин. Чтобы лучше исклю-

чить влияние случайных ошибок, мы объединили линии с одинаковыми зависимостями ( $W_\lambda$ , дата наблюдения) в группы и построили для каждой группы средние зависимости, которые и представлены на фиг. 3.



Фиг. 2. Контур линии  $H_\beta$  и  $H_\gamma$



Таблица 3

| Дата            | $v, \text{ км/сек}$ |              |              |                |
|-----------------|---------------------|--------------|--------------|----------------|
|                 | $H_{\beta}$         | $H_{\gamma}$ | $H_{\delta}$ | $H_{\epsilon}$ |
| 5—6.X 1963 г.   |                     |              |              | —16            |
| 15—16.X         | +4                  |              |              | —30            |
| 2.I 1964 г.     |                     | +106         | +120         | +78            |
| 29.I            | +19                 | +18          | —5           |                |
| 15.II           |                     | +28          |              | —24            |
| 18.II           | —2                  | —18          | —25          |                |
| 16—17.X         |                     | +87          | +109         | +90            |
| 17—18.X         |                     | +169         | +120         | +129           |
| 21—22.X         | —22                 | —26          | —34          | —38            |
| 30—1.XI         | +30                 | +13          | —7           |                |
| 30—31.I 1965 г. | +5                  | —28          | —13          |                |

Определив эквивалентные ширины, мы нашли число водородных атомов  $N_{02}H$  в атмосфере звезды на втором энергетическом уровне над 1 см<sup>2</sup> фотосферы по формуле

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

где  $W_{\lambda}$  — эквивалентная ширина,  $\lambda$  — длина волны,  $f$  — сила осциллятора.

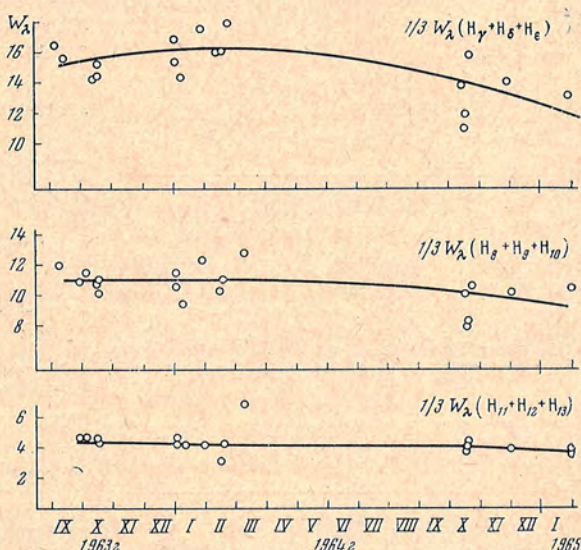
Поскольку величина  $W_{\lambda}$  менялась с течением времени, то число атомов водорода  $N_{02}H$  мы определили для каждой даты наблюдений; затем весь интервал наблюдений был разбит на три периода и для каждого периода построены зависимости  $(\lg N_{02} H, \lg f)$  (фиг. 4). Из фиг. 4 видно, что предельные значения  $\lg N_{02} H$  для разных периодов почти не отличаются и в среднем по всем периодам  $\lg N_{02} H = 16,20$ .

По водородным линиям мы определили величину электронной плотности  $n_e$  по формуле Инглиса—Теллера

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg m,$$

где  $m$  — номер последней наблюдаемой [бальмеровской линии.

Для определения  $m$  был построен график зависимости центральной глубины



Фиг. 3. Изменение эквивалентных ширин  $W_{\lambda}$  водородных линий со временем



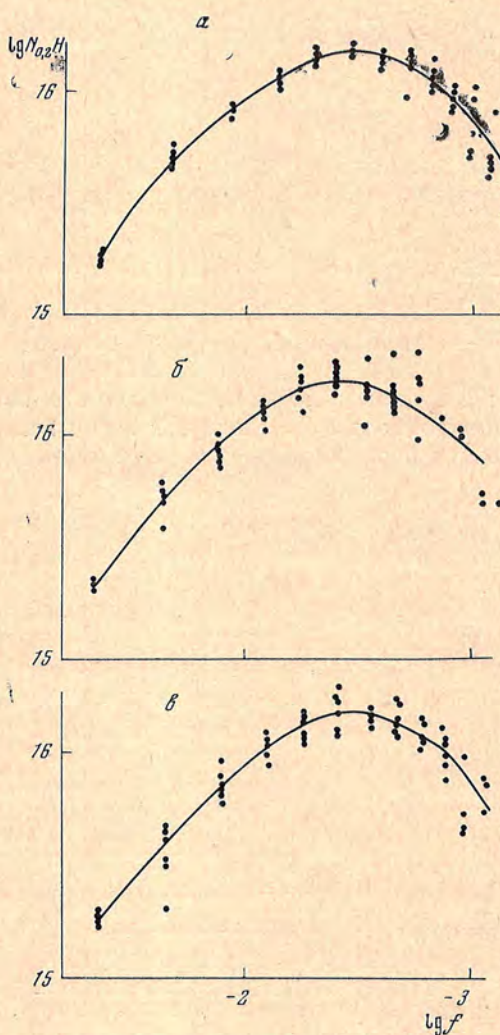
наносились значения  $R_c$ , определенные по всем спектрам, и затем проводилась средняя кривая до ее пересечения с осью абсцисс. Оказалось, что  $m = 17,5$ , и, следовательно,  $\lg n_e = 13,96$ .

Скорость вращения  $v \sin i = 192$  км/сек для АВ Aug была определена по полуширине линии  $\lambda 4481$  Mg II.

Спектральная классификация звезд, близких к классу А0, как известно, затруднена малым числом линий, наблюдаемых в спектре. Однако тот факт, что в спектре отсутствуют линии тех или иных элементов, дает возможность судить о спектральном классе звезды.

В спектре АВ Aug нами не обнаружены линии He I, следовательно, спектральный класс не может быть более ранним, чем В9. На основании отсутствия линий Fe II в спектре АВ Aug в течение всего периода наших наблюдений мы можем говорить, что спектральный класс не более поздний А0.

Как отмечалось выше, в спектре АВ Aug присутствует линия



Фиг. 4. Определение величины  $\lg N_{0,2}H$

а — 23.IX—17.X 1963 г.; б — 2.I — 9.III 1964 г.; в — 16.X 1964 г.— 30.I 1965 г.

$\lambda 3933$  Ca II; судя по виду контура и ширине линии, можно утверждать, что она не является межзвездной, а принадлежит звезде. Исследования И. М. Копылова [4] показали, что для большинства звезд линия  $\lambda 3933$  Ca II является таким же хорошим критерием спектральной классификации, как и другие линии. Мы определили спектральный класс звезды АВ Aug по  $\lambda 3933$  Ca II для каждой даты наблюдений. Средний спектральный класс по всем определениям оказался В8,5.

Линию  $\lambda 4481$  Mg II в качестве критерия спектральной классификации в данном случае мы не использовали, так как в рассматриваемом интервале спектральных классов ее эквивалентная ширина заметно не меняется [4].

В результате всех этих рассуждений окончательно звезде АВ Aug приписан спектральный класс В9.

В качестве звезд сравнения мы использовали звезды  $\lambda$  Per (Sp A0) и 29 Vul (Sp B9), изученные ранее [5]. Сопоставляя характеристики, полученные для атмосферы звезды АВ Aug, с характеристиками звезд сравнения (табл. 4), можно сделать следующие заключения.

1. Электронная плотность в атмосфере АВ Aug несколько больше, чем у нормальных звезд.

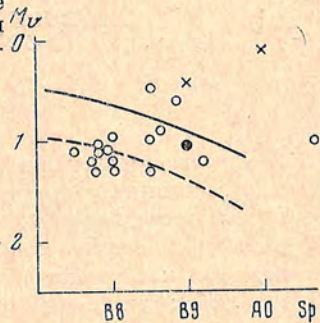
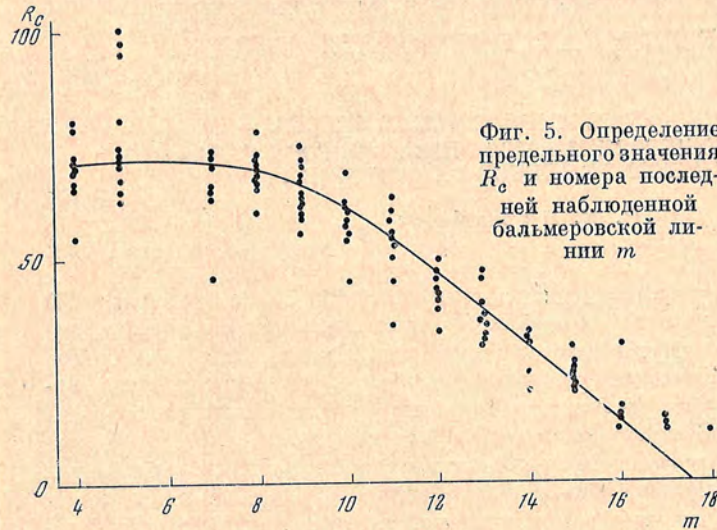
2. Содержание водорода и остаточная интенсивность водородных линий, по-видимому, того же порядка, что и у звезд сравнения.



Таблица 4

| Звезда       | $v \sin i$ ,<br>км/сек | Sp | $R_c$ | $\lg n_e(m)$ | $\lg N_{02}H$ | $M_v$    |
|--------------|------------------------|----|-------|--------------|---------------|----------|
| AB Aur       | 192                    | B9 | 0,71  | 13,96        | 16,20         | $+1^m10$ |
| $\gamma$ Per | 198                    | A0 | 0,76  | 13,71        | 16,25         | $+0,10$  |
| 29 Vul       | 114                    | B9 | 0,76  | 13,86        | 16,30         | $+0,40$  |

Для определения места AB Aur на диаграмме спектр — светимость мы нашли абсолютную величину  $M_v$  для каждой даты наблюдения, используя



критерии [4]. На фиг. 6 сплошной кривой представлена нижняя граница главной последовательности, а штриховой — линия нулевого возраста согласно [6]. Кружками обозначено положение AB Aur в разные даты наблюдений. Как видно из графика, AB Aur расположена вблизи нижней границы главной последовательности (если исходить из среднего значения  $M_v = +1^m,0$  и спектрального класса B9,0, то AB Aur займет место, отмеченное на фиг. 6 темным кружком). Крестиками обозначены положения звезд  $\lambda$  Per и 29 Vul.

Таким образом, относительно AB Aur можно сделать такой же предварительный вывод о молодости этой звезды, как и для других изученных ранее звезд типа RW Aur [5].

В заключение приношу благодарность А. А. Боярчуку за советы и внимание к работе.

Декабрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Б. В. Кукаркин и др. Общий каталог переменных звезд, т. 1. Изд-во АН СССР, 1958.
2. R. F. Sanford, P. Merrill. Publ. Astron. Soc. Pacific, 1958, 70, 603.
3. P. W. Merrill, C. G. Burwell. Astrophys. J., 1933, 77, 103.
4. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1960, 23, 161.
5. Т. М. Барташ (Рачковская). Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 128.
6. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 88.



О ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ И КОЛОРИМЕТРИЧЕСКИХ  
ХАРАКТЕРИСТИКАХ ЭРУПТИВНЫХ ЗВЕЗДIII. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КРИВЫЕ БЛЕСКА  
РАСПИРЯЮЩЕГОСЯ И ВЫСВЕЧИВАЮЩЕГОСЯ ГАЗА  
С УЧЕТОМ ЭФФЕКТОВ ОХЛАЖДЕНИЯ*Р. Е. Гершберг*

С целью уточнения небулярной модели вспышек звезд типа UV Cet, рассмотренной в [1], выполнен расчет теоретических кривых блеска высвечивающихся и расширяющихся оптически тонких газовых образований с учетом эффектов охлаждения. Сперва рассмотрена зависимость светимости таких газовых образований от электронной температуры и получены общие соотношения для расчета теоретических кривых блеска при любом заданном законе изменения электронной температуры (12). Затем теоретические кривые блеска вычислены для случая адиабатического охлаждения газа при различной геометрии расширения (одно-, дву- и трехмерное расширение) и при разных отношениях характерного времени расширения к характерному времени рекомбинации ( $A/B = 0 \div 10$ ) и для случая чисто радиативного охлаждения при разных начальных температурах высвечивающегося газа ( $T_0 = 10\,000 \div 50\,000^\circ \text{K}$ ). Как видно из фиг. 3, монотонное охлаждение газа при адиабатическом расширении делает кривые блеска более пологими и уменьшает зависимость этих кривых от геометрии расширения, но при  $A/B \geq 1$  эффект адиабатического охлаждения не существует. В случае чисто радиативного охлаждения температура газа очень быстро понижается от  $T_0$  примерно до  $12\,000^\circ \text{K}$  и затем медленно убывает до  $5000\text{--}6000^\circ \text{K}$  (фиг. 4). Поскольку сечения свободно-связанных и свободно-свободных переходов с уменьшением электронной температуры возрастают, то светимость газа при резком охлаждении увеличивается и, как показали вычисления (фиг. 5), максимум блеска высвечивающегося газа может иметь место несколько позже момента возникновения горячего газа над поверхностью звезды. Отношение скорости нарастания блеска перед максимумом к скорости угасания блеска после максимума у теоретических кривых на фиг. 5 близко к соответствующему отношению у наблюдаемых кривых блеска вспышек звезды EV Lac.

При совместном действии адиабатического охлаждения и радиативных потерь теоретические кривые блеска высвечивающегося газа образуют трехпараметрическое семейство кривых, описываемое системой (32). Для 75 комбинаций различных значений трех указанных параметров получены численные решения системы (32) и показано, что с помощью этого обширного семейства теоретических кривых можно представить большинство наблюдаемых кривых блеска вспышек звезд типа UV Cet.

В Дополнении I рассмотрено влияние ударной ионизации на степень ионизации высвечивающегося водорода, в Дополнении II вычислены радиативные потери газа на отрицательных ионах водорода. Показано, что оба эффекта не существенны для расчета высвечивания и охлаждения газовых образований, возникновение которых можно ожидать при вспышках звезд типа UVCet.



В Дополнении III приведены уточненные фотометрические параметры оптически тонких газовых образований, необходимые для расчета небулярной модели вспыхивающих звезд.

В Дополнении IV приведены расчеты, позволяющие в рамках небулярной модели оценивать общую массу ионизированного газа во вспышке по полному излучению вспышки в фотографической области спектра.

PHOTOMETRIC AND COLORIMETRIC CHARACTERISTICS OF ERUPTIVE STARS. III. THEORETICAL LIGHT CURVES OF A RADIATIVE GAS WITH ALLOWANCE FOR IRREVERSIBLE RECOMBINATIONS, EXPANSION AND COOLING EFFECTS, by *R. E. Gershberg*.— In order to obtain a more precise nebular model [1] of the flares of UV Ceti type stars, theoretical light curves of optically thin gaseous bodies are computed taking into account irreversible recombinations, expansion and cooling effects. The dependence between the luminosity of these bodies and electron temperature is considered and general relations are found for calculating the theoretical light curve on the assumption of any given law of electron temperature variations (12). The theoretical light curves are then computed for two cases: 1) adiabatic cooling of the gas, assuming expansion of different dimensions (one, two and three) and various ratios of the characteristic expansion time to the characteristic recombination time ( $A/B = 0 \div 10$ ), and 2) pure radiative cooling at different initial temperatures of the radiative gaseous bodies ( $T_0 = 10\,000 \div 50\,000^\circ \text{K}$ ). As it is seen from fig. 3 monotonous adiabatic cooling of the gas leads to less steep light curves and a less pronounced dependence of these curves on the geometry of expansion. However at  $A/B \geq 1$  the adiabatic effect is insignificant. In the case of pure radiative cooling the temperature of the gas decreases very rapidly from  $T_0$  to about  $12\,000^\circ \text{K}$  and then decreases slowly to  $5000\text{--}6000^\circ \text{K}$  (fig. 4). As the cross-sections of free-bound and free-free transitions increase with electron decreasing temperature, the luminosity of the gas can increase during the initial rapid cooling, and calculations (fig. 5) show that maximum brightness can occur somewhat later than the moment of appearance of the hot gas above the photospheric level. The ratios of the rate of brightness increase before maximum to that of brightness decrease after maximum obtained from theoretical curves (fig. 5) is close to the corresponding ratios for observed EV Lac flares.

In the case of simultaneous adiabatic cooling and radiative losses the theoretical light curves form a three parameter family of curves, which is described by the system of equations (32). Numerical solutions of (32) are obtained for 75 combinations of different values of the three above parameters. It is shown that the majority of observed light curves of flares of UV Ceti type stars can be represented by this family of theoretical curves.

The influence of collision ionization on the degree of ionization of radiative hydrogen is discussed in appendix I. The radiative losses on  $\text{H}^-$  ions are computed in appendix II. It is shown that both effects are negligible in calculations of radiation and cooling of the gaseous formation which may be expected during UV Ceti star flares.

More precise photometric parameters of optically thin gas formations necessary for computations of a nebular model of flare stars are given in appendix III. Computations which permit the estimation of the total mass of ionized gas in a flare from the total radiation of the flare in the photographic region, on the assumption of a nebular model, are given in appendix IV.

В статье [1] показано, что нисходящие ветви кривых блеска звезд типа UV Ceti можно интерпретировать как результат высвечивания оптически тонких горячих газовых образований, возникающих над фотосферами этих звезд при вспышках. В расчетах [1] предполагалось, что электронная температура газа в процессе высвечивания остается неизменной. В действительности, по-видимому, газ быстро охлаждается. Поэтому следует рассмотреть высвечивание газа с учетом эффектов охлаждения.



## Общие соотношения для вычисления теоретических кривых блеска с учетом эффектов охлаждения

Светимость оптически тонкого газового образования пропорциональна квадрату электронной плотности  $n_e^2$  и общему объему светящегося горячего газа, так что теоретическая кривая блеска имеет вид:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{S(T_e) n_e^2}{S(T_0) n_0^2} \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k, \quad (1)$$

где  $S(T_e)$  — функция источника при единичной плотности,  $A \equiv R_0/V$  — время удвоения начального характерного размера  $R_0$  газового образования, расширяющегося со скоростью  $V$ , и  $k = 1, 2$  или  $3$  в зависимости от геометрии расширения. Изменение электронной плотности вследствие расширения и рекомбинаций описывается, согласно [1], уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = -k \frac{n_e/A}{1 + t/A} - C(T_e) n_e^2, \quad (2)$$

где  $C(T_e)$  — коэффициент рекомбинаций<sup>1</sup>. Удобно ввести безразмерное время

$$\beta = \int_0^t C(T_e) n_e dt \quad (3)$$

и преобразовать уравнение (2) к виду

$$\frac{n_0}{n_e} = \left(1 + \frac{t}{A}\right)^k e^{\beta}. \quad (4)$$

Тогда теоретическая кривая блеска будет определяться соотношением

$$\frac{I}{I_0} = \frac{S(T_e)}{S(T_0)} \left(1 + \frac{t}{A}\right)^{-k} e^{-2\beta}. \quad (5)$$

Таким образом, вид кривой блеска зависит от двух температурных функций:  $S(T_e)$  и  $\beta(T_e)$ .

Рассмотрим сперва зависимость эффективного коэффициента рекомбинации от электронной температуры, которая в конечном счете определяет функцию  $\beta(T_e)$ . По-видимому, газовые образования, возникающие над фотосферами звезд типа UV Cet, непрозрачны для  $L_c$ -квантов. В такой среде лишь рекомбинации на возбужденные уровни приводят к уменьшению числа ионизированных частиц, поскольку рекомбинации на основной уровень компенсируются ионизацией диффузным  $L_c$ -излучением. Следовательно, эффективный коэффициент рекомбинации  $C(T_e) \equiv \sum_{n=2}^{\infty} C_n(T_e)$ , где

$C_n(T_e)$  — коэффициент рекомбинации на  $n$ -й уровень водородного атома. Эти величины можно подсчитать по формулам и таблицам Ситона [2]; результаты подсчета приведены на фиг. 1. Из графика следует, что между  $\lg C(T_e)$  и  $\lg T_e$  существует практически линейная зависимость:

$$C(T_e) \propto T_e^{-0.85}. \quad (6)$$

<sup>1</sup> При высокой электронной температуре газа уменьшение электронной плотности вследствие рекомбинаций частично компенсируется ударной ионизацией нейтральных водородных атомов. В Дополнении I показано, что для рассматриваемой задачи этот эффект не существен.



Эта зависимость позволяет преобразовать соотношение (3) к виду, в котором все переменные являются безразмерными величинами:

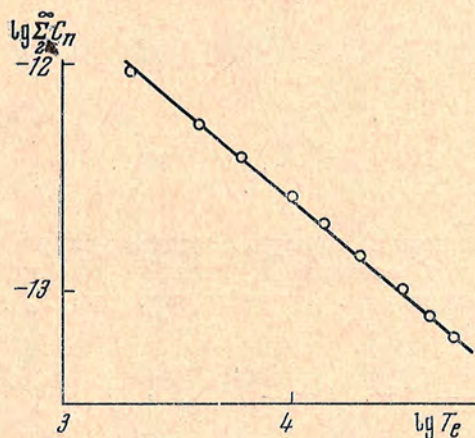
$$\beta = \frac{A}{B} \int_0^t \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{0,85} \frac{n_e}{n_0} \frac{dt}{A}, \quad (7)$$

где  $B \equiv 1/n_0 C(T_0)$  — характерное время рекомбинации в начальных условиях.

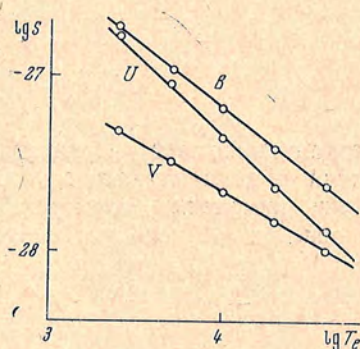
Функции источника  $S(T_e)$  можно подсчитать следующим образом. По определению

$$S(T_e) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda(T_e) \psi_\lambda d\lambda, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_\lambda(T_e)$  — коэффициент излучения, рассчитанный на один электрон и



Фиг. 1. Зависимость эффективного коэффициента рекомбинации водорода от электронной температуры



Фиг. 2. Зависимость эмиссионной способности оптически тонкого газа в различных спектральных областях  $UBV$  от электронной температуры

один протон,  $\psi_\lambda$  — кривая реакции фотометрической системы с полосой пропускания от  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ . Разделяя непрерывное и линейчатое излучение, можно переписать (8) в виде

$$S(T_e) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda^{\text{cont}}(T_e) \psi_\lambda d\lambda + \varepsilon_{H\delta}(T_e) \sum_j \psi_{\lambda_j} \frac{\varepsilon_j(T_e)}{\varepsilon_{H\delta}(T_e)}. \quad (9)$$

При вспышках звезд типа UV Cet яркие запрещенные линии не наблюдаются, так что можно считать, что электронная плотность там достаточно велика для эффективной деактивации метастабильных уровней. Поэтому  $\varepsilon_\lambda^{\text{cont}}$  складывается из свободно-свободного и рекомбинационного непрерывного излучения, а  $\varepsilon_j$  — коэффициенты излучения в разрешенных линиях. Если использовать фотометрическую систему  $UBV$ , то, как показывают оценки, величины  $\sum_j \psi_{\lambda_j} \frac{\varepsilon_j(T_e)}{\varepsilon_{H\delta}(T_e)}$  в широком диапазоне электронных тем-

ператур можно считать постоянными; при этом допущении ошибка в  $S(T_e)$  не превосходит 10—15%. Поэтому величины  $S_{UBV}(T_e)$  были вычислены по измеренным отношениям  $\varepsilon_j/\varepsilon_{H\delta}$  [3] и по рассчитанным коэффициентам излучения  $\varepsilon_\lambda^{\text{cont}}(T_e)$  и  $\varepsilon_{H\delta}(T_e)$  [4].



На фиг. 2 представлены результаты вычислений. Из графиков следует, что между  $\lg S_{UBV}$  и  $\lg T_e$  существует практически линейная зависимость:

$$S_U \propto T_e^{-0,92}, \quad S_B \propto T_e^{-0,75}, \quad S_V \propto T_e^{-0,56}. \quad (10)$$

Все дальнейшие расчеты будут проводиться для области  $B$  фотометрической системы  $UBV$ , и выражение  $I/I_0$  будет обозначать относительную яркость излучения вспышки в этой области; теоретические кривые блеска в областях  $U$  и  $V$  можно будет определить с помощью очевидных соотношений:

$$\frac{I}{I_0} \Big|_U = \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{+0,17} \frac{I}{I_0} \quad \text{и} \quad \frac{I}{I_0} \Big|_V = \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{-0,19} \frac{I}{I_0}. \quad (11)$$

Комбинация соотношений (1), (4), (7) и (10) дает систему

$$\left. \begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{0,75} \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{-k} e^{-2\beta}, \\ \beta &= \frac{A}{B} \int_0^t \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{0,85} \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{-k} e^{-\beta} \frac{dt}{A}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

которая позволяет рассчитать теоретическую кривую блеска расширяющегося и высвечивающегося газового образования при любом заданном законе изменения электронной температуры. В частности, при  $T_e = \text{const}$  из (12) следует соотношение

$$\frac{I_0}{I} = \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^k \left\{ 1 + \frac{A}{B} \frac{1}{k-1} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{1-k} \right] \right\}^2, \quad (13)$$

полученное в [1] непосредственно для изотермической модели.

Рассмотрим теперь теоретические кривые блеска газовых образований с учетом изменений электронной температуры, происходящих за счет адиабатического охлаждения и радиативных потерь. Нет оснований думать, что эти механизмы по какой-либо причине не работают; с другой стороны, имеющиеся наблюдения не позволяют пока сделать обоснованных количественных оценок роли таких процессов, как охлаждение на молекулах и пылинках, нагрев ударными волнами, релятивистскими частицами и синхротронным излучением, — процессов, которые в принципе могут влиять на электронную температуру газа.

### Эффект адиабатического охлаждения

Из условия адиабатичности

$$T n^{-2/3} = \text{const} \quad (14)$$

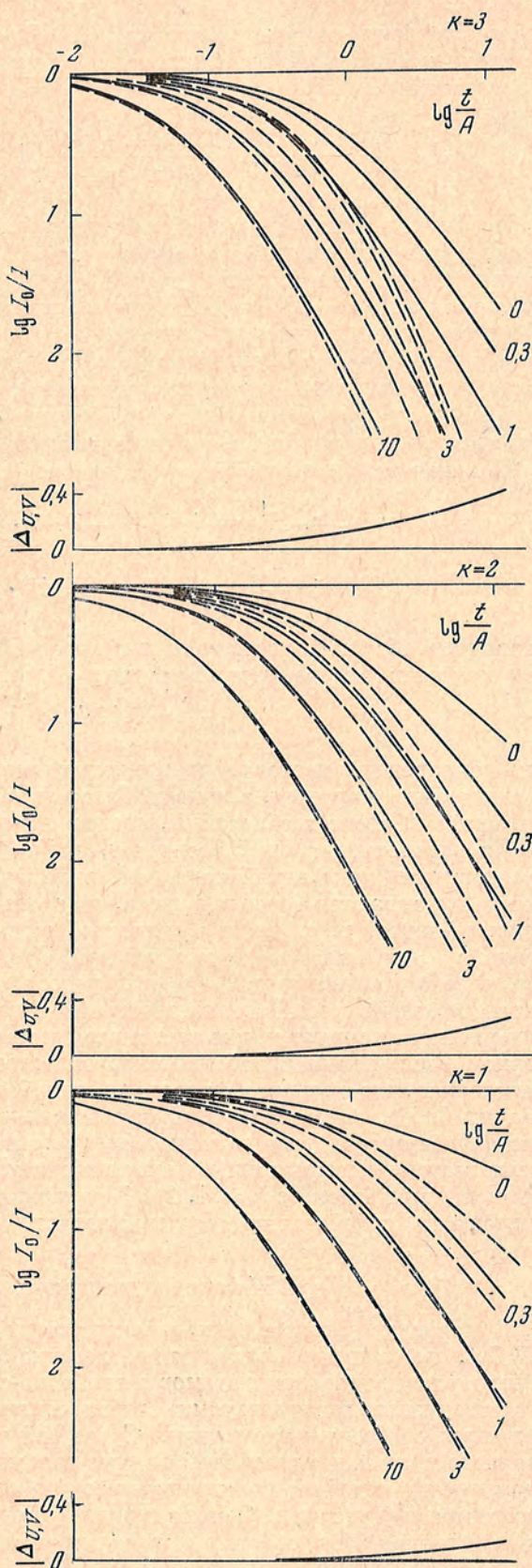
и условия сохранения массы газового образования при расширении

$$n \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^k = \text{const} \quad (15)$$

следует закон адиабатического изменения температуры:

$$\frac{T_0}{T} = \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{\frac{2}{3}k}. \quad (16)$$





Фиг. 3. Теоретические кривые блеска оптически тонких газовых образований, высвечивающихся из-за рекомбинаций и расширения

Сплошные линии соответствуют «адиабатическим» кривым блеска, штриховые — «изотермическим». Графики с  $k = 1, 2$  и  $3$  соответствуют одномерному, двумерному и трехмерному расширению. Числа справа от кривых равны соответствующим отношениям характерного времени расширения ( $A$ ) к характерному времени рекомбинации ( $B$ )



Это соотношение замыкает систему (12). Совместное решение (12) и (16) определяет вид «адиабатических» кривых блеска высвечивающихся газовых образований:

$$\frac{I_0}{I} = \left(1 + \frac{t}{A}\right)^{\frac{k}{2}} \left\{1 + \frac{1}{1 - 0,43 k} \frac{A}{B} \left[\left(1 + \frac{t}{A}\right)^{1 - 0,43 k} - 1\right]\right\}^2. \quad (17)$$

На фиг. 3 приведены «адиабатические» (сплошные линии) и «изотермические» (штриховые линии) кривые блеска, построенные по (17) и (13) соответственно для значений параметра  $A/B = 0; 0,3; 1; 3$  и  $10$ . Предельное значение  $A/B = 0$  соответствует случаю, когда электронная плотность убывает только из-за расширения, а температура вещества падает из-за адиабатического охлаждения. По мере роста параметра  $A/B$  все более существенным становится уменьшение  $n_e$  за счет рекомбинаций, и при  $A/B \gg 1$ , как видно из фиг. 3, адиабатическое охлаждение мало сказывается на кривых блеска высвечивающегося газа.

Поправочные цветовые члены согласно (11) и (16) имеют вид

$$\begin{aligned} \Delta_U &= \lg \frac{I_0}{I} \Big|_U - \lg \frac{I_0}{I} = -0,17 \cdot \frac{2}{3} k \lg \left(1 + \frac{t}{A}\right), \\ \Delta_V &= \lg \frac{I_0}{I} \Big|_V - \lg \frac{I_0}{I} = +0,19 \cdot \frac{2}{3} k \lg \left(1 + \frac{t}{A}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Различие в абсолютных значениях поправочных членов мало, и на фиг. 3 под кривыми блеска даны величины

$$|\Delta_{U,V}| = 0,12 k \lg \left(1 + \frac{t}{A}\right). \quad (19)$$

Эти поправочные цветовые члены делают кривые блеска в области  $V$  несколько более крутыми, а кривые блеска в области  $U$  — более пологими, чем кривые блеска в области  $B$ , построенные на фиг. 3.

Из рассмотрения фиг. 3 следует, что с учетом монотонного падения температуры при адиабатическом охлаждении теоретические кривые блеска оказываются более пологими, чем соответствующие «изотермические» кривые блеска, т. е. в адиабатической модели вспышки блеск убывает медленнее, чем в изотермической модели. Это обстоятельство связано с ростом коэффициента рекомбинации и эмиссионной способности ионизированного газа по мере падения электронной температуры, что в некоторой степени компенсирует убыль числа взаимодействующих частиц. При трехмерном расширении адиабатическое охлаждение наиболее эффективно, и естественно, что при  $k = 3$  различие «адиабатических» и «изотермических» кривых блеска максимально. Существенно, что учет эффекта охлаждения высвечивающегося газа делает теоретические кривые блеска менее чувствительными к геометрии расширения: между семействами «адиабатических» кривых блеска с  $k = 1, 2$  и  $3$  различия меньше, чем между соответствующими семействами «изотермических» кривых.

### Эффект радиативных потерь

В газовых образованиях, возникающих при вспышках звезд типа UV Cet, радиативное охлаждение должно определяться возбуждением нейтральных водородных атомов и свободно-свободным излучением. Непосредственными «излучателями» тепловой энергии ионизированного газа являются свободные электроны. С другой стороны, если возникновение горячего газа над фотосферой звезды связано, например, с выходом на поверхность ударной волны, то высокую энергию приобретают прежде всего тяжелые частицы. Однако сечение обмена энергией между свободными электронами и протонами и между протонами и нейтральными атомами



по крайней мере в сто раз больше, чем сечение рекомбинации протона и электрона, так что между всеми частицами высвечивающегося газа быстро устанавливается тепловой контакт. Поэтому, пренебрегая возможными различиями кинетических температур электронов и тяжелых частиц в течение короткого начального периода ( $\beta < 0,01$ ), в дальнейшем при рассмотрении всего процесса высвечивания и остывания газа будем использовать одну кинетическую температуру для всех частиц.

За характерное время рекомбинации  $1/n_e C(T_e)$  свободный электрон теряет на свободно-свободное излучение энергию

$$E_{ff} = \frac{4\pi \int_0^{\infty} \varepsilon_{ff}(\nu, T_e) d\nu}{C(T_e)} \varepsilon p g, \quad (20)$$

где  $\varepsilon_{ff}(\nu, T_e)$  — коэффициент свободно-свободного излучения, рассчитанный на один электрон. За то же время на возбуждение и ионизацию нейтральных атомов водорода свободный электрон тратит энергию

$$E_H = \frac{\sum_{n=2}^{\infty} \alpha_{1n}(T_e) \chi_n + \alpha_0(T_e) \chi_0}{C(T_e)} \frac{n_H}{n_e} \equiv D(T_e) \frac{n_H}{n_e} \varepsilon p g, \quad (21)$$

где  $\alpha_{1i}(T_e)$  — коэффициенты ударного возбуждения и ионизации водородного атома,  $\chi_i$  — соответствующие потенциалы возбуждения и ионизации. Комбинируя (4) и (15), выразим степень ионизации вещества через  $\beta$ :

$$\frac{n_H}{n_e} = e^\beta - 1. \quad (22)$$

Тогда энергетические потери свободного электрона можно записать в виде

$$\frac{\delta E_-}{E_T} = - [\varphi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \varphi_2(T_e)] \delta \beta, \quad (23)$$

где

$$E_T = \frac{3}{2} k T_e, \quad \varphi_1(T_e) = \frac{E_{ff}}{E_T} \text{ и } \varphi_2(T_e) = \frac{D}{E_T}.$$

Радиативному охлаждению противодействует своеобразный механизм нагрева. Как известно, медленные электроны рекомбинируют более эффективно, чем быстрые, так что средняя энергия рекомбинирующего электрона всегда меньше средней энергии свободного электрона:  $E_{\text{рек}} < E_T$ . В результате в ходе рекомбинаций число ионизированных частиц падает быстрее, чем кинетическая энергия этих частиц, и на каждую остающуюся ионизированную частицу приходится в среднем все большая энергия. Если в некоторый момент  $\beta$   $n_e$  свободных электронов имели в среднем энергию  $E_T$  каждый, то за время  $\delta\beta$  возникнет  $n_e \delta\beta$  нейтральных атомов и средняя энергия оставшихся свободных электронов возрастет:

$$\delta E_+ = \frac{E_T n_e - E_{\text{рек}} n_e \delta \beta}{n_e - n_e \delta \beta} - E_T = (E_T - E_{\text{рек}}) \delta \beta. \quad (24)$$

Следовательно,

$$\frac{\delta E}{E_T} = - [\varphi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \varphi_2(T_e) - \varphi_3(T_e)] \delta \beta, \quad (25)$$

где  $\varphi_3(T_e) = 1 - E_{\text{рек}}/E_T$ . Общее число частиц в газе в  $e^\beta + 1$  раз превышает число свободных электронов. Поскольку в процессе высвечивания



газа тяжелые частицы лишь обмениваются энергией со свободными электронами и не имеют непосредственных эффективных стоков энергии, то на основании (25) уравнение для электронной температуры газа можно записать в виде

$$(e^\beta + 1) \frac{dT_e}{T_e} = - [\varphi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \varphi_2(T_e) - \varphi_3(T_e)] d\beta \quad (26)$$

или окончательно

$$\frac{T_0}{T_e} = \exp \left\{ \int_0^\beta [\varphi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \varphi_2(T_e) - \varphi_3(T_e)] \frac{d\beta}{e^\beta + 1} \right\}. \quad (27)$$

В табл. 1 приведены значения указанных выше температурных функций для широкого диапазона электронных температур.

Таблица 1

| $T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ | $10^{13}C$ | $10^{12}E_T$ | $\varphi_1$ | $\varphi_2^a$ | $\varphi_2^b$ | $\varphi_3$ | $q/C$               |
|------------------------------------|------------|--------------|-------------|---------------|---------------|-------------|---------------------|
| 2                                  | 9,04       | 0,414        | 0,21        |               |               | 0,49        |                     |
| 4                                  | 5,36       | 0,828        | 0,27        |               |               | 0,51        |                     |
| 6                                  | 3,90       | 1,24         | 0,31        | <0,01         | <0,01         | 0,53        |                     |
| 8                                  | 3,10       | 1,66         | 0,35        | 0,18          | 0,44          | 0,54        | $2,3 \cdot 10^{-5}$ |
| 10                                 | 2,58       | 2,07         | 0,38        | 3,4           | 8,5           | 0,55        | $2,3 \cdot 10^{-3}$ |
| 12                                 | 2,21       | 2,48         | 0,41        | 25            | 62            | 0,56        | $4,2 \cdot 10^{-2}$ |
| 14                                 | 1,94       | 2,90         | 0,44        | 100           | 260           | 0,57        | 0,35                |
| 16                                 | 1,73       | 3,31         | 0,47        | 310           | 750           | 0,57        | 1,7                 |
| 18                                 | 1,56       | 3,73         | 0,50        | 750           | 1 700         | 0,58        | 6,2                 |
| 20                                 | 1,42       | 4,14         | 0,53        | 1 600         | 3 400         | 0,58        | 17                  |
| 22                                 | 1,31       | 4,55         | 0,55        | 2 800         | 6 000         | 0,59        | 41                  |
| 24                                 | 1,21       | 4,97         | 0,58        | 4 400         | 10 000        | 0,59        | 86                  |
| 26                                 | 1,13       | 5,38         | 0,60        | 7 000         | 14 000        | 0,60        | 160                 |
| 28                                 | 1,05       | 5,80         | 0,63        | 10 000        | 20 000        | 0,60        | 280                 |
| 30                                 | 0,990      | 6,21         | 0,65        | 14 000        | 27 000        | 0,60        | 450                 |
| 35                                 | 0,857      | 7,24         | 0,71        | 27 000        | 50 000        | 0,61        | 1200                |
| 40                                 | 0,757      | 8,28         | 0,77        | 45 000        | 79 000        | 0,62        | 2700                |
| 50                                 | 0,614      | 10,4         | 0,86        | 110 000       | 150 000       | 0,63        | 8400                |

Потери на свободно-свободное излучение вычислены с помощью соотношения

$$4\pi \int_0^\infty \varepsilon_{ff}(\nu, T_e) d\nu = 1,42 \cdot 10^{-27} T_e^{1/2} \{1 + 0,020 T_e^{1/2}\} \text{ эрг/сек} \quad (28)$$

(см., например, [5]).

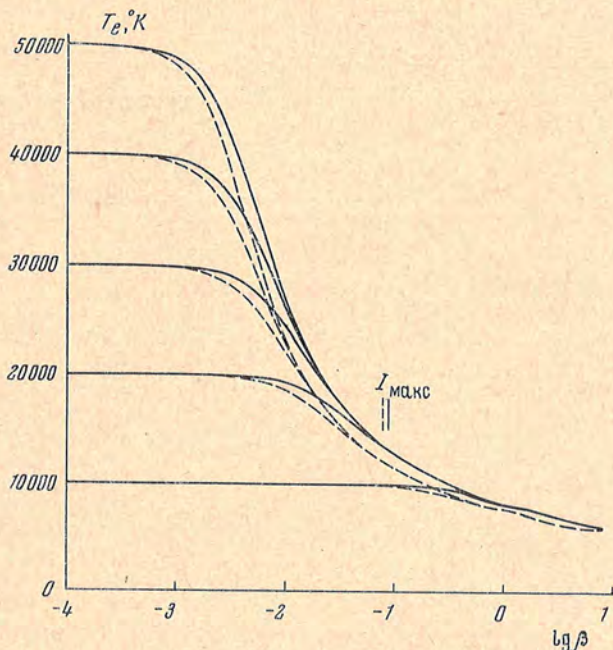
Коэффициенты ударного возбуждения (и ионизации) водородного атома до сих пор определены неуверенно. По-видимому, наибольшего доверия заслуживают экспериментальные данные Файта, Стеббинга и Брэкмана [6] и полуэмпирические данные Хаммера [7], но результаты этих работ различаются в 1,5—2,5 раза. В табл. 1 приведены значения функции  $\varphi_2(T_e)$ , вычисленные как по данным [6] —  $\varphi_2^a$ , так и по данным [7] —  $\varphi_2^b$ . (При вычислениях  $\varphi_2^b$  были использованы расчеты Проника [8]).

Средняя энергия рекомбинирующих электронов  $E_{\text{рек}}$  вычислена с помощью формул и таблиц Ситона [2]. Как видно из седьмого столбца



табл. 1, энергия электронов, рекомбинирующих на возбужденные уровни водородных атомов, в среднем составляет около половины средней тепловой энергии свободных электронов.

На фиг. 4 представлены численные решения уравнения (27), полученные на ЭЦВМ «Минск-1». Расчеты выполнены для десяти вариантов: для пяти значений начальной электронной температуры —  $T_0 = 10\,000$ ,  $20\,000$ ,  $30\,000$ ,  $40\,000$  и  $50\,000^\circ\text{K}$  — и для экспериментальных [6] и теоретических [7] сечений ударного возбуждения водорода. Решения уравнения (27) с  $\varphi_2^3$  даны на фиг. 4 сплошными линиями, решения с  $\varphi_2^T$  —



Фиг. 4. Численные решения уравнения (27) — остывание водородной плазмы за счет радиативных потерь

штриховыми линиями. Из графиков следует, что характер остывания газа за счет радиативных потерь резко отличается от характера адиабатического остывания. В последнем случае согласно (16) остывание происходит монотонно и интервал времени, в течение которого температура газа уменьшается, скажем, в два раза, не зависит от начальной температуры газа. Радиативные же потери приводят к тому, что газ очень быстро (за время до  $\beta \approx 0,1$  и независимо от начальной температуры) остывает до  $11\,000$ — $13\,000^\circ\text{K}$ , после чего температура газа медленно понижается до некоторого минимального значения. При высоких  $T_e$  процесс радиативного остывания определяется взаимодействием свободных электронов с нейтральными атомами водорода, и лишь при  $T_e \approx 8000$ — $9000^\circ\text{K}$  заметно небольшое замедление охлаждения, связанное с механизмом радиативного нагрева. Охлаждение на свободно-свободных переходах всюду играет лишь второстепенную роль. Как следует из фиг. 4, систематические различия  $\varphi_2^3$  и  $\varphi_2^T$  не влияют на общий характер остывания газа; отличия кривых  $T_e(\beta, \varphi^T)$  и  $T_e(\beta, \varphi^3)$  состоят лишь в том, что в первом случае охлаждение происходит примерно в два раза быстрее, чем во втором.

Теоретические кривые блеска высвечивающегося газа с учетом радиативных потерь могут быть вычислены теперь с помощью соотношений (27)



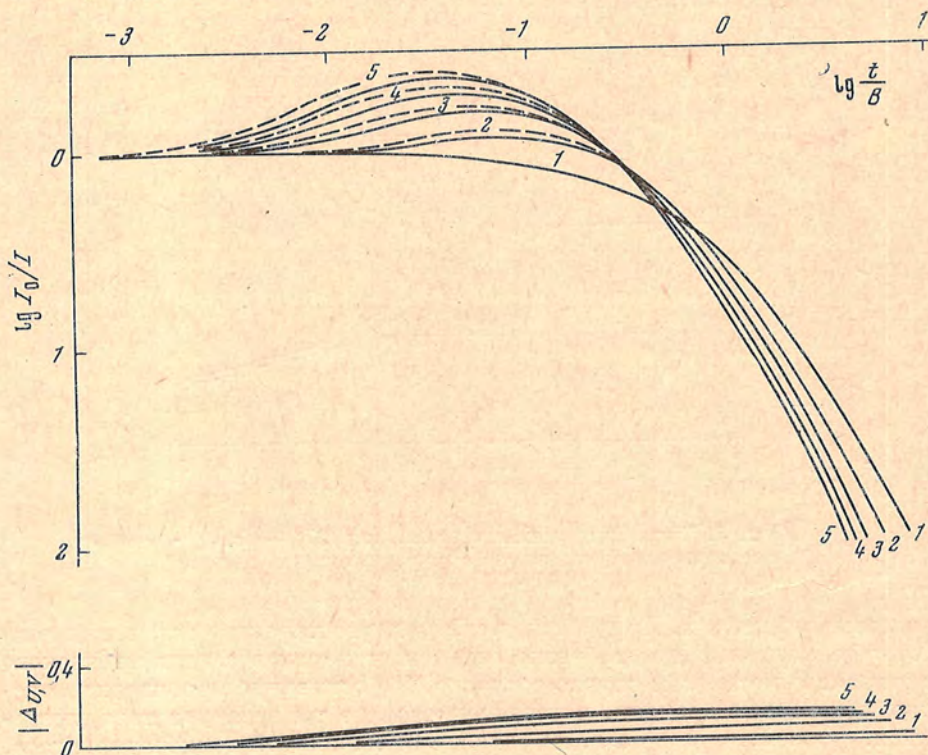
и (12), причем в последней системе необходимо положить  $k = 0$ :

$$\frac{I_0}{I} = \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{-0,75} e^{2\beta},$$

$$\frac{t}{B} = \int_0^\beta \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{-0,85} e^{\beta} d\beta, \quad (29)$$

$$\frac{T_0}{T_e} = \exp \left\{ \int_0^\beta [\Phi_1(T_e) + (e^\beta - 1) \Phi_2(T_e) - \Phi_3(T_e)] \frac{d\beta}{e^\beta + 1} \right\}.$$

На фиг. 5 приведены решения системы (29) для указанных выше 10 вариантов; сплошные кривые соответствуют решениям с  $\Phi_2^3$ , штриховые линии — решениям с  $\Phi_2^T$ .



Фиг. 5. Теоретические кривые блеска высвечивающихся газовых образований, вычисленные с учетом радиативных потерь

1—10 000°; 2—20 000°; 3—30 000°; 4—40 000°; 5—50 000° К

При рассмотрении фиг. 5 обнаруживается следующий интересный эффект. Если высвечивающийся газ имеет в начальный момент достаточно высокую электронную температуру (20 000° К и выше), то быстрое охлаждение из-за радиативных потерь приводит к заметному возрастанию эмиссионной способности  $S(T_e)$ . Возрастание  $S(T_e)$  оказывается более существенным, чем уменьшение — из-за рекомбинаций — числа взаимодействующих частиц, в результате чего максимум блеска достигается не в начальный момент, когда газ практически полностью ионизирован, а несколько позже. Величина этого поярчения и момент максимума блеска зависят от начальной электронной температуры, но, как показывают вычисления,



для всех решений с  $T_0 \geq 20\,000^\circ\text{K}$  максимум блеска имеет место при  $\beta \approx 0,09$ , т. е. после рекомбинации 9% первоначального числа ионизированных частиц. Из фиг. 4, где положения  $I_{\text{макс}}$  отмечены вертикальными штрихами, следует, что в момент максимума блеска электронная температура газа равна  $12\,000\text{—}13\,500^\circ\text{K}$  и почти не зависит от его начальной температуры.

Под кривыми блеска на фиг. 5 даны соответствующие поправочные цветовые члены:

$$|\Delta_{U,V}| = 0,18 \lg \frac{T_0}{T_e}. \quad (30)$$

Поскольку остывание газа происходит в основном до момента максимума блеска, то естественно, что изменение  $|\Delta_{U,V}|$  после этого момента очень мало.

Как видно из фиг. 5, зависимость кривых блеска от того, использованы ли при их вычислении экспериментальные или теоретические сечения ударного возбуждения водорода, невелика. При использовании  $\varphi_2^T$  кривые блеска высвечивающегося газа с  $T_0 \geq 20\,000^\circ\text{K}$  имеют максимумы на 8% выше, чем максимумы соответствующих кривых, вычисленных с  $\varphi_2^0$ , и достигается этот максимум за время, на 15—20% меньшее, чем во втором случае. Нисходящие ветви теоретических кривых блеска высвечивающегося газа с  $T_0 \geq 20\,000^\circ\text{K}$ , кривые блеска газа с  $T_0 = 10\,000^\circ\text{K}$  и поправочные цветовые члены  $\Delta_{U,V}$  практически совпадают для решений с  $\varphi_2^0$  и  $\varphi_2^T$ . Поэтому во всех дальнейших расчетах использованы только экспериментальные сечения ударного возбуждения водорода.

Для различных сопоставлений теоретических кривых блеска удобно строить в двойном логарифмическом масштабе: при этом фиксируется единственная точка кривой блеска — точка максимума — и одновременно возможен сдвиг по оси абсцисс, с помощью которого можно определить характерное время высвечивания газа в абсолютных единицах. Максимумы «изотермических» и «адиабатических» кривых блеска имеют место в начальный момент:  $I_0 = I_{\text{макс}}$ , так что в [1] и на фиг. 3 настоящей статьи использованы оси ( $\lg I_0/I$ ,  $\lg t/A$ ). Чтобы кривые блеска, изображенные на фиг. 5, также можно было представить в виде, удобном для сопоставлений, необходимо перейти к осям ( $\lg I_{\text{макс}}/I$ ,  $\lg [(t - t_{\text{макс}})B]$ ). Решения системы (29) в таких осях даны на фиг. 6. При этом, естественно, выпадают из рассмотрения восходящие ветви теоретических кривых блеска.

Решения системы (29) для различных начальных электронных температур (полученные с  $\varphi_2^0$ ) даны на фиг. 6 сплошными линиями. Как видно из этого графика, кривые с пятью различными  $T_0$  подобны друг другу и отличаются главным образом сдвигом по оси абсцисс. (Сдвиг этот связан с тем обстоятельством, что параметр  $B$  для каждой кривой свой:  $B \propto C^{-1}(T_0) \propto T_0^{0,85}$ ). Штриховой линией на фиг. 6 дано «изотермическое» решение системы (29):

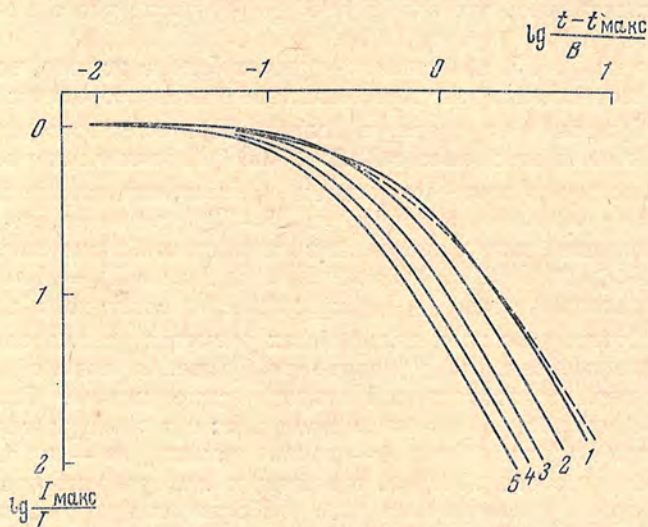
$$\frac{I_{\text{макс}}}{I} \equiv \frac{I_0}{I} = \left(1 + \frac{t}{B}\right)^2. \quad (31)$$

Как показано выше, после максимума блеска электронная температура газа, высвечивающегося без расширения, меняется довольно слабо, так что естественно, что полное решение системы (29) дает кривые блеска после максимума, весьма сходные с «изотермической» кривой блеска.

Как известно, в спектрах вспышек звезд типа UV Cet запрещенные линии не обнаруживаются; следовательно, потери на ударное возбуждение метастабильных уровней неводородных атомов и ионов не играют заметной роли в охлаждении газовых образований, возникающих при вспыш-



ках. Согласно расчетам Потташа [9], потери на ударное возбуждение разрешенных линий обильных элементов — гелия, кислорода, углерода, кремния, магния и неона — при  $T_0 \lesssim 20\,000^\circ\text{K}$  менее существенны, чем потери на водородных атомах, т. е. неводородные атомы и ионы могут ускорять охлаждение рассматриваемых газовых образований лишь в самый начальный период высвечивания, а после момента  $\beta \approx 0,02$ , когда  $T_e < 20\,000^\circ\text{K}$  (независимо от  $T_0$  — см. фиг. 4), роль неводородных примесей незначительна. В Дополнении II показано, что охлаждением на отрицательных ионах водорода также можно пренебречь. Поэтому выполненные расчеты высвечивания и охлаждения водородной плазмы действительно могут быть использованы при рассмотрении высвечивания и охлаждения газовых образований, возникающих при вспышках звезд типа UV Cet.



Фиг. 6. Нисходящие ветви теоретических кривых блеска высвечивающегося газа, вычисленных с учетом радиативных потерь

1 —  $10\,000^\circ\text{K}$ , 2 —  $20\,000^\circ\text{K}$ , 3 —  $30\,000^\circ\text{K}$ , 4 —  $40\,000^\circ\text{K}$ , 5 —  $50\,000^\circ\text{K}$

Поскольку решения системы (29) при  $T_0 \geq 20\,000^\circ\text{K}$  дают не только нисходящие, но и восходящие ветви теоретических кривых блеска, то восходящие ветви наблюдаемых кривых блеска могут состоять из двух участков: начального подъема, обусловленного возникновением горячего газа над поверхностью звезд, и дополнительного, предмаксимального подъема, обусловленного быстрым остыванием высвечивающегося газа. Как видно из фиг. 5, при достаточно высокой начальной температуре газового образования предмаксимальный подъем блеска может увеличить к моменту максимума яркость газа вдвое по сравнению с яркостью в начале высвечивания:  $I_{\text{макс}} \geq 2I_0$ . Имеющиеся наблюдения не позволяют провести анализ вспышки до максимума блеска: разделить восходящую ветвь наблюдаемой кривой блеска на два различных участка или хотя бы уверенно констатировать существование двух таких участков. Но поскольку весьма вероятно, что  $T_0 \geq 20\,000^\circ\text{K}$  (см. [1]), то следует сравнить характер теоретических и наблюдаемых кривых блеска вблизи максимума блеска, скажем, в пределах от  $I_{\text{макс}}$  до  $(1/3 \div 1/2) I_{\text{макс}}$  по обе стороны от максимума. Наблюдатели звезд типа UV Cet неоднократно отмечали быстрое возгорание и более медленное угасание вспышек этих звезд. Из решений (29) можно найти теоретические отношения скорости угасания и скорости возгора-



ния блеска высвечивающегося газа:

$$\eta = \frac{t_+(I') - t_{\text{макс}}}{t_{\text{макс}} - t_-(I')},$$

где  $t_{\text{макс}}$  — момент максимума блеска,  $t_-(I')$  — момент времени, когда  $I = I' (I_{\text{макс}} > I' \geq I_0)$  на восходящей ветви кривой блеска, и  $t_+(I')$  — момент времени на нисходящей кривой блеска, когда  $I = I'$ . Как показали вычисления, при  $I_{\text{макс}}/I' = 1,5$  и  $T_0 = 30\,000 \div 50\,000^\circ \text{K}$   $\eta_{\text{теор}} = 3,1 \div 3,4$ ; при  $I_{\text{макс}}/I' = 2$   $\eta_{\text{теор}} (50\,000^\circ \text{K}) = 4,8$ . Для десяти вспышек звезды EV Lac, записанных Чугайновым [10], при  $I_{\text{макс}}/I' = 1,5$   $\eta_{\text{набл}} = 1,8 \div 3,5$  ( $\bar{\eta} = 2,5$ ) и при  $I_{\text{макс}}/I' = 2$   $\eta_{\text{набл}} = 2,0 \div 6,0$  ( $\bar{\eta} = 3,1$ ). Поскольку в небулярной схеме вспышки используется предположение о мгновенном возникновении горячего газа над поверхностью звезды — предположение, которое приводит к некоторому завышению  $\eta_{\text{теор}}$ , то согласие величин  $\eta_{\text{набл}}$ , полученных из наблюдений вспышек EV Lac, и  $\eta_{\text{теор}}$  можно считать удовлетворительным.

### Теоретические кривые блеска с учетом адиабатического охлаждения и радиативных потерь

Рассмотрим теперь теоретические кривые блеска высвечивающегося газа в случае совместного действия адиабатического охлаждения и радиативных потерь. Из предыдущего следует, что такие кривые блеска описываются следующей системой уравнения:

$$\frac{I_0}{I} = \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{-0,75} \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^k e^{2\beta},$$

$$\beta = \frac{A}{B} \int_0^t \left( \frac{T_0}{T_e} \right)^{0,85} \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{-k} e^{-\beta} \frac{dt}{A}, \quad (32)$$

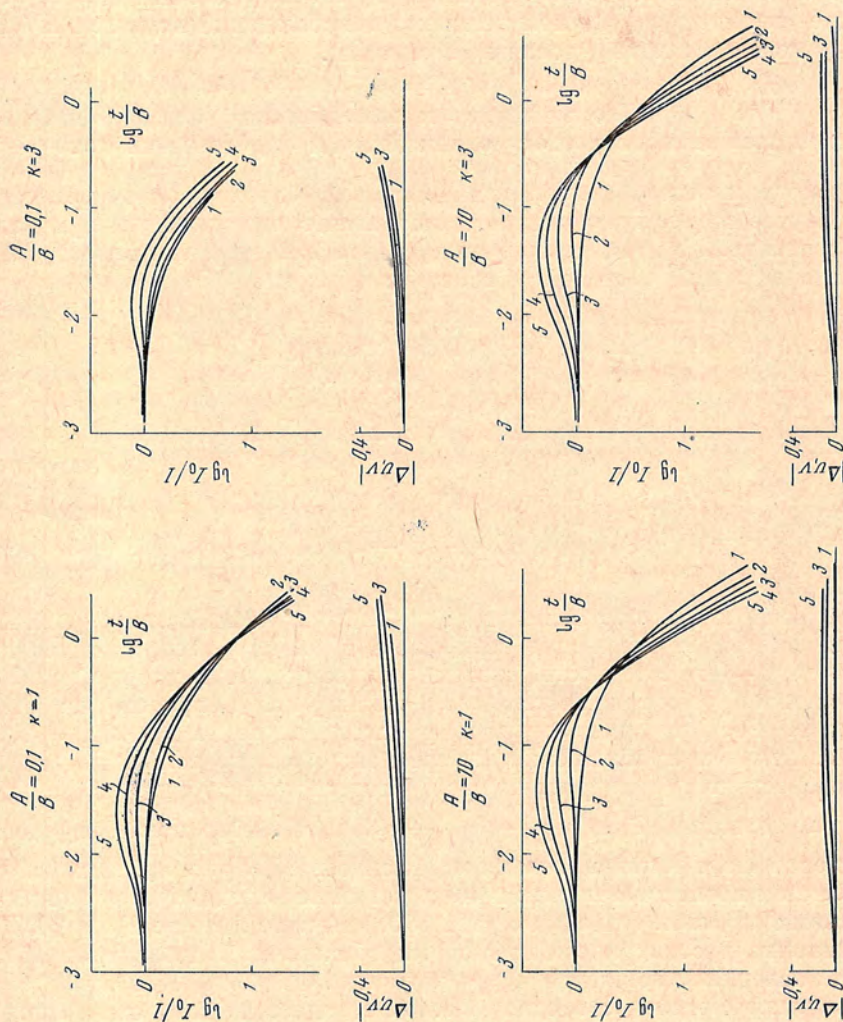
$$\frac{T_0}{T_e} = \left( 1 + \frac{t}{A} \right)^{\frac{2}{3}k} \exp \left\{ \int_0^\beta [\varphi_1(T_e) + (e^\beta - 1)\varphi_2(T_e) - \varphi_3(T_e)] \frac{d\beta}{e^\beta + 1} \right\}.$$

Присоединяя к (32) соотношения (4) и (22), получаем систему уравнений, которая описывает изменение всех физических параметров высвечивающегося газа — его плотность, степень ионизации, температуру, яркость.

Численные решения системы (32) также были получены на ЭЦВМ «Минск-1». Расчеты производились с шагом аргумента  $\Delta \lg t/A = 0,025$ , последовательные приближения внутри каждого шага велись до тех пор, пока разность температур двух последовательных приближений не удовлетворяла условию  $\left| T_{m+1} \left( \frac{t}{A} \right) - T_m \left( \frac{t}{A} \right) \right| \leq 10^\circ \text{K}$ . Как показали оценки, уменьшение шага интегрирования и использование более жестких условий на окончание последовательных приближений не изменяют полученных интегральных кривых. Решения системы (32) вычислялись до  $T_e \approx 2000^\circ \text{K}$ : высвечивание рассматриваемых газовых образований происходит вблизи М-звезд, поверхностная температура которых  $T_* \approx 3000^\circ \text{K}$ , и при  $T_e = T_*$  используемая модель свободно высвечивающегося газа становится не применимой к вспышкам звезд типа UV Cet.

Система (32) решена для следующих значений параметров:  $T_0 = 10\,000, 20\,000, 30\,000, 40\,000$  и  $50\,000^\circ \text{K}$ ,  $k = 1, 2$  и  $3$ ,  $A/B = 0,1; 0,3; 1; 3$  и  $10$ . На фиг. 7 представлены теоретические кривые блеска для всех  $T_0$  и для предельных значений других параметров:  $A/B = 0,1$  и  $10$  и  $k = 1$  и  $3$ . Из графиков следует, что вид теоретических кривых блеска сильно





Фиг. 7. Теоретические кривые блеска высвечивающихся газовых образований, вычисленные с учетом радиативных потерь и адиабатического охлаждения при различной геометрии расширения ( $k$ ), различных отношениях характерных времен расширения и рекомбинации ( $A/B$ ) при различных начальных температурах газа

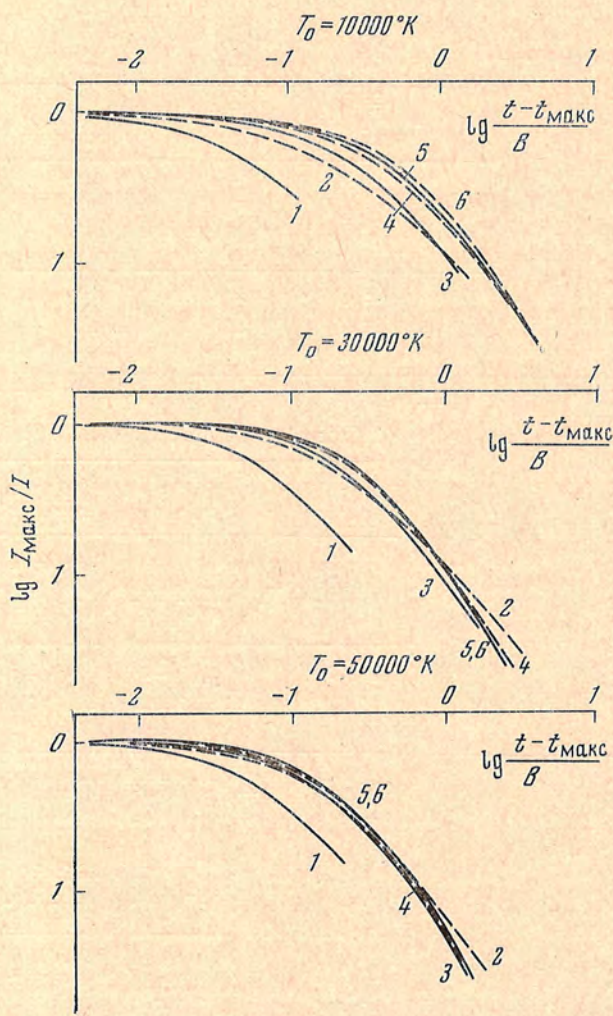
1 —  $T_0 = 10\,000^\circ\text{K}$ , 2 —  $T_0 = 20\,000^\circ\text{K}$ ;  
 3 —  $T_0 = 30\,000^\circ\text{K}$ ; 4 —  $T_0 = 40\,000^\circ\text{K}$ ;  
 5 —  $T_0 = 50\,000^\circ\text{K}$



Таблица 2

| A/B                        | k = 3                                          |                                           |                                           |                                           | k = 2                                          |                                           |                                           |                                           | k = 1                                          |                                           |                                           |                                           | k = 0                    |                            |         |       |
|----------------------------|------------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|------------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|------------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------|----------------------------|---------|-------|
|                            | $\lg \frac{t_{\max}}{B}$                       | $\lg \frac{I_{\max}}{I_0}$                | $\beta$                                   | $T_e$                                     | $\lg \frac{t_{\max}}{B}$                       | $\lg \frac{I_{\max}}{I_0}$                | $\beta$                                   | $T_e$                                     | $\lg \frac{t_{\max}}{B}$                       | $\lg \frac{I_{\max}}{I_0}$                | $\beta$                                   | $T_e$                                     | $\lg \frac{I_{\max}}{B}$ | $\lg \frac{I_{\max}}{I_0}$ | $\beta$ | $T_e$ |
| 0,1<br>0,3<br>1<br>3<br>10 |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 10\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 20\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
| 0,1<br>0,3<br>1            |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 30\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
| 3<br>10                    | -1,250<br>-1,175                               | 0,035<br>0,050                            | 0,062<br>0,076                            | 14200<br>13600                            | -1,350<br>-1,200<br>-1,175                     | 0,018<br>0,042<br>0,053                   | 0,047<br>0,070<br>0,076                   | 14900<br>13800<br>13600                   | -1,225<br>-1,175<br>-1,150                     | 0,035<br>0,050<br>0,055                   | 0,066<br>0,076<br>0,081                   | 14000<br>13600<br>13500                   | -1,150                   | 0,058                      | 0,082   | 13500 |
| 0,1                        |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 40\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
| 0,3<br>1<br>3<br>10        | -1,625<br>-1,400<br>-1,300<br>-1,250           | 0,057<br>0,134<br>0,168<br>0,182          | 0,027<br>0,053<br>0,072<br>0,084          | 17300<br>14800<br>13800<br>13400          | -1,525<br>-1,350<br>-1,275<br>-1,250           | 0,088<br>0,150<br>0,174<br>0,184          | 0,036<br>0,061<br>0,078<br>0,084          | 16100<br>14300<br>13600<br>13400          | -1,600<br>-1,400<br>-1,300<br>-1,275           | 0,062<br>0,131<br>0,168<br>0,181<br>0,186 | 0,029<br>0,052<br>0,072<br>0,078<br>0,085 | 17000<br>14800<br>13800<br>13600<br>13400 | -1,250                   | 0,188                      | 0,085   | 13400 |
| 0,1                        |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 50\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
| 0,3<br>1<br>3<br>10        | -1,925<br>-1,625<br>-1,450<br>-1,375<br>-1,350 | 0,039<br>0,159<br>0,235<br>0,265<br>0,276 | 0,013<br>0,033<br>0,058<br>0,075<br>0,082 | 21900<br>16600<br>14500<br>13700<br>13500 | -1,775<br>-1,550<br>-1,400<br>-1,350<br>-1,350 | 0,090<br>0,192<br>0,249<br>0,270<br>0,278 | 0,020<br>0,042<br>0,069<br>0,081<br>0,082 | 19000<br>15600<br>14000<br>13500<br>13500 | -1,600<br>-1,450<br>-1,375<br>-1,350<br>-1,350 | 0,164<br>0,232<br>0,265<br>0,276<br>0,280 | 0,035<br>0,058<br>0,075<br>0,082<br>0,082 | 16300<br>14500<br>13700<br>13500<br>13500 | -1,325                   | 0,281                      | 0,089   | 13300 |
| 0,1                        |                                                |                                           |                                           |                                           | $T_0 = 50\,000^\circ \text{K}$                 |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
|                            |                                                |                                           |                                           |                                           | $I_{\max} = I_0$                               |                                           |                                           |                                           |                                                |                                           |                                           |                                           |                          |                            |         |       |
| 0,3<br>1<br>3<br>10        | -1,875<br>-1,650<br>-1,500<br>-1,425<br>-1,425 | 0,118<br>0,243<br>0,314<br>0,340<br>0,350 | 0,017<br>0,037<br>0,062<br>0,081<br>0,082 | 20200<br>16100<br>14300<br>13500<br>13500 | -1,775<br>-1,575<br>-1,450<br>-1,425<br>-1,425 | 0,174<br>0,274<br>0,326<br>0,344<br>0,351 | 0,024<br>0,048<br>0,074<br>0,081<br>0,082 | 18200<br>15100<br>13800<br>13500<br>13500 | -1,625<br>-1,500<br>-1,425<br>-1,425<br>-1,400 | 0,249<br>0,312<br>0,341<br>0,349<br>0,352 | 0,040<br>0,062<br>0,081<br>0,082<br>0,088 | 15800<br>14200<br>13500<br>13500<br>13300 | -1,400                   | 0,354                      | 0,089   | 13300 |





Фиг. 8. Нисходящие ветви теоретических кривых блеска высвечивающегося газа, вычисленных с учетом радиативных потерь и адиабатического охлаждения

1 —  $k = 3$ ,  $A/B = 0,1$ ; 2 —  $k = 1$ ,  $A/B = 0,1$ ; 3 —  $k = 3$ ,  $A/B = 1$ ; 4 —  $k = 1$ ,  $A/B = 1$ ; 5 —  $k = 3$ ,  $A/B = 10$ ; 6 —  $k = 1$ ,  $A/B = 10$

зависит от  $T_0$  и в общем сильнее зависит от параметра  $A/B$ , чем от параметра  $k$ . При  $A/B = 0,1$  существенно адиабатическое охлаждение, и блеск высвечивающегося газа падает лишь в 10—20 раз к моменту, когда  $T_e$  достигает  $2000^\circ\text{K}$ ; при таком высвечивании цвет газа должен меняться монотонно (как на фиг. 3) и заметна зависимость теоретической кривой блеска от параметра  $k$ . При  $A/B = 10$  основную роль играют радиативные потери, блеск газа успевает упасть в сотни и тысячи раз, а температура его все еще остается достаточно высокой ( $6000$ — $8000^\circ\text{K}$ ); в этом случае цвет газа должен меняться в основном до максимума блеска (как на фиг. 5) и зависимость теоретической кривой блеска от параметра  $k$  пренебрежимо мала.

Как и большинство теоретических кривых блеска на фиг. 5, большая часть решений системы (32) имеет максимум блеска в момент  $t_{\text{макс}} > t_0$ . В табл. 2 собраны величины, характеризующие высвечивающийся газ в момент наибольшей яркости: его относительную яркость, степень иони-



зации и температуру. Из рассмотрения табл. 2 следует, что чем выше начальная температура  $T_0$ , тем, как правило, раньше достигается максимум блеска, тем больше относительное поярчение  $I_{\text{макс}}/I_0$ , тем ниже температура газа в момент максимума блеска и тем ниже его степень ионизации в этот момент. Далее, чем меньше  $A/B$  и чем больше  $k$ , т. е. чем существеннее эффекты адиабатического расширения, тем раньше наступает момент максимума блеска, тем меньше относительное поярчение  $I_{\text{макс}}/I_0$ , тем выше электронная температура газа в момент максимума блеска и тем выше степень ионизации газа в этот момент. Как и общий вид теоретических кривых блеска, параметры высвечивающегося газа в момент максимума блеска сильнее зависят от величины  $A/B$ , чем от геометрии расширения, но при  $A/B \geq 1$  зависимость этих параметров и от  $A/B$ , и от  $k$  слаба. В последних столбцах табл. 2 приведены физические параметры высвечивающегося газа в момент максимума блеска, полученные из решения системы (29).

На фиг. 8 даны нисходящие ветви теоретических кривых блеска высвечивающегося газа, полученные из решений системы (32) при  $T_0 = 10\,000$ ,  $30\,000$  и  $50\,000^\circ \text{K}$ ,  $A/B = 0,1$ ;  $1$  и  $10$  и  $k = 1$  и  $3$ . Из этих графиков следует, что с ростом  $T_0$  нисходящие ветви теоретических кривых блеска становятся более крутыми, с уменьшением  $k$  — более пологими, но при  $A/B \geq 1$  зависимость кривых от  $k$  очень слаба; с увеличением параметра  $A/B$  кривые становятся более выпуклыми.

Сравнение кривых фиг. 8 со штриховыми кривыми на фиг. 3 показывает, что нисходящие ветви теоретических кривых блеска, полученные с учетом эффектов охлаждения высвечивающегося газа, образуют не менее обширное семейство кривых, чем «изотермические» кривые блеска. Следовательно, основной вывод предварительного анализа наблюдаемых кривых блеска звезд типа UV Cet о том, что большинство этих кривых можно представить моделью высвечивающегося газа [1], полностью сохраняет свою силу и после уточнения теоретических кривых блеска за эффекты охлаждения. Вместе с тем фиг. 8 показывает, что только по наблюдаемой кривой блеска трудно однозначно определить все три параметра —  $T_0$ ,  $A/B$  и  $k$  — высвечивающегося газа, так что оценки физических условий во вспышках, полученные в [1], можно рассматривать лишь как грубое приближение к действительности.

## ДОПОЛНЕНИЯ

### 1. Влияние ударной ионизации водорода на степень ионизации высвечивающегося газа

При высокой электронной температуре ионизация водорода электронным ударом может частично компенсировать убыль свободных электронов и протонов вследствие рекомбинаций. Поэтому, строго говоря, в правую часть уравнения (2) следует добавить член  $q(T_e)n_{\text{H}}n_e$ , где  $q(T_e)$  — коэффициент ударной ионизации водорода. Наибольший эффект ударная ионизация водорода имеет место в газе, высвечивающемся без расширения, так что указанный эффект можно оценить, сравнивая решения двух систем уравнений:

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{dn_{\text{H}}}{dt} = -C(T_e)n_e^2$$

и

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{dn_{\text{H}}}{dt} = -C(T_e)n_e^2 + q(T_e)n_{\text{H}}n_e, \quad (34)$$

или

$$\frac{dn_e}{n_e} = -\frac{dn_{\text{H}}}{n_e} = -d\beta \quad (35)$$



и

$$\frac{dn_e}{n_e} = -\frac{dn_H}{n_e} = -\left(1 - \frac{q(T_e)n_H}{C(T_e)n_e}\right) d\beta. \quad (36)$$

Получить точное решение системы (36) с учетом соответствующим образом видоизмененного уравнения (27) довольно сложно, но легко оценить, когда решения систем (35) и (36) мало отличаются. Очевидно, системы (35) и (36) практически совпадают при условии

$$\frac{q(T_e)n_H}{C(T_e)n_e} \ll 1. \quad (37)$$

Коэффициенты  $q(T_e)$  вычислены по данным [6] и величины  $q(T_e)/C(T_e)$  приведены в восьмом столбце табл. 1. Поскольку в системе (35) не учитывается ударная ионизация, то решение этой системы

$$\frac{n_H}{n_e} = e^\beta - 1$$

дает завышенное отношение  $n_H/n_e$ . Следовательно, если выполняется условие

$$\frac{q}{C} (e^\beta - 1) \ll 1, \quad (38)$$

где величина  $\beta(T_e)$  взята из решения системы (29), то условие (37) для отношения  $n_H/n_e$ , взятого из решения системы (36), будет выполнено тем более.

Расчеты показывают, что для высоких начальных температур условие (38) выполняется с момента  $\beta \approx 0,02$ , а для  $T_0 \leq 20\,000^\circ \text{K}$  оно выполняется для всех значений  $\beta$ . Следовательно, ударная ионизация высвечивающегося газа может быть существенна лишь в тот же начальный период, когда устанавливается единая кинетическая температура всех частиц газа. Как правило, максимум блеска газа достигается позднее (см. табл. 2), так что ударная ионизация не может оказать заметного влияния ни на физические параметры газа в момент максимума блеска, ни тем более на вид нисходящих ветвей кривых блеска.

## II. Оценка эффективности отрицательных ионов водорода в охлаждении высвечивающегося газа

Как известно, процесс образования отрицательных ионов водорода



и последующая ионизация таких ионов электронным ударом



могут приводить к охлаждению диффузного вещества [11]. Оценим эффективность этого механизма по сравнению с другими «стоками» энергии в высвечивающемся водороде.

За одну секунду электрон теряет на свободно-свободное излучение  $\frac{3}{2}kT_e\phi_1(T_e)C(T_e)n_p$  эрг, где  $\phi_1(T_e)$  — введенная выше функция и  $C(T_e)$  — коэффициент рекомбинации протона и электрона. Электрон, захватываемый нейтральным атомом водорода, излучает всю свою кинетическую энергию; сечение такого захвата весьма слабо зависит от энергии электрона, так что будем считать, что процесс  $(\alpha)$  приводит к потере одного свободного электрона со средней энергией  $\frac{3}{2}kT_e$ . Ионизирующий электрон в процес-



се ( $\beta$ ) затрачивает 0,77 эв [12] на ударную ионизацию отрицательного иона. Таким образом, электроны, участвующие в процессах ( $\alpha$ ) и ( $\beta$ ), теряют за один цикл энергию, равную в среднем  $1/2 (3/2 kT_e + 0,77 \text{ эв})$ . За 1 сек. свободный электрон совершает  $C_{ei}(T_e)n_i$  ударных ионизаций отрицательных ионов водорода, где  $C_{ei}(T_e)$  — коэффициент процесса ( $\beta$ ). Следовательно, относительная эффективность охлаждения электронного газа на отрицательных ионах водорода и в результате свободно-свободных переходов определяется следующим образом:

$$\frac{\text{потери на } H^-}{\text{потери на } ff\text{-излучение}} = \Phi_4(T_e) \frac{C_{ei}n_i}{Cn_p}, \quad (39)$$

где

$$\Phi_4(T_e) = \frac{\frac{1}{2} \left( \frac{3}{2} kT_e + 0,77 \text{ эв} \right)}{\frac{3}{2} kT_e \Phi_1(T_e)}.$$

Таблица 3

| $T_e$  | $10^{13}C$ | $\Phi_4$ | $C_{ei}$              | $C_{eH}$              | $P$              | $Q$                 |
|--------|------------|----------|-----------------------|-----------------------|------------------|---------------------|
| 2 000  | 9,04       | 9,5      | $2,53 \cdot 10^{-11}$ | $1,37 \cdot 10^{-15}$ | $2,8 \cdot 10^1$ | $1,5 \cdot 10^{-3}$ |
| 4 000  | 5,36       | 4,6      | $2,46 \cdot 10^{-9}$  | $2,15 \cdot 10^{-15}$ | $4,6 \cdot 10^3$ | $4,0 \cdot 10^{-3}$ |
| 6 000  | 3,90       | 3,2      | $1,95 \cdot 10^{-8}$  | $2,62 \cdot 10^{-15}$ | $5,0 \cdot 10^4$ | $6,7 \cdot 10^{-3}$ |
| 8 000  | 3,10       | 2,5      | $6,69 \cdot 10^{-8}$  | $2,94 \cdot 10^{-15}$ | $2,2 \cdot 10^5$ | $9,5 \cdot 10^{-3}$ |
| 10 000 | 2,58       | 2,1      | $1,52 \cdot 10^{-7}$  | $3,16 \cdot 10^{-15}$ | $5,9 \cdot 10^5$ | $1,2 \cdot 10^{-2}$ |
| 12 000 | 2,21       | 1,8      | $2,72 \cdot 10^{-7}$  | $3,32 \cdot 10^{-15}$ | $1,2 \cdot 10^6$ | $1,5 \cdot 10^{-2}$ |

Поскольку рассматриваемая задача существенно нестационарна, то величина  $n_i/n_p$  в (39) не может определяться формулой Саха, как в стационарных звездных атмосферах, и для оценки  $n_i/n_p$  необходимо решить систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_p}{dt} &= -Cn_p n_e, \\ \frac{dn_H}{dt} &= Cn_p n_e + C_{ei}n_i n_e - C_{eH}n_H n_e, \\ \frac{dn_i}{dt} &= C_{eH}n_H n_e - C_{ei}n_i n_e. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

В табл. 3 приведены коэффициенты прилипания  $C_{eH}(T_e)$ , вычисленные по сечениям фотоионизации  $H^-$  [13], и коэффициенты ударной ионизации отрицательных ионов водорода  $C_{ei}(T_e)$ , вычисленные по сечениям ударной ионизации этих ионов [14]. Воспользовавшись безразмерным временем  $\beta$ , систему (40) можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn_i}{dn_p} &= P \frac{n_i}{n_p} - Q \frac{n_H}{n_p}, \\ n_p &= n_0 e^{-\beta}, \\ n_p + n_H + n_i &= n_0, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

где  $P \equiv C_{ei}/C$  и  $Q \equiv C_{eH}/C$  (см. табл. 3). Решение системы (41) при неко-



торой фиксированной электронной температуре имеет вид

$$\frac{n_i}{n_0} = Q \left[ \frac{1}{P+Q} + \frac{e^{-(P+Q)\beta}}{(P+Q)(P+Q-1)} - \frac{e^{-\beta}}{P+Q-1} \right]. \quad (42)$$

Следовательно,

$$\frac{\text{потери на } H^-}{\text{потери на } ff\text{-излучение}} = \Phi_4 Q \left[ \frac{e^\beta}{1+Q/P} + \frac{e^{(1-P-Q)\beta}}{(1+Q/P)(P+Q-1)} - \frac{1}{1+\frac{Q-1}{P}} \right] \approx \Phi_4 Q (e^\beta - 1). \quad (43)$$

Последнее приближенное равенство выполняется с высокой степенью точности, так как  $P \gg 1 \gg Q$ . Из табл. 3 следует, что при  $T_e = 2000^\circ \text{K} \div 12\,000^\circ \text{K}$   $\Phi_4 Q = 0,014 \div 0,027$ , т. е. лишь при  $\beta = 3,6 \div 4,2$  охлаждение на отрицательных ионах водорода столь же эффективно, как и на  $ff$ -переходах. Поскольку к этому моменту блеск высвечивающегося газа падает на несколько величин, то при расчетах теоретических кривых блеска охлаждением на  $H^-$  можно пренебречь. Это тем более справедливо, если учесть, что охлаждение на свободно-свободных переходах, как показано выше, не является существенным во всем рассматриваемом диапазоне электронных температур.

### III. Фотометрические параметры оптически тонких газовых образований

Для анализа фотометрических и колориметрических наблюдений эруптивных звезд в [15] были даны некоторые фотометрические и цветовые параметры оптически тонкого ионизированного газа при различных электронных температурах и плотностях. Выполненные недавно расчеты [4] позволяют получить эти параметры для более широкого диапазона электронных температур, а также сделать небольшие уточнения в данных [15]. В табл. 4 приведены дополненные и уточненные таким образом «газовые параметры». Схема вычисления этих величин описана в [15], а содержание табл. 4 аналогично содержанию табл. 2 в [15]:  $U-B$  и  $B-V$  — цвета газовых образований в системе  $UBV$ ;  $W_{H\delta}^{\text{газ}}$  — эквивалентная ширина линии  $H\delta$ , измеренная в единицах водородного эмиссионного континуума;  $\kappa$  — интенсивность излучения газового образования в спектраль-

Таблица 4

| $T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ | $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ |       |       |       |       |       |
|------------------------------------|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
|                                    | 2,5                          | 5     | 10    | 20    | 40    | 80    |
| $U-B$                              | -1,20                        | -1,11 | -0,94 | -0,78 | -0,72 | -0,75 |
| $B-V$                              | -0,73                        | -0,54 | -0,37 | -0,26 | -0,15 | -0,05 |
| $W_{H\delta}^{\text{газ}}$         | $1,3 \cdot 10^6$             | 5300  | 1000  | 350   | 160   | 75    |
| $\kappa$                           | 6,6                          | 6,9   | 7,8   | 9,6   | 13    | 19    |
| $\mu_U$                            | 0,20                         | 0,21  | 0,22  | 0,21  | 0,16  | 0,11  |
| $\mu_B$                            | 0,995                        | 0,95  | 0,84  | 0,69  | 0,51  | 0,34  |
| $\mu_V$                            | 0,90                         | 0,72  | 0,55  | 0,41  | 0,28  | 0,17  |
| $(U-B)_{\text{cont}}$              | -6,21                        | -3,96 | -2,55 | -1,72 | -1,27 | -1,05 |
| $(B-V)_{\text{cont}}$              | +2,49                        | +1,46 | +0,81 | +0,46 | +0,29 | +0,20 |
| $(U-B)_{\text{лин}}$               |                              |       | +0,42 |       |       |       |
| $(B-V)_{\text{лин}}$               |                              |       | -0,84 |       |       |       |



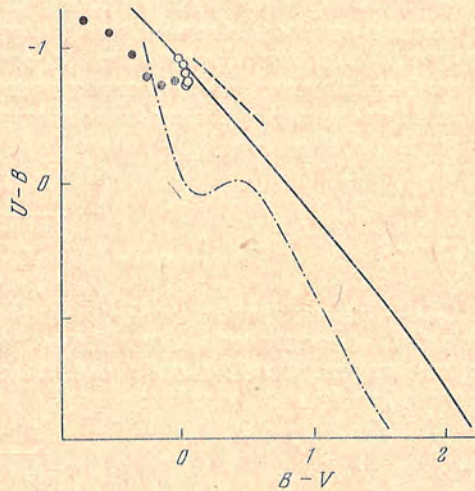
Таблица 4 (окончание)

| $n_e \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$    |       |       |       |       |       |       |
|------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $T_e, 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ | 2,5   | 5     | 10    | 20    | 40    | 80    |
| $U - B$                            | -0,90 | -0,87 | -0,80 | -0,74 | -0,73 | -0,75 |
| $B - V$                            | -0,02 | +0,01 | +0,03 | +0,04 | +0,04 | +0,05 |
| $W_{\text{H}\delta}^{\text{газ}}$  | 750   | 560   | 340   | 190   | 110   | 60    |
| $\kappa$                           | 17    | 17    | 19    | 21    | 25    | 32    |
| $\mu_U$                            | 0,49  | 0,49  | 0,49  | 0,47  | 0,40  | 0,30  |
| $\mu_B$                            | 0,93  | 0,90  | 0,85  | 0,76  | 0,64  | 0,50  |
| $\mu_V$                            | 0,92  | 0,87  | 0,80  | 0,71  | 0,60  | 0,46  |
| $(U - B)_{\text{cont}}$            | -2,90 | -2,53 | -1,99 | -1,53 | -1,24 | -1,08 |
| $(B - V)_{\text{cont}}$            | +0,07 | +0,34 | +0,33 | +0,23 | +0,16 | +0,13 |
| $(U - B)_{\text{лин}}$             |       |       | -0,26 |       |       |       |
| $(B - V)_{\text{лин}}$             |       |       | -0,03 |       |       |       |

ной области  $B$  в единицах интенсивности излучения того же образования в линии  $\text{H}\delta$ ;  $\mu_{U,B,V}$  — доля излучения эмиссионных линий в общей интенсивности излучения в соответствующих участках спектра;  $(U - B)_{\text{cont}}$  и  $(B - V)_{\text{cont}}$  — цвета небулярного континуума.

Фиг. 9. Двухцветная диаграмма источников излучения различного спектрального состава

Сплошная линия — абсолютно черное тело; штрих-пунктирная — звезды главной последовательности; штриховая — источники синхротронного излучения; темные кружки — оптически тонкие газовые образования высокой плотности ( $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$ ), светлые кружки — разреженные газовые образования ( $n_e \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$ )



В последних строках табл. 4 даны цвета линейчатого спектра газового образования. Эти величины вычислены по наблюдаемым относительным интенсивностям эмиссионных линий в туманности Ориона [3], причем в случае  $n_e \leq 10^6 \text{ см}^{-3}$  учтены все линии списка [3], а для  $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$  — лишь рекомбинационные линии. Выше, при рассмотрении функции  $S(T_e)$  высвечивающегося газа, отмечалось, что при сравнительно высокой электронной плотности, когда линейчатый спектр содержит лишь рекомбинационные линии, величины  $\sum_j \psi_{\lambda_j}^{U,B,V} \epsilon_j / \epsilon_{\text{H}\delta}$  очень слабо зависят от электронной температуры. Поэтому цвета  $(U - B)_{\text{лин}}$  и  $(B - V)_{\text{лин}}$  при  $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$  в рассматриваемом диапазоне электронных температур с точностью до нескольких сотых звездной величины постоянны. При малых



электронных плотностях в линейчатый эмиссионный спектр существенный вклад вносят запрещенные линии, интенсивность которых весьма чувствительна к электронной температуре; поэтому при  $n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$  величины  $(U - B)_{\text{лин}}$  и  $(B - V)_{\text{лин}}$  могут иметь заметный температурный ход.

С учетом данных табл. 4 на фиг. 9 приведена уточненная двцветная диаграмма источников излучения различного спектрального состава.

#### IV. Оценка общего количества газа, высвечивающегося при вспышке

В статье [1] сделана грубая оценка общего количества газа, высвечивающегося при вспышках эруптивных звезд в условиях, когда степень ионизации вещества, первоначально довольно высокая, не поддерживается в дальнейшем внешними источниками ионизации. На основании следующих соображений можно дать более точную оценку массы газа во вспышке, угасающей вследствие необратимых рекомбинаций.

По-прежнему, будем считать, что газ, светящийся во вспышках, является оптически тонким во всех частотах, охватываемых фотометрической системой  $UBV$ , и что к нему применим случай В Мензела — Бэкера. В этих условиях заселение шестого уровня водородных атомов происходит только сверху, и вероятность излучения  $H_\delta$ -кванта при рекомбинации протона и электрона равна произведению вероятностей  $P_6$  и  $P_{62}$ :

$$P_{H_\delta} = P_6 P_{62}, \quad (44)$$

где  $P_6$  — вероятность попадания электрона на шестой уровень в результате прямой рекомбинации на этот уровень либо в результате каскадного перехода с одного из вышележащих уровней, а  $P_{62}$  — вероятность ухода электрона с шестого уровня непосредственно на второй. Вероятность  $P_6$  может быть подсчитана как отношение обобщенного коэффициента рекомбинации на шестой уровень к полному коэффициенту рекомбинации

$$P_6 = \frac{\sum_{n=6}^{\infty} C_n C_{n6}}{\sum_{n=2}^{\infty} C_n}, \quad (45)$$

где  $C_{n6}$  — элемент каскадной матрицы Ситона [2]. Вероятность  $P_{62}$  равна отношению вероятности спонтанного перехода с шестого уровня на второй к сумме вероятностей спонтанных переходов с шестого на все нижележащие возбужденные уровни:

$$P_{62} = \frac{A_{62}}{\sum_{n=2}^5 A_{6n}}. \quad (46)$$

Используя (44) — (46) и выполняя с помощью [2] несложные преобразования, получаем для  $P_{H_\delta}$  следующее выражение:

$$P_{H_\delta} = \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{\frac{\chi_e}{kT_e}} b_6 \frac{\sum_l (2l+1) A_{6l2l'}}{\sum_{n=2}^{\infty} C_n}. \quad (47)$$

Величины  $b_6 e^{\frac{\chi_e}{kT_e}}$  и  $\sum_{n=2}^{\infty} C_n$  как функции электронной температуры можно подсчитать с помощью формул и таблиц Ситона [2], величины  $A_{6l2l'}$  приведены в [16]. В результате получаем следующие значения вероятности  $P_{H_\delta}$ :



|                         |       |       |        |        |        |           |
|-------------------------|-------|-------|--------|--------|--------|-----------|
| $T_e$ . . . . .         | 2500  | 5000  | 10 000 | 20 000 | 40 000 | 80 000 °K |
| $P_{H\delta}$ . . . . . | 0,035 | 0,032 | 0,029  | 0,026  | 0,023  | 0,020     |

Иными словами, при рекомбинациях 30—50 электронов излучается один  $H\delta$ -квант. Общее количество квантов, излучаемых газом в спектральной области  $B$ , в  $\kappa$  раз больше числа излучаемых  $H\delta$ -квантов. Следовательно, общее количество электронов (и протонов) в высвечивающемся оптически тонком газовом образовании в  $1/\kappa P_{H\delta}$  раз больше числа фотонов, излучаемых газом в спектральной области  $B$  за все время вспышки. Величина  $1/\kappa P_{H\delta}$  довольно слабо зависит от электронной температуры, и при  $n_e > 10^6 \text{ см}^{-3}$   $1/\kappa P_{H\delta} \approx 4$ , а при  $n_e \ll 10^6 \text{ см}^{-3}$   $1/\kappa P_{H\delta} \approx 2$ . Таким образом, все оценки массы газа во вспышках, полученные в [1], следует увеличить в 4 раза.

Выражаю глубокую благодарность А. А. Боярчуку и В. И. Пронику за обсуждение работы, Н. В. Годовникову за проведенные расчеты на ЭЦВМ «Минск-1» и Э. А. Витриченко за помощь в вычислениях и изготовлении иллюстраций.

Август 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 133.
2. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1959, 119, 81, 90.
3. L. H. Aller, W. Liller. Astrophys. J., 1959, 130, 45.
4. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. В. Годовников. Изв. Крымской obs., 1967, 38 (в печати).
5. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. Физматгиз, 1963.
6. W. L. Fite, R. F. Stebbins, R. T. Brackmann. Phys. Rev., 1958, 112, 1141; 1959, 116, 356.
7. D. G. Hummer. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1963, 125, 461.
8. В. И. Проник. Дисс., 1962.
9. S. R. Pottasch. Bull. Astron. Netherland, 1965, 18, N 1, 7.
10. П. Ф. Чугайнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1962, 28, 150.
11. С. Б. Пикельнер. Вопросы космогонии, 1963, 9, 60.
12. J. D. Weisner, B. H. Armstrong. Proc. Phys. Soc., 1964, 83, p. I, N 531, 31.
13. T. L. John. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1960, 121, 41.
14. S. Geltman. Proc. Phys. Soc., 1960, 75, p. I, N 481, 67.
15. Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 33, 208.
16. E. R. Capriotti. Astrophys. J., 1964, 139, 225.



## ОБ ЭВОЛЮЦИИ КЛАССИЧЕСКИХ ЦЕФЕИД

Ю. Н. Ефремов, Н. М. Копылов

Заново переработаны данные  $U$ ,  $B$ ,  $V$  фотометрии 11 рассеянных скоплений и ассоциаций, содержащих в общей сложности 19 цефеид. Для этих цефеид получены  $M_V$ ,  $(B - V)_0$  и  $M_{\text{бол}}$ .  $M_V$  цефеид (фиг. 1) в среднем на  $0^m,5$  слабее, чем в [24]; это полностью объясняется принятием при определении модулей расстояния скоплений начальной главной последовательности из [9] (табл. 1). По ярчайшим звездам главной последовательности скоплений и по совокупности теоретических эволюционных треков с помощью фиг. 2—4 определены возрасты скоплений  $t_{\text{cl}}$ ,  $t_1$  и  $\tau_1$  (табл. 3). Принимая гипотезу о горизонтальной эволюции звезд после ухода с главной последовательности и проверив ее с помощью фиг. 3 и 4, мы получили времена  $t_0$  жизни теперешних цефеид в пределах главной последовательности в качестве звезд В. По этим данным определены возрасты цефеид с момента их ухода с главной последовательности,  $T_0 = t_1 - t_0$  (табл. 3). Верхний предел времен  $T_0$  хорошо согласуется с данными [45] (фиг. 5). Дисперсия зависимости период цефеиды — возраст скопления (фиг. 6) и данные о цефеидах в NGC 1866 позволяют оценить максимальную длительность стадии цефеид  $T_C$  (для  $P$  от 3 до 10 дней) в пределах примерно между  $3 \cdot 10^7$  и  $1 \cdot 10^7$  лет. Оценки этого времени, полученные с помощью данных из [45], также близки к приведенным выше. Время  $T_C$  следует отождествить с промежутком между первым заходом звезды в полосу неустойчивости и последним уходом из нее (фиг. 7), и лишь малую долю этого времени (а именно время  $t_C$ , составляющее примерно  $1 \div 5 \cdot 10^6$  лет) звезда проводит в полосе неустойчивости. Сравнение относительных численностей В-звезд и цефеид и времен  $t_0$  дает нам именно время  $t_C$ , а не  $T_C$ . Поэтому следует отказаться от предположения [5], что лишь небольшая часть звезд В соответствующих масс может стать цефеидами. Характер эволюционных треков в [44, 45] позволяет также вполне удовлетворительно объяснить результаты Арпа для NGC 1866 и уменьшение числа цефеид с уменьшением периода после  $P < 5$  дней. Наши результаты позволяют сделать вывод, что цефеиды являются неоднократно повторяющейся стадией развития массивных звезд (фиг. 7). В ней они проводят всего лишь 10—20% общей продолжительности своей жизни в стадии поздних сверхгигантов.

ON THE EVOLUTION OF CLASSICAL CEPHEIDS, by Y. N. Efremov and I. M. Kopylov. — *UBV* photometry of 11 open clusters and associations, which have 19 Cepheids altogether, are re-reduced. The values of  $M_V$ ,  $(B - V)_0$  and  $M_{\text{bol}}$  of the Cepheids are determined. The  $M_V$  found for the Cepheids are fainter, on the average, by  $0^m.5$  than in [24]. This is wholly explained by the adoption of the initial MS given in [9] (table 1) for estimations of the moduli of the clusters. The ages of the clusters  $t_{\text{cl}}$ ,  $t_1$  and  $\tau_1$  (table 3) are found using the brightest members of the MS of the clusters and also theoretical evolutionary tracks (figs. 2, 3, 4). Adopting the hypothesis that the stars evolve horizontally after leaving the MS, and checking it by means of figs. 3 and 4, the life — time  $t_0$  of present day Cepheids on the MS as B stars is computed. The time interval  $T_0 = t_1 - t_0$  (table 3), which has elapsed since the Cepheid left the MS, is determined from these data. The upper



limit of  $T_0$  is in good agreement with the data of [45] (fig. 5). The dispersion of the period of the Cepheid — age of cluster dependence (fig. 6) and data on Cepheids in NGC 1866 permit the estimation of the maximal duration of the Cepheid state  $T_C$  (for  $P$  from 3 to 40 days) as included within the limits of about 3 and  $1 \cdot 10^7$  years. The time estimates obtained from data in [45] are close to the above values. The time  $T_C$  should be identified by the interval between the first entrance into and final exit of the star from the band of instability (fig. 7). The star spends only a small fraction of this time (i. e. the time  $t_C \approx 1 \div 5 \cdot 10^6$  years) in the band of instability. A comparison of the relative number of B stars and Cepheids and the times  $t_0$  determines the time  $t_C$  and not  $T_C$ . Therefore the supposition [5] that only a small fraction of B stars with corresponding masses can evolve to Cepheids should be rejected. The character of the evolutionary tracks [44, 45] also provides for a wholly satisfactory explanation of the results obtained by Arp for NGC 1866 and the decrease in the number of Cepheids with decreasing period for  $P < 5$  days. Our results permit the conclusion that Cepheids are a repeating stage of development of massive stars (fig. 7). In this stage they spend only 10—20% of their whole life-time as late supergiants.

1. Обнаружение цефеид в рассеянных скоплениях не только дало наилучший способ определения нуля-пункта зависимости период — светимость, но и впервые дало возможность с уверенностью говорить о месте, занимаемом цефеидами в звездной эволюции. Диаграммы скоплений, содержащих цефеиды, позволили предположить, что цефеиды являются стадией развития массивных звезд на их пути от В-звезд к красным сверхгигантам [1]. Присутствие цефеид в скоплениях дало основание сделать определенные выводы не только о генезисе цефеид, но также о наклоне эволюционных треков на диаграмме Герцшпрунга — Рассела [2, 3] и о длительности стадии цефеиды [4, 5]. Последний вопрос представляет особый интерес, так как без его решения невозможно сказать, все ли В-звезды превращаются в цефеиды [5]. Весьма важно то обстоятельство, что цефеиды рассеянных скоплений позволяют решать все эти вопросы полуэмпирическим путем, опираясь не на отдельные конкретные звездные модели, а на всю совокупность современных представлений о звездной эволюции.

В то же время есть все основания думать, что закономерности, получаемые по цефеидам, входящим в скопления, можно распространить на все цефеиды вообще. Это следует уже из признания группового происхождения звезд. Цефеиды, будучи молодыми звездами, должны еще сохранять пространственную и кинематическую связь со звездными группировками, в которых они образовались, и для цефеид с периодом больше 10 дней, наиболее молодых, признаки такой связи были найдены [6]. Цефеиды большого возраста могли отойти достаточно далеко от места своего рождения — они, как известно, встречаются уже и вне спиральных ветвей. Можно думать также, что некоторые цефеиды родились в очень бедных или разреженных скоплениях, которые либо уже распались, либо просто не выявляются на богатом звездном фоне Млечного Пути. Функция светимости таких скоплений известна плохо, и число их может быть достаточно велико. Следует помнить также и о существовании у скоплений обширных корон [7].

Разумеется, это не отрицает возможности существования некоторых различий между морфологическими характеристиками и закономерностями эволюции цефеид в разных частях Галактики, вызванными, например, различиями химического состава. Мы утверждаем лишь, что трудно ожидать существования систематических различий между цефеидами в поле и в скоплениях.

В настоящее время обнаружение новых цефеид — возможных членов звездных группировок [8], новое положение линии нулевого возраста [9], новая система нормальных показателей цвета для ранних звезд [10],



выявление необходимости учета зависимости избытка цвета от спектрального класса [11] и появление сводного каталога всех фотоэлектрических наблюдений цефеид, приведенных в систему *UBV* [12] — позволяет пересмотреть данные о скоплениях, содержащих цефеиды, и об этих цефеидах, уточнить выводы, полученные ранее в [4] и [5], и сделать некоторые новые заключения о закономерностях эволюции цефеид.

2. Материалом для этой работы послужили прежде всего данные о пяти «канонических» цефеидах в ядрах скоплений: EV Sct, CF Cas, U Sgr, DL Cas и S Nor; недавно появившиеся предварительные результаты фотографической *B*, *V* фотометрии CE Cas a и CE Cas b в NGC 7790 [13]; сведения о скоплении Tr 18 [14], подтверждающие на первый взгляд возможность принадлежности к этому скоплению цефеиды GH Cas. Единственным априорным аргументом против возможности физической связи этой цефеиды и скопления ставилось то соображение, что в данной области много и цефеид и скоплений и это увеличивает вероятность случайных совпадений; само по себе это соображение не представляется нам убедительным (см. [15]).

Вторую группу составили цефеиды — возможные члены корон скоплений (см. [8]): SZ Tau, GU Nor, CG Cas, Y Sgr и TY Sct; V496 Cen, как наиболее сомнительный случай, была откинута. Рассматривались также цефеиды, которые могут входить в группу сверхгигантов, окружающих  $\delta$  и  $\gamma$  Персея (ассоциация I Per): UY Per, VY Per, VX Per и SZ Cas [15, 16]. Положение этих звезд на диаграмме цвет — абсолютная величина для скопления можно согласовать с современными представлениями о происхождении цефеид, если считать, что они связаны с более ранними поколениями звезд скопления; подробности см. в п. 8. Лучевые скорости VY Per и SZ Cas практически совпадают с лучевой скоростью скопления, скорости VX Per и UY Per отличаются от нее на 10 и 18 км/сек соответственно, однако находятся еще в пределах, в которых заключены скорости окружающих скопление сверхгигантов.

Были использованы также данные о RS Pup, вероятном члене ассоциации III Pup [17], а также о T Mon, находящейся в  $3^\circ$  от центра NGC 2244 и могущей быть членом ассоциации I Mon, ядром которой является это скопление. Данные о NGC 2244 взяты из [18]. Лучевая скорость цефеиды составляет +32,5 км/сек, скопления — +35 км/сек.

О реальности физической связи цефеид с коронами скопления в большинстве случаев можно говорить с достаточной уверенностью. Особенно убедителен случай SZ Tau, имеющей  $b = -19^\circ$ , близкой к NGC 1647 и находящейся в области антицентра, где мало и цефеид и скоплений.

Кривые блеска и показателя цвета всех этих цефеид строились по данным [12], которые представляют собой полную сводку всех фотоэлектрических наблюдений цефеид, приведенных в одну систему, наилучшим образом увязанную со стандартными звездами системы *UBV*. В качестве характеристики среднего блеска цефеиды бралась величина  $\bar{V}$ , представляющая собой среднюю ординату кривой блеска, выраженной в звездных величинах, а не в интенсивностях, как это делают в последнее время. Однако разница между этими двумя значениями среднего блеска составляет в худших случаях (при больших амплитудах) немногие сотые звездной величины (см. [3]), что совершенно теряется в ошибках определения модулей расстояния скоплений, составляющих, как известно,  $0^m.2-0^m.3$ , и в ошибках определения величины поглощения света. В качестве среднего показателя блеска бралась, как обычно, величина средней ординаты кривой показателя цвета, обозначаемая нами  $(B - \bar{V})$ .

Диаграммы цвет — величина для скоплений, освобожденные от поглощения, строились заново; метод переработки данных, взятых из различных источников, излагается ниже.



3. В большинстве работ, посвященных фотометрическому изучению рассеянных скоплений, содержащих цефеиды, приводятся наблюдения звезд скопления в системе  $UBV$ . Для части звезд скопления приводятся величины  $V$ , показатели  $U - B$  и  $B - V$ . В некоторых случаях дается лишь один показатель цвета  $B - V$ . В первом случае для определения  $V_0$  и истинных показателей цвета  $(U - B)_0$  и  $(B - V)_0$  использовались двучетные диаграммы. При этом на основании [19] линия нарастающего покраснения бралась в виде

$$E_{U-B}/E_{B-V} = 0,72 + 0,05 E_{B-V},$$

причем в качестве системы истинных показателей цвета для звезд  $O - A5$  была взята система К. Серковского [10], а для звезд  $A7$  и более поздних — система Г. Джонсона и У. Моргана [20]. Множитель для перехода от селективного поглощения в системе  $B - V$  к полному в звездных величинах  $V$  мы взяли равным 3,0.

Если для звезд скопления давались только значения  $V$  и  $B - V$ , то избыток цвета для этих звезд или находился по соседним звездам скопления, или брался средний для всего скопления (если изменение поглощения по области скопления было несущественным). После этого строились диаграммы  $V_0$ ,  $(B - V)_0$  для скоплений.

В пользу принятия для звезд  $O5 - A5$  системы истинных показателей цвета по Серковскому вместо обычно применявшейся системы Джонсона и Моргана говорят следующие соображения. Система Джонсона и Моргана основана на предположении, что для самых близких звезд  $B$  и  $A$  наблюдаемые показатели цвета можно принять в качестве истинных, поскольку для них межзвездное поглощение практически несущественно. Однако несложные расчеты и дальнейшие исследования показали, что и для ближайших звезд ранних спектральных классов при определении системы истинных показателей цвета необходимо учесть эффект межзвездного покраснения (см. в связи с этим [21, 22]). Эти результаты, подтвержденные теперь подсчетами Серковского, свидетельствуют о необходимости введения поправки порядка  $-0^m,02 \div -0^m,03$  в истинные показатели цвета звезд  $B0 - A7$ , выведенные Джонсоном и Морганом в 1953 г. [20]. Мы остановились на системе К. Серковского, в которой использован более богатый материал, полученный в результате фотоэлектрических наблюдений звезд в последние годы. Для определения истинного показателя цвета  $(B - V)_0$  можно использовать и номограмму, построенную Серковским [10], что дает те же самые результаты, но мы предпочли, как правило, брать двучетную диаграмму, так как она дает возможность оценить более точно положение звезд главной последовательности в области двузначности определения истинных цветов, вызванной влиянием бальмеровского скачка звезды ( $A0 - F8$ ).

4. Далее, внимательному анализу подвергся вопрос о выборе исходной главной последовательности, с которой обычно совмещается главная последовательность скопления для определения модуля расстояния скопления и светимостей входящих в него звезд.

От выбора исходной главной последовательности зависит, как легко понять, шкала расстояний до рассеянных скоплений, получаемая система абсолютных величин звезд, особенно ранних спектральных классов, и, что в данном случае для нас очень важно, нуль-пункт зависимости период — светимость для долгопериодических цефеид населения I.

К настоящему времени выполнен ряд исследований по определению параметров исходной главной последовательности. Большинство авторов, однако, используют, по существу, один и тот же метод, а именно метод конструирования исходной главной последовательности в широком интервале спектральных классов (или показателей цвета) путем последователь-



ного совмещения главных последовательностей рассеянных скоплений на диаграмме цвет — видимая величина. За исходную последовательность берут обычно диаграмму для Гиад — скопление, модуль расстояния которого хорошо определен. Недостатки данного метода неоднократно обсуждались. Этот вопрос подробно рассмотрен в [9], где определены параметры исходной главной последовательности двумя независимыми методами, свободными от недостатков обычно применявшегося метода. Важно отметить, что эти параметры хорошо согласуются между собой. Так, в интересующем нас сейчас интервале показателей цвета  $B - V$  (от  $-0^m.10$  до  $+0^m.30$ ; спектральный интервал B8 — F0) средняя разница в  $M_V$ , найденных двумя методами, составляет всего около  $0^m.02$ , что несущественно по сравнению с прочими ошибками, возникающими при определении модулей расстояния рассеянных скоплений фотометрическими методами. Исходная главная последовательность, определенная в [9], в интервале O — A5 была пересчитана нами к системе нормальных показателей цвета по Серковскому (табл. 1, столбцы 2 и 3) и использована в дальнейшем для определения модулей расстояния скоплений, содержащих цефеиды.

Таблица 1

| Sp   | $(B - V)_0^S$ | $M_V^0(K)$ | $M_V^0(JI)$ | Sp | $(B - V)_0^S$ | $M_V^0(K)$ | $M_V^0(JI)$ |
|------|---------------|------------|-------------|----|---------------|------------|-------------|
| O5   | $-0^m.33$     | $-5^m.55$  |             | B8 | $-0^m.12$     | $+1^m.12$  | $+0^m.60$   |
| O6   | $-0^m.33$     | $-5^m.15$  |             | B9 | $-0^m.08$     | $+1^m.45$  | $+1^m.00$   |
| O7   | $-0^m.32$     | $-4^m.75$  |             | A0 | $-0^m.03$     | $+1^m.72$  | $+1^m.50$   |
| O8   | $-0^m.32$     | $-3^m.75$  |             | A1 | $-0^m.01$     | $+1^m.93$  | $+1^m.65$   |
| O9   | $-0^m.32$     | $-3^m.75$  |             | A2 | $+0^m.03$     | $+2^m.12$  | $+1^m.82$   |
| O9,5 | $-0^m.315$    | $-3^m.35$  |             | A3 | $+0^m.07$     | $+2^m.42$  | $+1^m.97$   |
| B0   | $-0^m.31$     | $-3^m.07$  | $-3^m.3$    | A5 | $+0^m.13$     | $+2^m.65$  | $+2^m.25$   |
| B0,5 | $-0^m.30$     | $-2^m.56$  | $-2^m.80$   | A7 | $+0^m.20$     | $+2^m.97$  | $+2^m.52$   |
| B1   | $-0^m.28$     | $-1^m.97$  | $-2^m.40$   | F0 | $+0^m.31$     | $+3^m.32$  | $+3^m.00$   |
| B2   | $-0^m.25$     | $-1^m.04$  | $-1^m.80$   | F2 | $+0^m.36$     | $+3^m.65$  | $+3^m.30$   |
| B3   | $-0^m.22$     | $-0^m.38$  | $-1^m.07$   | F5 | $+0^m.44$     | $+4^m.08$  | $+3^m.80$   |
| B5   | $-0^m.18$     | $+0^m.20$  | $-0^m.42$   | F8 | $+0^m.54$     | $+4^m.49$  | $+4^m.50$   |
| B6   | $-0^m.14$     | $+0^m.70$  | $-0^m.28$   |    |               |            |             |

В столбце 4 табл. 1 приведена для сравнения исходная главная последовательность (IMS) по Г. Джонсону и Б. Ириарте [23], также пересчитанная к системе нормальных показателей цвета по Серковскому. Табл. 1 показывает, что для звезд ранних спектральных классов имеется систематическая разница в положении принятой нами исходной главной последовательности (ИГП) и последовательности Г. Джонсона и Б. Ириарте (IMS) на диаграмме  $(B - V)_0$ ,  $M_V$ .

Именно в интервале  $-0^m.10 < (B - V)_0 < +0^m.30$  принятая нами здесь исходная главная последовательность проходит в среднем на  $0^m.50$  ниже, чем начальная главная последовательность по [23]. Участки главных последовательностей скоплений, содержащих цефеиды, используемые для определения модуля расстояния, почти всегда ограничены интервалом от  $-0^m.10 < (B - V)_0 < +0^m.30$ . Поэтому можно ожидать, что при тех же самых данных о цефеидах, которыми пользовался Р. Крафт [24], нуль-пункт зависимости период — светимость в нашем случае будет на  $0^m.5$  слабее. Принятие ИГП вместо IMS из [23] может устранить естественным образом расхождение между нуль-пунктами зависимости период —



светимость, найденными по собственным движениям и по цефеидам скоплений (см. [25]).

Некоторые авторы [6, 26, 27] приходили к выводу, что наилучшие данные о собственных движениях цефеид дают поправку к нуль-пункту Х. Шепли, близкую к  $-1^m.0$ , а зависимость период — светимость Крафта [24] дает поправку  $-1^m.4$ . В. Бааде [28] приводит убедительные аргументы в пользу достаточной точности данных о собственных движениях цефеид. Мнение о возможности различий между характеристиками цефеид поля и скоплений [27], как уже упоминалось, нуждается в обосновании, и причину разногласий нельзя было считать выясненной.

Никто еще не обращал внимания на то обстоятельство, что современные данные о светимостях переменных типа RR Лиры также не согласуются с нуль-пунктом зависимости по Крафту [24]. Данные о собственных движениях звезд типа RR Лиры [29, 30], принадлежность нескольких таких звезд к движущимся группам [31] и расстояния шаровых скоплений, полученные по главным последовательностям последних [32], согласно приводят к абсолютным величинам этих звезд  $M_V$  от  $+0^m.4$  до  $+0^m.8$ . Поскольку разницу в  $1^m.5$  между нуль-пунктами светимостей цефеид плоской и сферической составляющих следует считать надежно установленной [28], отсюда также следует, что для классических цефеид поправка нуль-пункта Шепли должна составлять около  $-1^m.0$ .

Короче говоря, современные данные лишь подтверждают значение поправки  $-1^m.0$ , принятое П. П. Паренаго в 1954 г. [26], и необходимо найти объяснение тому факту, что цефеиды — члены рассеянных скоплений — указывают на поправку  $-1^m.4$ . Таким объяснением и может служить признание наличия систематической ошибки в принятых Крафтом расстояниях скоплений, вызванной неверным проведением начальной главной последовательности. Мы получаем, таким образом, еще один аргумент в пользу принятия ИГП (табл. 1 столбцы 2 и 3).

5. Процедура определения модулей расстояния до скоплений и ассоциаций, содержащих цефеиды, сводилась к следующему.

Для каждого скопления на диаграмме  $V_0, (B - V)_0$  после некоторого усреднения точек проводилась средняя линия главной последовательности скопления. Затем для ряда значений  $(B - V)_0$  по этим средним зависимостям снимались значения  $V_0$ . Для каждого значения  $(B - V)_0$  образовывались разности  $V_0 - M_V^0$ , где  $M_V^0$  — соответствующая абсолютная величина звезды на исходной главной последовательности. На диаграммах, показывающих связь модуля расстояния с показателем цвета  $(B - V)_0$ , находилось то значение  $(B - V)_0$ , при котором (и при еще меньших его значениях) модуль расстояния скопления начинает уменьшаться, что связано с отклонением наиболее ранних звезд скопления от исходной главной последовательности. Обычно до этого значения  $(B - V)_0$  определяемые нами модули расстояния показывают довольно хорошее согласие, так что средний модуль находится с довольно малой внутренней ошибкой. Так, для всех 11 скоплений и ассоциаций, для которых мы определяли модули расстояния, средний разброс отдельных определений от среднего заключен в пределах от  $\pm 0^m.02$  до  $\pm 0^m.11$ .

Для контроля были также определены модули расстояния скоплений с помощью методики Г. Джонсона [33], принявшего во внимание и положение звезд, уже отошедших от начальной главной последовательности. Оказалось, что средняя разница модулей, определенных так, как описано выше, и методом Джонсона, составляет  $+0^m.07$ , в том смысле, что наши модули меньше. При этом сопоставлении мы не принимали во внимание Тг 35, так как для него методика Джонсона дает модуль, на  $0^m.45$  больший, чем получилось у нас. Это столь большое различие, естественно, объясняется тем обстоятельством, что в этом скоплении наблюдаются лишь



самые яркие, уже проэволюционировавшие звезды. Для Tr 35 мы приняли модуль, полученный методом Джонсона, а для остальных — определенный нами. Найденное выше небольшое отличие модулей не может сколько-нибудь заметно отразиться на наших выводах.

Для скоплений, содержащих цефеиды в ядрах, использовались данные, сводка которых приведена у Крафта [24], а для M 25 и NGC 6087 — также и данные Ландольта [34]. Скопления NGC 1647 и Tr 35 обрабатывались с данными из [35], NGC 6067 — с данными из [36]. Для  $h$  и  $\chi$  Персея взяты результаты обширной работы Уилди [16]; ссылки на источники, использованные для определения модулей расстояния других скоплений и ассоциаций, уже приведены в п. 2.

Сводка результатов дана в табл. 2 (предпоследний столбец).

Таблица 2

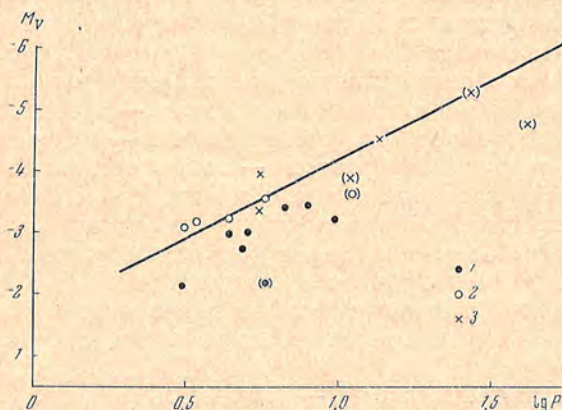
| Скопление        | Цефеида  | $\lg P$ | $\bar{V}$          | $(B-V)$           | $(B-V)_0^B$        | $(B-V)_0$         | $\bar{V}_0$       | $V_0-M_V^0$        | $M_V$              |
|------------------|----------|---------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|
| NGC 6664         | EV Set   | 0,490   | 10 <sup>m</sup> 15 | 1 <sup>m</sup> 14 | 0 <sup>m</sup> 62: | 0 <sup>m</sup> 58 | 8 <sup>m</sup> 18 | 10 <sup>m</sup> 40 | -2 <sup>m</sup> 12 |
| NGC 7790         | CE Cas b | 0,648   | 10,90              | 1,20              | 0,70:              | 0,70              | 9,20              | 12,17              | -2,97              |
| NGC 7790         | CF Cas   | 0,687   | 11,12              | 1,23              | 0,73:              | 0,73:             | 9,42              | 12,17              | -2,75              |
| NGC 7790         | CE Cas a | 0,709   | 10,82              | 1,34              | 0,85:              | 0,85              | 9,15              | 12,17              | -3,02              |
| Tr 18            | GH Car   | 0,758   | 9,17               | 0,96              | (0,60)             | (0,60)            | 7,94              | (10,13)            | (-2,18:)           |
| M 25             | U Sgr    | 0,828   | 6,74               | 1,14              | 0,62               | 0,655             | 5,09              | 8,51               | -3,42              |
| NGC 129          | DL Cas   | 0,903   | 8,96               | 1,22              | 0,725              | 0,72              | 7,26              | 10,72              | -3,46              |
| NGC 6087         | S Nor    | 0,989   | 6,44               | 0,98              | 0,78               | 0,78              | 5,76              | 8,97               | -3,21              |
| NGC 1647         | SZ Tau   | 0,498   | 6,54               | 0,87              | —                  | 0,54              | 5,42              | 8,53               | -3,11              |
| NGC 6067         | GU Nor   | 0,538   | 10,43              | 1,29              | —                  | (0,49)            | (7,71)            | 10,90              | (-3,19)            |
| NGC 7790         | CG Cas   | 0,640   | 11,38              | 1,27              | —                  | 0,55:             | 8,93:             | 12,17              | -3,24              |
| M 25             | Y Sgr    | 0,761   | 5,76               | 0,90              | —                  | 0,66              | 4,94              | 8,51               | -3,56              |
| Tr 35            | TY Set   | 1,043   | 10,81              | 1,78              | —                  | (0,79)            | (7,44)            | 11,05:             | (-3,62:)           |
| $h$ , $\chi$ Per | UY Per   | 0,730   | 11,34              | 1,59              | —                  | 0,68:             | 8,24              | 11,60              | -3,36:             |
| $h$ , $\chi$ Per | VY Per   | 0,743   | 11,21              | 1,65              | —                  | 0,60:             | 7,64:             | 11,60              | -3,96:             |
| $h$ , $\chi$ Per | VX Per   | 1,037   | 9,32               | 1,26              | —                  | (0,79)            | (7,72)            | 11,60              | (-3,88)            |
| $h$ , $\chi$ Per | SZ Cas   | 1,134   | 9,83               | 1,51              | —                  | 0,70:             | 7,11              | 11,60              | -4,52:             |
| I Mon            | T Mon    | 1,431   | 6,20               | 1,28              | —                  | 1,00              | 5,25              | 10,55              | -5,30              |
| III Pup          | RS Pup   | 1,617   | 7,06               | 1,51              | —                  | (1,10)            | (5,67)            | 10,44              | (-4,77)            |

Непосредственное сопоставление полученных нами модулей расстояния с результатами других авторов (см. ссылки в [24]) показало, что средняя разница составляет (для 10 скоплений и ассоциаций, без Tr 18, содержащих цефеиды)  $+0^m,47$ , в том смысле, что наши модули расстояния меньше. При этом намечается тенденция: для более молодых скоплений (меньше  $(B-V)_0$  у звезд, еще лежащих на ИГП) разница несколько больше. Все это находится в полном соответствии с характером различий между ИГП из [9] и [23] в области звезд ранних спектральных классов.

6. Трудной задачей было определение избытков цвета цефеид. При построении диаграмм  $V_0$ ,  $(B-V)_0$  для скоплений, содержащих цефеиды в ядрах, находились избытки цвета В-звезд, окружающих цефеиды, и выводились их средние значения. Достаточно уверенно это можно было сделать лишь для U Sgr, DL Cas и S Nor. Рассмотрение распределения значений избытков цвета для звезд NGC 7790 показало, что нет особых оснований принимать для CF Cas и CE Cas разные значения избытков цвета, и мы сочли возможным принять для обеих звезд значение избытка цвета, полученное для скопления в среднем. Менее уверенно определено также значение избытка цвета для EV Set и в особенности для GH Car.



В последние годы многими авторами (см. [11]) было показано, что при одном и том же количестве поглощающего вещества избыток цвета звезд зависит от распределения энергии в их спектре, т. е. и от их истинных цветов. Поэтому избытки цвета, полученные по В-звездам, для применения к цефеидам необходимо исправить, учитывая эту зависимость. Для этого была использована формула (3) из [11]. Полученные в результате истинные цвета цефеид приведены в столбце 6 табл. 2. Сравнение их с результатами Дж. Ферни [37], опубликованными уже по окончании этой работы и полученными при тех же предположениях, показывает, что они согласуются в пределах  $0^m00-0^m03$ .



Фиг. 1. Зависимость период — светимость для цефеид  
1 — цефеиды в ядрах скоплений; 2 — цефеиды в коронах скоплений; 3 — цефеиды в ассоциациях. Скобками отмечены неуверенные значения. Прямой линией указана зависимость период — светимость по Крафту [24]

Использовались также истинные цвета цефеид, определенные по данным шестичетной фотометрии, приведенным у П. Миана [38] и переведенным в систему  $B, V$  по его же редукционной формуле. При выведении окончательного среднего значения данным, найденным по В-звездам, был придан вес 3; данные, полученные Мианом из наблюдений Дж. Крона и С. Сволопулоса [39], были усреднены, и им был придан вес 1, данным Крона и Сволопулоса также был придан вес 1. Согласие между разными определениями  $(B - V)_0$  обычно хорошее; следует лишь отметить расхождение истинных цветов EV Sct, полученных по В-звездам и по данным [39].

В общем же наши современные знания об истинных цветах цефеид оставляют желать много лучшего; у GU Nor, TY Sct, VX Per и RS Pup вообще не определены избытки цвета, и для них приходится пользоваться зависимостью период — цвет. Эта зависимость построена заново в [40] по данным шестичетной фотометрии, показывающим что цефеиды с большими периодами на  $0^m1-0^m2$  краснее, чем принимал Крафт на основании узкополосной фотометрии полосы G. Окончательно принятые значения истинных цветов цефеид приведены в табл. 2 в столбце 7.

Избытки цвета цефеид мы переводили в полное поглощение  $A_V$  по формуле  $A_V = 3,4E_{(B-V)}$  из [41]. В результате, несмотря на уменьшение избытка цвета при переходе от В-звезд к цефеидам,  $A_V$  остается примерно одинаковым и  $\bar{V}_0$  цефеид приближаются к принятым Крафтом [24].

7. На фиг. 1 показана зависимость период — светимость, полученная по табл. 2. Из положения цефеид — членов ядер скоплений — легко видеть, что средняя линия нашей зависимости лежит на  $0^m5$  ниже зависимости Крафта. Как следует из сказанного выше, столь большая разница



не может, конечно, явиться результатом различия методик обработки фотометрических данных о цефеидах; она должна быть следствием разницы модулей расстояния скоплений у нас и у Крафта, и прямое сопоставление этих модулей подтверждает такой вывод. Разница модулей в свою очередь вызвана, как уже говорилось, использованием для их определения разных положений начальной главной последовательности. Таким образом, подтверждается предварительный вывод, сделанный в п. 4, — принятие ИГП вместо IMS ведет к уменьшению на  $0^m.5$  светимостей цефеид, определяемых по их принадлежности к рассеянным скоплениям.

К сожалению, наши данные все еще не допускают однозначных выводов о форме зависимости период — светимость. Положение всех цефеид на фиг. 1 позволяет принять наклон 2,47, полученный Х. Арпом для цефеид Малого Магелланова Облака [3], однако в п. 9 будут приведены данные, внушающие серьезные сомнения в реальности принадлежности к ассоциациям обеих цефеид с большими периодами — Т Mon и RS Pup, и это крайне осложняет вопрос. Положение цефеид — возможных членов ассоциации I Per вокруг  $h$  и  $\chi$  Персея — также несколько неопределенно; плохо известны их истинные цвета, а реальность их физической связи с двойным скоплением так же, как будет показано в п. 8, может быть подвергнута сомнению. Полученный нами модуль расстояния скопления Tr 18 (цефеида GN Car) расходится с приведенным в [14] на необъяснимо большую величину; скопление вообще имеет своеобразную диаграмму цвет — величина, что вызывает и другие противоречия, отмеченные в п. 8.

Наклон зависимости период — светимость зависит от светимости EV Sct в NGC 6664; если эта светимость существенно занижена, на возможность чего указывают некоторые авторы [8, 41], наклон этой зависимости будет близок к 1,82 [8]. Положение всех наших цефеид на фиг. 1 не дает оснований предпочесть наклон 2,97, полученный совсем недавно в [42] для цефеид обоих Магеллановых Облаков.

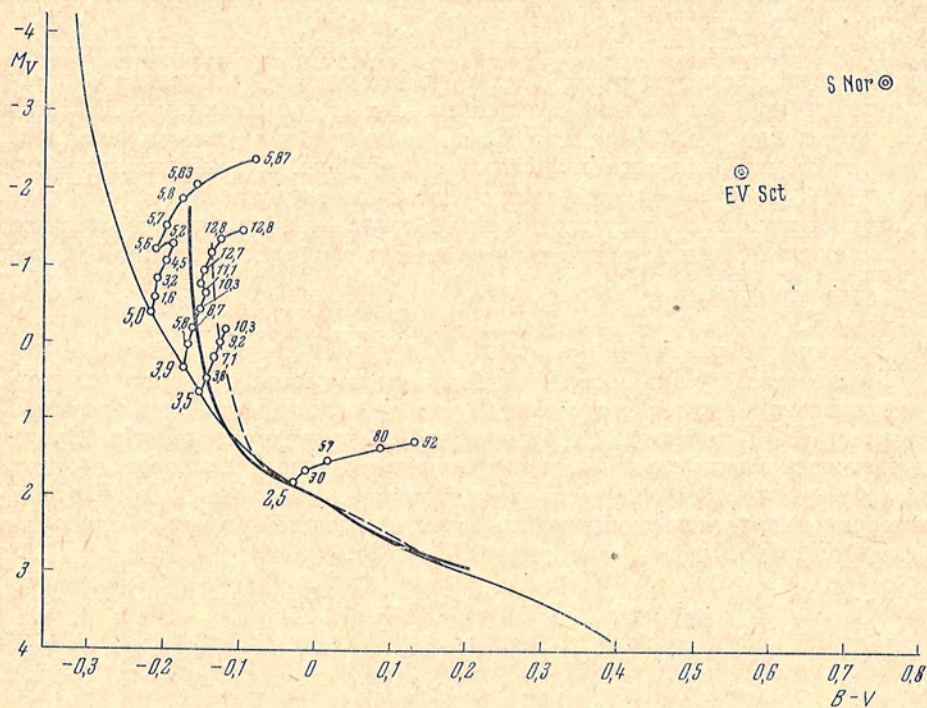
К сожалению, данных о цефеидах — членах рассеянных скоплений — все еще слишком мало, чтобы можно было с уверенностью определить по ним без всяких дополнительных предположений наклон зависимости период — светимость.

Из изложенного однако, вполне ясно, какое значение имеет уточнение положения начальной главной последовательности для определения расстояний рассеянных скоплений и светимостей цефеид, т. е. для шкалы расстояний как в нашей Галактике, так и за ее пределами.

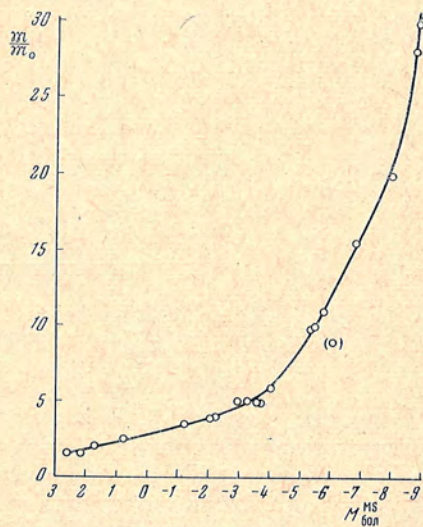
8. Для того чтобы иметь возможность сделать некоторые эволюционные выводы из сопоставления морфологических характеристик цефеид и скоплений, необходимы сведения о возрастах этих объектов. Возрасты скоплений определялись нами тремя независимыми способами.

**Первый способ.** На диаграмму цвет — абсолютная величина наносились эволюционные треки массивных звезд, вычисленные некоторыми авторами и пересчитанные нами от  $M_{\text{бол}}$  и  $T_{\text{эфф}}$  к параметрам  $M_V$  и  $(B - V)$ . Массы этих звезд заключены в пределах от 1,5 до  $30 M_{\odot}$ . Начальные точки этих треков, соответствующие однородным моделям внутреннего строения звезд, совмещались с ИГП. Вдоль треков отмечалось время, необходимое для достижения звездой данной точки при движении от ИГП. Диаграмма цвет — видимая величина для каждого скопления совмещалась непроэволюционировавшим участком главной последовательности с ИГП. При этом по точкам пересечения отклонившегося верхнего участка главной последовательности с эволюционными треками мы имели возможность определить для каждого скопления несколько значений возраста  $t_{\text{cl}}$ . Все такие определения были сведены к системе возрастов, находящихся по треку для звезды с  $M = 3,5 M_{\odot}$ , а затем усреднены. Относительные ошибки этого метода определения возраста скоплений  $t_{\text{cl}}$  составляют





Фиг. 2. Схематическая диаграмма цвет — величина для скоплений NGC 6664 (штриховая линия) и NGC 6087 (жирная линия) и эволюционные треки звезд различных масс. Тонкой кривой нанесено положение ИГП. Вдоль треков указан возраст в единицах  $10^7$  лет.



Фиг. 3. Зависимость между болометрическими величинами и массами звезд, покидающих главную последовательность.

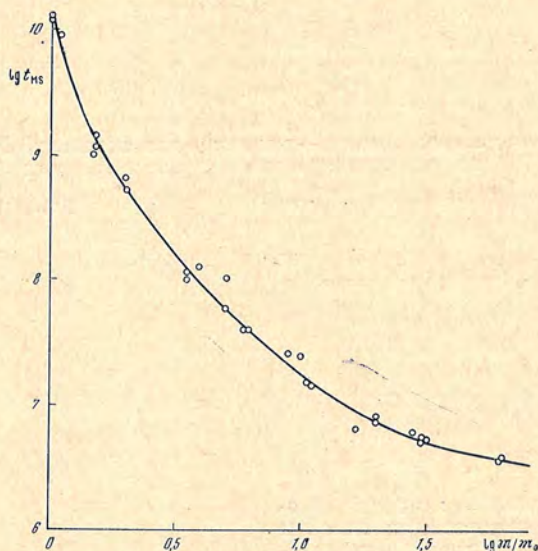


15—20%. Для скопления Tr 18 и ассоциаций III Pup и I Mon (NGC 2244) оценки возрастов оказались довольно ненадежными. Иллюстрацию этого способа дает фиг. 2.

**Второй способ.** Для каждого скопления была взята наиболее яркая звезда, находящаяся в верхней части главной последовательности. Для таких звезд по их показателям цвета и  $M_V$  определялись  $M_{\text{бол}}$ , а затем массы. Для этого была использована построенная на основе совокупности эволюционных треков массивных звезд фиг. 3, показывающая связь между  $M_{\text{бол}}$  и  $\mathfrak{M}$  звезд, уходящих с главной последовательности. Это позволило вычислить возраст скопления по известной формуле, связывающей массу, светимость и время жизни  $\tau_1$  звезды в пределах главной последовательности [43]:

$$\lg \tau_1 = 10,11 + \lg \mathfrak{M}/\mathfrak{M}_{\odot} - \lg L/L_{\odot}.$$

**Третий способ.** По набору эволюционных треков мы можем определить время, необходимое звездам заданных масс, для того чтобы пройти от ИГП до верхней границы главной последовательности. Средняя зависимость между  $\mathfrak{M}$  и  $t_{\text{MS}}$ , построенная таким способом (фиг. 4), позволяет найти для самых ярких звезд в каждом скоплении их возрасты  $t_1$  и тем самым возрасты скоплений. Формальные ошибки в  $\lg \tau_1$  и  $\lg t_1$  обычно составляют по нашим оценкам 0,03—0,05.



Фиг. 4. Зависимость между массами звезд и временем  $t_{\text{MS}}$ , проводимым ими в пределах главной последовательности

Возрасты скоплений, определенные указанными тремя методами, находятся в хорошем согласии, однако следует указать на исключения.

Для скопления Tr 18, например, получено  $\lg t_{\text{C1}} = 7,00$ , а  $\lg t_1 = 7,99$  и  $\lg \tau_1 = 8,00$ . Столь значительные расхождения связаны, по нашему мнению, с неполным знанием истинной диаграммы цвет — величина для этого скопления.

Имеются явные, хотя и не столь значительные различия в  $t_{\text{C1}}$  и  $t_1$  для  $\eta$  и  $\chi$  Per. В этом скоплении диаграмма цвет — абсолютная величина позволяет выделить, по нашему мнению, звезды трех поколений. Главная последовательность скопления помимо основной своей части имеет два явных ответвления, которые можно объяснить значительной длительностью



процесса звездообразования в этом скоплении, в течение которого, по-видимому, заметны по крайней мере три периода наибольшей активности процесса формирования звезд. Ответвление, принадлежащее промежуточному поколению, было отмечено Уилди [16], и мы предполагаем, что с ним связаны VX Per и SZ Cas; с более ранним поколением связаны, возможно, VX Per и UY Per. Однако в реальности обоих этих ответвлений все же можно сомневаться, прежде всего потому, что они аномально далеко отклоняются от начальной главной последовательности, что и вызывает расхождение между возрастами  $t_{Cl}$  и  $t_1$ .

Данные из табл. 3 позволяют нам сделать некоторые выводы относительно характера эволюции самих цефеид.

9. Прежде чем переходить к общему анализу эволюции звезд В в цефеиды, мы сравнили  $M_{bol}$  наиболее ярких звезд главной последовательности в каждом скоплении с  $M_{bol}$  цефеид этого скопления. Из такого сопоставления можно получить дополнительные свидетельства в пользу или против принадлежности цефеиды к данному скоплению.

Теоретические исследования свидетельствуют о примерной горизонтальности эволюционного пути звезды В от главной последовательности в область цефеид на диаграмме  $M_{bol}$ ,  $\lg T_{эфф}$ . Поэтому нужно ожидать, что светимость цефеиды должна быть больше (или равна) светимости наиболее яркой звезды, все еще остающейся на верхнем конце главной последовательности скопления. Эта разница определяется прежде всего видом функции светимости скопления для его самых массивных звезд, но, безусловно, во всех случаях реальной генетической связи скопления и цефеиды должно выполняться неравенство  $M_{bol}(Cep) \leq M_{bol}(B)$ . Мы провели такое сопоставление для всех рассмотренных нами скоплений и ассоциаций. Разницы  $M_{bol}(B) - M_{bol}(Cep)$  сопоставлялись с разностями  $m_{B_1} - m_{B_0}$ , которые следовало бы ожидать исходя из современного вида функции светимости каждого скопления. Здесь  $m_{B_1}$  — видимая величина наблюдаемой сейчас наиболее яркой ранней звезды скопления, а  $m_{B_0}$  — ожидаемая видимая величина цефеиды в момент ее ухода с верхней границы главной последовательности данного скопления. Из этого сопоставления сразу же следует, что (учитывая точность наших оценок) по крайней мере для Т Моп и RS Pup и, возможно, для VX Per указанный критерий свидетельствует против их принадлежности к соответствующим скоплениям. Возможность того, что  $M_{bol}$  таких звезд (с массой в  $10-12 M_{\odot}$ ) уменьшается на  $1^m - 3^m$  при переходе от главной последовательности к цефеидам, кажется противоречащей результатам современных расчетов эволюционных треков массивных звезд.

10. Длительности пребывания цефеид в пределах главной последовательности, значения  $t_0$ , были определены в предположении, что после достижения верхней границы главной последовательности звезды соответствующих масс уходят в область желтых и красных сверхгигантов по горизонтальным эволюционным трекам, т. е. в предположении, что светимость цефеиды после ее ухода от верхней границы главной последовательности осталась практически неизменной. Анализ эволюционных треков звезд с массами 7 и  $5 M_{\odot}$  [44, 45] показывает, что это условие достаточно хорошо выполняется: средневзвешенная по времени разница между  $M_{bol}$  звезды в стадии цефеиды и  $M_{bol}$  в момент ее ухода с главной последовательности составляет не более  $-0^m.1$ , что в конечном итоге приводит к формальной ошибке в возрасте не более 5%. Тогда с помощью фиг. 3 можно оценить массу цефеиды  $M_0$ , а с помощью фиг. 4 или формулы из [43] — время  $t_0$  и  $\tau_0$ , проведенное ею на главной последовательности. Поскольку многие из наших определений носят по необходимости оценочный характер, то предположение о горизонтальности эволюционных треков ухода цефеиды от верхней границы главной последовательности следует считать достаточно обоснованным.



| Скопление        | Звезда   | $\lg P$ | $M_{b,1}$ | $M_1$ | $\lg \tau_1$ | $\lg t_1$ | $M_{b,0}$ | $M_0$ | $\lg \tau_0$ | $\lg t_0$ | $\lg t_{Cl}$ | $T_0$   |
|------------------|----------|---------|-----------|-------|--------------|-----------|-----------|-------|--------------|-----------|--------------|---------|
| NGC 6664         | EV Sct   | 0,490   | $-1^m90$  | 3,8   | 8,01         | 8,02      | $-2^m15$  | 3,9   | 7,95         | 7,98      | 7,97         | 1,18    |
| NGC 7790         | CE Cas b | 0,648   | -2,59     | 4,2   | 7,81         | 7,90      | -3,00     | 4,6   | 7,67         | 7,83      | 7,87         | 1,42    |
| NGC 7790         | CF Cas   | 0,687   | -2,59     | 4,2   | 7,81         | 7,90      | -2,76     | 4,4   | 7,75         | 7,86      | 7,87         | 0,45    |
| NGC 7790         | CE Cas a | 0,709   | -2,59     | 4,2   | 7,81         | 7,90      | -3,05     | 4,6   | 7,65         | 7,82      | 7,87         | 1,63    |
| Tr 18            | GH Car   | 0,758   | -2,00     | 3,8   | (7,99)       | (8,00)    | -2,20     | 3,9   | 7,92         | 7,93      | (7,00)       | (0,91)  |
| M 25             | U Sgr    | 0,828   | -3,56     | 5,2   | 7,69         | 7,83      | -3,45     | 5,1   | 7,55         | 7,75      | 7,90         | 1,22    |
| NGC 129          | DL Cas   | 0,903   | -2,81     | 4,4   | 7,74         | 7,87      | -3,50     | 5,2   | 7,52         | 7,73      | 7,77         | 2,09    |
| NGC 6087         | S Nor    | 0,989   | -2,97     | 4,6   | 7,68         | 7,83      | -3,25     | 4,9   | 7,61         | 7,78      | 7,81         | 0,72    |
| NGC 1647         | SZ Tau   | 0,498   | -2,05     | 3,8   | 7,98         | 8,00      | -3,15     | 4,8   | 7,64         | 7,79      | 7,99         | 4,47    |
| NGC 6067         | GU Nor   | 0,538   | -3,00     | 4,6   | 7,67         | 7,83      | -3,24     | 4,9   | 7,61         | 7,79      | 7,93         | 0,54    |
| NGC 7790         | CG Cas   | 0,640   | -2,59     | 4,2   | 7,81         | 7,90      | -3,25     | 4,9   | 7,59         | 7,78      | 7,87         | 2,22    |
| M 25             | Y Sgr    | 0,761   | -3,56     | 5,2   | 7,69         | 7,83      | -3,58     | 5,2   | 7,49         | 7,73      | 7,90         | 1,55    |
| Tr 35            | TY Sct   | 1,043   | -3,07     | 4,7   | 7,64         | 7,82      | -3,66     | 5,3   | 7,49         | 7,71      | 7,88         | 1,40    |
| I Per            | UY Per   | 0,720   | -2,89     | 4,5   | (7,74)       | (7,85)    | -3,40     | 5,0   | 7,55         | 7,76      | (7,99)       | (1,46)  |
| (h и $\chi$ Per) |          |         |           |       |              |           |           |       |              |           |              |         |
| h, $\chi$ Per    | VY Per   | 0,743   | -2,89     | 4,5   | (7,71)       | (7,85)    | -4,00     | 5,9   | 7,38         | 7,63      | (7,99)       | (2,78)  |
| h, $\chi$ Per    | VX Per   | 1,037   | -4,23     | 6,4   | (7,33)       | (7,57)    | -3,90     | 5,7   | 7,40         | 7,66      | (7,98)       | (-0,60) |
| h, $\chi$ Per    | SZ Cas   | 1,134   | -4,23     | 6,4   | (8,10)       | (7,33)    | -4,55     | 7,2   | 7,25         | 7,48      | (7,98)       | (0,55)  |
| I Mon            | T Mon    | 1,431   | -8,63     | 25,4  | 6,17         | 6,78      | -5,70     | 10,8  | 6,96         | 7,20      | (6,68)       | (-0,86) |
| III Pup          | RS Pup   | 1,617   | -7,02     | 16,0  | 6,62         | 6,98      | -5,15     | 9,8   | 7,11         | 7,32      | (6,72)       | (-1,00) |

В табл. 3 приводятся полученные нами возрасты скоплений и продолжительности пребывания цефеид этих скоплений в пределах главной последовательности. Эти данные позволяют нам оценить общее время жизни данной цефеиды после ухода с главной последовательности [5]. Оно может быть выражено как разность.

$$T'_0 = t_1 - t_0 \text{ или } T''_0 = \tau_1 - \tau_0.$$

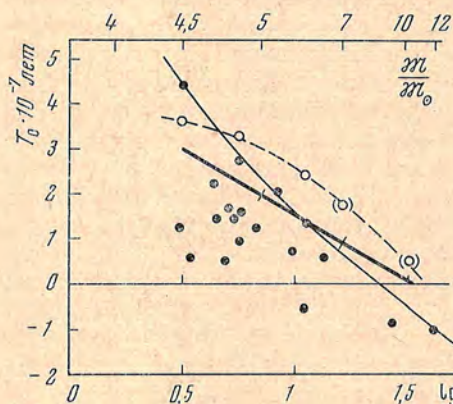
$T_0$  определено нами дважды (по двум последним методам получения возрастов скоплений и цефеид), и среднее значение его приведено в последнем столбце табл. 3 (в единицах  $10^7$  лет).

Так как методика определения  $t_{Cl}$  (по трекам) может в принципе дать

возрасты скопления, несколько отличные от  $t_1$  и  $\tau_1$ , то для определения  $T'_0$  или  $T''_0$  мы брали попарно возрасты скопления и цефеиды, определенные одним и тем же методом.

11. Детальный анализ табл. 3 позволил нам сделать следующие выводы.

1) За очень немногими исключениями продолжительность  $T_0$  жизни цефеиды с момента ее ухода с главной последовательности и до настоящего момента оказывается величиной положительной и не превышающей  $2 \cdot 10^7$  лет. Можно оценить и максимальное время жизни цефеиды после ее ухода с главной последовательности, величину  $T_0$  (макс), которое, как очевидно, должно быть верхним преде-



Фиг. 5. Диаграмма период цефеиды — возраст, отсчитываемый с момента ухода с главной последовательности

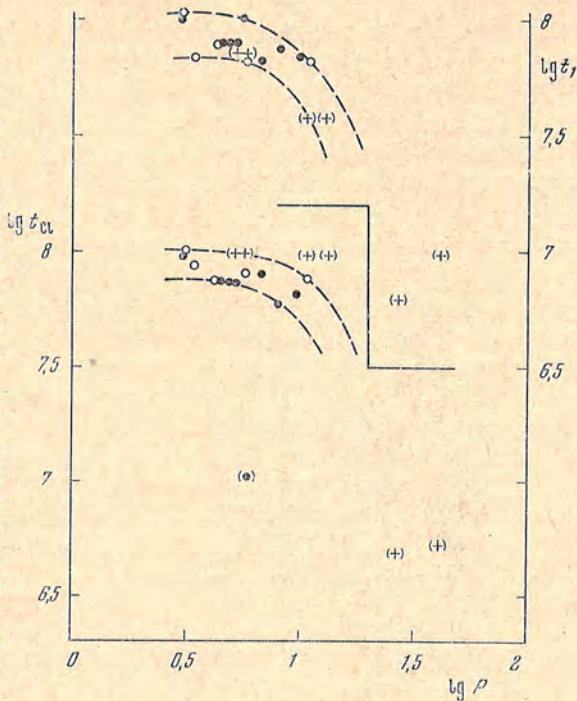


лом величин  $T_0$  при данном периоде. Этот верхний предел и будет временем между уходом звезды с главной последовательности и окончательным прекращением пульсаций. На фиг. 5 отложены времена  $T_0$  в зависимости от  $\lg P$  (нижняя шкала) и массы (верхняя шкала); верхняя огибающая точек фиг. 5 дает нам время  $T_0$  (макс) в функции периода и массы цефеид. Две другие линии на этом рисунке будут объяснены ниже.

2) Данные табл. 3 позволяют непосредственно установить существование корреляции между возрастами скоплений и периодами входящих в них цефеид, признаки существования которой были найдены в [8] и [4]. Эта корреляция (фиг. 6) является естественным следствием происхождения цефеид из В-звезд — с увеличением возраста скопления все менее и менее массивные звезды вступают в стадию цефеид, а период определяется массой. Отсутствие такой корреляции определенно следовало бы рассматривать как противоречие этой гипотезе. Существование зависимости период — возраст сразу же указывает, что цефеида не может жить слишком долго — время, сравнимое с возрастом скопления, иначе бы мы наблюдали в старых скоплениях цефеиды с большими периодами. Из дисперсии этой зависимости можно сделать и более определенные выводы о верхнем пределе времени  $T_C$ , в течение которого звезда может быть цефеидой [4]. Если считать, что период цефеиды практически не изменяется в течение ее жизни, можно думать, что интервал возрастов скоплений, в которых встречается цефеида данного периода, и является этим верхним пределом. В дисперсию зависимости период — возраст входят, конечно, ошибки определения возрастов скоплений (и, возможно, неправильное отнесение звезды к скоплению), и именно поэтому она и дает лишь верхний предел величин  $T_C$ .

Судя по фиг. 6, такой верхний предел времен  $T_C$  составляет 3,6; 3,2; 2,4 и 0,4 (в единицах  $10^7$  лет) для цефеид с логарифмами периода 0,5; 0,75; 1,04 и 1,5 соответственно. Эти значения нанесены на фиг. 5 светлыми кружками и соединены штриховой линией. Вообще говоря, времена  $T_C$  должны быть близки к временам  $T_0$  (макс), которые отличаются от них лишь на время, прошедшее с момента ухода с главной последовательности до начала пульсаций. Как видно из фиг. 5, штриховая линия, представляющая верхний предел времен  $T_C$ , действительно близка к кривой, представляющей времена  $T_0$ .

12. Нижнюю границу времен  $T_C$  можно оценить по цефеидам, входящим в скопление NGC 1866 в Большом Магеллановом Облаке. Присутствие в нем по крайней мере 10 цефеид естественно объясняется тем, что это молодое скопление не менее богато, чем самые богатые шаровые скопления. Периоды всех этих цефеид ограничены интервалом  $2^d,5 - 3^d,5$ <sup>1</sup>. Можно пред-



Фиг. 6. Зависимость период цефеиды — возраст содержащего ее скопления

<sup>1</sup> Более массивные и быстрее эволюционирующие.

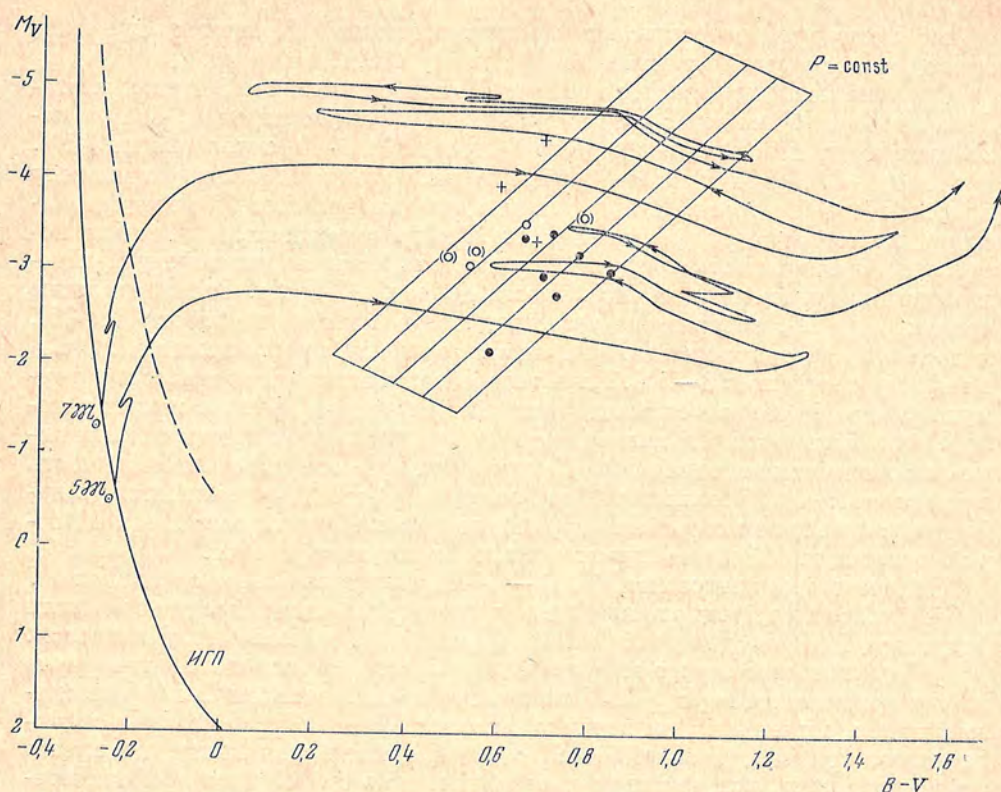


положить, что это вызвано тем, что цефеиды с  $P = 3^d5$  вот-вот перестанут быть цефеидами, а звезды с  $P = 2^d5$  только что ими стали. Тогда полное время  $T_C$  пребывания звезды с  $P = 3^d5$  в стадии цефеиды можно ограничить неравенством  $T_C^{3,5} \geq t_0^{2,5} - t_0^{3,5}$ , легко получающимся из того соображения, что возраст обеих «предельных» цефеид должен быть равен возрасту скопления; вывод его дан в [4]. В нашей шкале времен отсюда следует, что  $T_C^{3,5} \geq 1,2 \cdot 10^7$  лет. Таким образом, мы получаем независимое подтверждение полученных ранее оценок.

Скопления, содержащие несколько цефеид, вообще представляют наилучшую возможность для изучения эволюции этих звезд полуэмпирическими методами. К сожалению, кроме NGC 1866 мы знаем лишь одно такое скопление, NGC 7790, содержащее CF Cas, CE Cas a, CE Cas b и, возможно, CG Cas. Если исходить из предположения об однократном пересечении полосы неустойчивости слева направо, то в этих скоплениях цефеида с самым большим периодом должна быть наиболее красной (краснее, чем средняя звезда такого периода), а цефеида с наиболее коротким периодом — наиболее голубой. В NGC 7790 дело как будто и обстоит таким образом, хотя цвета цефеид в нем не очень надежны, и совершенно неожиданным является результат Х. Арпа [50] недавно обнаружившего, что все семь цефеид, измеренных им в NGC 1866, имеют с точностью до нескольких сотых звездной величины один и тот же показатель цвета. Это, без сомнения, указывает на то, что картина эволюции цефеид более сложна, чем простое перемещение со временем слева направо через полосу неустойчивости.

13. В самом деле, результаты расчета эволюционного трека звезды с массой в семь солнечных [44] показывают, что этот трек пять раз пересекает полосу неустойчивости. Когда наша работа была в основном окончена, появились аналогичные расчеты [45] для звезды с массой в пять солнечных. Оба эволюционных трека были пересчитаны нами в координаты  $M_V$ ,  $B - V$  с помощью шкалы эффективных температур и болометрических поправок из [46] (звезды В и А) и из [47] для сверхгигантов F — М класса светимости I. При этом оказалось, что цефеиды с периодами от 5 до 10 дней лежат близ левых концов петель, описываемых треком звезды с массой в  $5M_\odot$  (фиг. 7). Определенные нами (табл. 3) массы этих цефеид также близки к значению  $5M_\odot$ . Таким образом, выводы, полученные нами выше для изученных цефеид, можно сопоставить с результатами теоретического рассмотрения эволюции звезды с массой в  $5M_\odot$ . В случае правильности этих результатов мы должны считать, что цефеиды являются, в сущности, не промежуточным этапом эволюции звезд между главной последовательностью и красными сверхгигантами, а стадией развития поздних сверхгигантов. Эта стадия повторяется пятикратно в жизни звезды с массой в  $7M_\odot$  и трижды — в жизни звезды с массой в  $5M_\odot$ . Последний вывод следует из фиг. 7, где видно, что левые концы петель эволюционного трека звезды с массой  $5M_\odot$  целиком лежат в наблюдаемых (широких) пределах полосы неустойчивости. На этом рисунке указаны также более узкие пределы полосы неустойчивости, вытекающие из дисперсии зависимости период — цвет и наклона линий постоянного периода. Положение полосы неустойчивости получено в соответствии с зависимостью период — светимость из п. 7 и зависимостью период — цвет из [40]. Следует сказать, что, поскольку первый проход через полосу неустойчивости слева направо, согласно [45], занимает времени на два порядка меньше, чем все другие в сумме, им можно пренебречь (лишь несколько цефеид из наблюдаемых в Галактике могут находиться на этой стадии) и считать в дальнейшем, что звезда с массой в  $5M_\odot$  дважды становится цефеидой. Мы можем теперь сравнить наши оценки возрастов цефеид с полученными в [44] и [45].





Фиг.7. Полоса неустойчивости и эволюционные треки звезд с массами 5 и  $7M_{\odot}$  по [44, 45]

Обозначения те же, что на фиг. 1

На фиг. 5 прямая линия определяет зависимость  $T_0$  (макс) от периода, следующую из фиг. 7 и временной шкалы по подсчетам в [44] и [45]. Значения логарифмов периодов для звезд с массой 5 и  $7M_{\odot}$  были получены с помощью средней зависимости масса — период, построенной для цефеид из табл. 3; они оказались равны соответственно 0,85 и 1,21 (в [44, 45] приводятся соответственно 0,644 и 1,058). Время  $T_0$  (макс) соответствует продвижению звезды от верхней границы главной последовательности до последнего ухода ее из полосы неустойчивости и оказывается равным  $2 \cdot 10^7$  и  $0,9 \cdot 10^7$  лет для звезд с массой 5 и  $7M_{\odot}$  соответственно. Через эти две точки и проведена указанная выше прямая. Согласие с величинами  $T_0$  (макс), полученными в п. 11, следует считать хорошим.

Для звезды с массой в  $5M_{\odot}$  время между первым (эффективно первым, в смысле предыдущего абзаца) заходом в полосу неустойчивости и последним ее уходом из этой полосы составляет по данным [45]  $1 \cdot 10^7$  лет. Этот промежуток представляет собой максимальную длительность стадии цефеиды, и его следует отождествить со временем  $T_C$ , в течение которого звезда может быть цефеидой. Введенное нами в п. 11 время  $T_C$  является этой максимальной длительностью стадии цефеиды потому именно, что мы нигде при его оценке не требовали, чтобы в течение всего промежутка  $T_C$  звезда пульсировала. Согласие теоретической оценки  $T_C$  с полученными выше ее экстремальными значениями следует считать вполне удовлетворительным, а если учесть, что наиболее точной следует считать оценку, полученную по цефеидам в NGC 1866 и зависящую лишь от шкалы времен  $t_{MS}$ , согласие становится очень хорошим. Это, равно как и согласие теоретической и полуэмпирической оценки возрастов  $T_0$  (макс), заставля-



ет нас с доверием относиться и к вытекающим из [45] оценкам времени, проводимого звездой собственно в полосе неустойчивости.

Оказывается, что из всего времени  $T_C$  непосредственно в полосе неустойчивости, т. е. непосредственно в стадии цефеиды, звезда находится лишь небольшую его долю  $t_C$ , именно  $1,6 \cdot 10^6$  лет, согласно [45]<sup>1</sup>, и около  $5 \cdot 10^3$ , если принять даваемую наблюдениями большую ширину полосы неустойчивости. И поскольку в течение времени  $T_C$  звезда пульсирует лишь тогда, когда она находится в пределах полосы неустойчивости, нельзя сравнивать времена  $T_C$  и длительность стадии цефеиды, вытекающую из относительной численности цефеид и В-звезд. отождествление времен  $t_C$  и  $T_C$ , совершенно естественное до появления работ [44, 45], и привело к предположению [5], что вероятность превращения звезды В в цефеиду составляет 3—5%. Если теперь положить эту вероятность в формуле (3) из [5] равной единице, вытекающие отсюда времена жизни в полосе неустойчивости ( $10^6$  лет) будут в полном согласии с приведенными выше теоретическими оценками. Таким образом, отпадает необходимость в предположении, что лишь небольшая доля В-звезд превращается в цефеиды, вызывавшем серьезные трудности с точки зрения современной теории пульсации [4] и казавшемся тем не менее неизбежным.

Положение на диаграмме  $M_V, B - V$  петель треков звезд с массами в 7 и  $5M_\odot$  позволяет предположить, что у звезд с меньшими массами эти петли будут все больше сдвигаться вправо, выходя из полосы неустойчивости. Это обстоятельство может естественным образом объяснить противоречие между возрастающим (с уменьшением светимости) числом В-звезд и снижающимся (с уменьшением периода) числом цефеид. Число поздних сверхгигантов, конечно, увеличивается с уменьшением светимости, но вместе с тем, возможно, все меньшую и меньшую долю суммарного времени пребывания в этой стадии звезда проводит в полосе неустойчивости. Вместо вероятности превращения В-звезды в цефеиду следует говорить о вероятности застать звезду на стадии цефеиды, и эта-то вероятность, как можно считать, уменьшается со светимостью. Мы не отрицаем, конечно, полностью той возможности, что полоса неустойчивости ограничена сверху и снизу, так что звезды слишком больших или слишком маленьких масс вообще не становятся цефеидами, но указываем на необходимость помнить о том, что звезды таких масс могут попадать в эту полосу лишь на очень короткое время. Действительно, расчеты, приведенные И. Ибеном [48] для шести звезд с массами от 1 до  $15M_\odot$ , показывают, что эти петли для звезд меньших масс действительно сдвигаются вправо настолько, что уже для звезд с  $M = 3M_\odot$  левые концы петель определенно выходят за пределы полосы неустойчивости. Таким образом, число классических цефеид при  $M \rightarrow 3M_\odot$  должно снижаться до нуля, что мы, собственно, и наблюдаем. К сожалению, подробности расчетов И. Ибеном еще не опубликованы.

14. Расчеты в [44, 45], на которые мы здесь опираемся, являются пока единственными, детально рассчитанными до столь поздних стадий эволюции, и вполне может быть, что дальнейшие углубленные исследования несколько видоизменяют эти результаты. Но для наших выводов существенно лишь, чтобы звезда неоднократно попадала в полосу неустойчивости. Мы уже говорили, что результаты, полученные Х. Арпом при исследовании NGC 1866 [50], не объяснимы с точки зрения однократного пересечения полосы неустойчивости слева направо; отсутствие пробела между цефеидами и стационарными красными сверхгигантами этого скопления, а также дисперсия светимостей цефеид и сверхгигантов находятся в полном

<sup>1</sup> Для звезды с массой  $7M_\odot$  время  $t_C$ , согласно [44], составляет  $1 \cdot 10^6$  лет; время  $T_C$  для нее близко к  $0,9 \cdot 10^7$  лет.



соответствии с характером эволюционных треков для звезды с массами в  $5M_{\odot}$  [45, 48] и  $3M_{\odot}$  [48]. Судя по периодам, массы цефеид в этом скоплении должны быть близки к  $3,5M_{\odot}$ , и возможно, что петли эволюционных треков для таких звезд лишь самым концом заходят в полосу неустойчивости, чем, вероятно, и можно объяснить близость показателей цвета этих цефеид. Как и предсказывалось в [25], исследование NGC 1866 действительно дает решающий материал для суждения о путях эволюции цефеид.

Численности В-звезд, красных сверхгигантов<sup>1</sup> и цефеид в соответствующих интервалах светимостей относятся в первом приближении, как 100 : 10 : 1 (см. [3] и [36]), что находится в полном соответствии с вытекающими из наших оценок и данных из [45] относительными длительностями эволюционных стадий этих звезд. Между прочим, можно думать поэтому, что полная продолжительность стадии позднего сверхгиганта близка к полученной в [45], т. е. что рассчитанные в этой статье эволюционные треки могут охватывать почти всю стадию поздних сверхгигантов.

Широкие петли эволюционных треков звезды с массами в  $7M_{\odot}$  [44] и  $9M_{\odot}$  [48], простирающиеся от  $(B - V) \approx 0^m.0$  ( $-0^m.10$ ) до  $1^m.6$ , по-видимому, также не противоречат наблюдениям. В нашей Галактике (точнее в окрестностях Солнца) просто могло не оказаться скоплений, достаточно богатых и вместе с тем подходящего возраста (молодых), чтобы показать заметное количество звезд в пробеле Герцшпрунга. Такого рода скопления есть в Магеллановых Облаках. Вообще вполне возможно, что на поздних стадиях эволюционные треки очень чувствительны к небольшим отличиям как масс, так и химического состава, и отождествление результатов расчетов и наблюдений отдельных скоплений может оказаться очень нелегким делом.

Часть наших выводов придется пересмотреть, если окажется, что период цефеиды существенно изменяется во время ее эволюции. Существующие наблюдательные [3, 4] и теоретические [44, 45] данные указывают, что цефеиды двигаются на диаграмме цвет — величина в общем-то вдоль линий постоянного периода; среди наблюдаемых изменений периодов цефеид, как известно [49], одинаково часто встречаются как положительные, так и отрицательные, так что они вряд ли носят эволюционный характер. Известно, однако, что в стадии красных сверхгигантов звезды могут терять массу, и если эта потеря значительна, то при следующем заходе в полосу неустойчивости звезда может иметь уже другой период; это может быть вызвано, вообще говоря, и изменением структуры звезды в промежутке между ее заходами в полосу неустойчивости. Однако конкретные данные, подтверждающие такую возможность, пока отсутствуют; кроме того, само существование зависимостей период — светимость и период — возраст скопления уже говорит о том, что такие изменения периода должны быть невелики.

15. В заключение кратко остановимся на задачах дальнейших исследований. Принятие ИГП из [9] приводит, как мы видели, к хорошему согласию светимостей цефеид, определяемых по собственным движениям и по принадлежности к скоплениям. Необходимость изменения принимаемых в настоящее время расстояний до молодых скоплений и уменьшение на  $0^m.5$  светимостей цефеид может потребовать ревизии работ по распределению цефеид и рассеянных скоплений в Галактике, галактическому вращению и т. д., ведет к сокращению масштабов внегалактических расстояний, увеличению (примерно до  $120 \text{ км/сек/Мпс}$ ) постоянной Хаббла и т. п.

Важной задачей остается дальнейшее детальное исследование скоплений, содержащих цефеиды, особенно NGC 7790. Необходимо в первую

<sup>1</sup> Под которыми мы понимаем звезды, находящиеся справа от полосы неустойчивости.



очередь уточнить истинные цвета цефеид скопления и определить в нем лучевые скорости, без которых, строго говоря, принадлежность цефеид к скоплению нельзя считать доказанной. Рекордное для Галактики число цефеид в нем, может быть, объясняется тем, что это далекое скопление выглядит бедным лишь на богатом фоне Млечного Пути. Вообще крайне желательно расширить поиски цефеид, связанных со звездными группировками, путем изучения переменных звезд в молодых скоплениях и анализа связей цефеид с коронами скоплений и ассоциациями.

Фотоэлектрических наблюдений цефеид накоплено уже достаточно много, и на первый план выступает задача точного определения истинных цветов возможно большего числа цефеид с помощью узкополосной и многоцветной фотометрии, особенно цефеид в скоплениях.

Детальное сравнение численностей В-звезд и цефеид соответствующих светимостей в одинаковых объемах пространства также необходимо для дальнейшего уточнения закономерностей эволюции В-звезд в цефеиды. Весьма важно с этой точки зрения и всестороннее изучение постоянных звезд, лежащих в полосе неустойчивости.

Необходим расчет поздних эволюционных стадий для звезд с  $10-12$  и  $3-4M_{\odot}$  и учет влияния на эволюцию и пульсацию таких факторов, как вращение, наличие магнитного поля и т. п.

Мы искренне благодарны доктору Х. Арпу, подробно ознакомившему нас во время визита в КрАО летом этого года с результатами своего исследования NGC 1866.

Июль — ноябрь 1965 г.

*Примечание при корректуре.* После сдачи в печать этой статьи появилось несколько работ, в которых получены аналогичные выводы. Так, И. Ибен (Astrophys. J. 1966, 143, 483), публикуя детали своих расчетов, заключил, что уменьшение численности цефеид с уменьшением периода связано с выходом за пределы полосы неустойчивости петель эволюционного трека при уменьшении массы звезды. Это было подтверждено в работе Р. Крафта (Astrophys. J., 1966, 144, 1008), который также нашел, что численность массивных звезд галактического поля в пробеле Герцшпрунга нельзя объяснить без помощи эволюционных треков с петлями. Аргументы в пользу реальности петель приводит Р. Киппенхан (Kleine Veröff. Bamberg, 1965, 4, № 40, 7). Расчеты Е. Хофмейстер (Kleine Veröff. Bamberg, 1965, 4, № 40, 224) подтвердили, что положение и вид петель очень чувствительны к химическому составу; она же показала, что период цефеиды существенно отличается от среднего (за время жизни) лишь при первом быстром пересечении полосы неустойчивости, которому должно соответствовать небольшое число звезд; в частности, их не должно быть в NGC 1866. Наши выводы поэтому целиком остаются в силе.

## Л и т е р а т у р а

1. A. R. Sandage. Astrophys. J., 1958, 127, 513.
2. R. P. Kraft. Astrophys. J., 1961, 133, 39.
3. H. C. Arp. Astron. J., 1960, 65, 404.
4. Ю. Н. Ефремов. Астрон. цирк., 1964, № 311; см. также Труды симпозиума «Переменные звезды и звездная эволюция» (в печати).
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 33, 286.
6. R. P. Kraft, M. Schmidt. Astrophys. J., 1963, 137, 249.
7. П. Н. Холопов, Н. М. Артюхина. Астрон. ж., 1963, 40, 1101.
8. Ю. Н. Ефремов. Переменные звезды, 1964, 15, 242.
9. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1964, 32, 88.
10. K. Serkowski. Astrophys. J., 1963, 138, 1035.
11. J. D. Fernie. Astron. J., 1963, 68, 780.



12. R. I. Mitchell, B. Iriarte, D. Steinmetz, H. L. Johnson. *Boletín Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 1964, 3, 24.
13. Ю. Н. Ефремов, П. Н. Холопов. *Астрон. цирку.*, 1965, № 326.
14. H. Schmidt, C. D. Santanilla. *Bonner Verof.*, 1964, N 71.
15. Ю. Н. Ефремов. *Астрон. цирку.*, 1963, № 254.
16. R. L. Wildey. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1964, 8, 84.
17. B. E. Westerlund. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1964, 127, 71.
18. H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1962, 136, 1435.
19. W. A. Hiltner, H. L. Johnson. *Astrophys. J.*, 1956, 124, 367.
20. H. L. Johnson, W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 1953, 117, 313.
21. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1958, 18, 41.
22. Th. Schmidt-Kaler. *Z. Astrophys.*, 1958, 46, 145.
23. H. L. Johnson, B. Iriarte. *Lowell Obs. Bull.*, 1958, 4, N 3 (91).
24. R. P. Kraft. *Astrophys. J.*, 1961, 134, 616.
25. Ю. Н. Ефремов. *Переменные звезды*, 1963, 14, 444.
26. П. П. Паренато. *Переменные звезды*, 1954, 10, 193.
27. И. Л. Генкин. *Переменные звезды*, 1964, 15, 120.
28. W. Baade. *Evolution of stars and galaxies*. Cambridge, 1963.
29. Е. Д. Павловская. *Переменные звезды*, 1953, 9, 349.
30. R. v. d. R. Woolley. *Observatory*, 1965, 85, 98.
31. O. J. Eggen, A. R. Sandage. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1959, 119, 255.
32. A. R. Sandage. *Observatory*, 1964, 84, 245.
33. H. L. Johnson. *Lowell Obs. Bull.*, 1960, 5, N 2 (107).
34. A. U. Landolt. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1964, 8, N 82.
35. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. I. Mitchell, K. L. Hallam, S. Sharpless. *Naval Obs. Publ.*, 1961, 17, pt. 7.
36. A. D. Thackeray, A. J. Wesselink, G. A. Harding. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1962, 124, 345.
37. J. D. Fernie, J. M. Marlborough. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1965, 77, 218.
38. P. Mianes. *Ann. d'Astrophys.*, 1963, 26, 1.
39. G. E. Kron, S. N. Svolopoulos. *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1959 71, 126.
40. Ю. Н. Ефремов. *Переменные звезды*, 1966, 16, № 1.
41. J. D. Fernie. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1482.
42. S. C. B. Gascoigne, G. E. Kron. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 1965, 130, 333.
43. М. Шварцшильд. *Строение и эволюция звезд*. ИЛ, 1961.
44. E. Hoffmeister, R. Kirpenhahn, A. Weigert. *Z. Astrophys.*, 1964, 60, 57.
45. R. Kirpenhahn, H.-C. Thomas, A. Weigert. *Z. Astrophys.*, 1965, 61, 241.
46. И. М. Копылов. *Изв. Крымской астрофиз. общ.*, 1963, 30, 69.
47. H. L. Johnson. *Boletín Obs. Tonantzintla y Tacubaya*, 1964, 3, N 24.
48. I. Iben. *Astrophys. J.*, 1964, 140, 1631.
49. П. П. Паренато. *Переменные звезды*, 1956, 11, 236.
50. H. C. Arr. *Kleine Veröff. Bamberg*, 1965, 4, № 40, 209.



ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАНИХ В-ЗВЕЗД  
И ЗВЕЗД А0 В НАПРАВЛЕНИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ ДОЛГОТ  
117—124° (КАССИОПЕЯ)

Н. Б. Григорьева

В направлении галактических долгот 117°—124° на площади около 45 кв. градусов (центр  $\alpha = 0^{\text{h}}30^{\text{m}}$ ,  $\delta = +62^\circ$ ) определена пространственная плотность ранних В-звезд (В0 — В2) и звезд А0. Эти звезды выбраны из каталога спектральных классов и показателей цвета звезд [1]. Используя величины звезд, исправленные за поглощение [2], вычислены пространственные плотности по схеме, предложенной Шаленом [3]. При вычислениях средняя абсолютная величина для звезд В принята  $M_V = -4^{\text{m}}.00$ , для А0 —  $M_V = +0^{\text{m}}.2$ . Дисперсия абсолютных величин в обоих случаях принималась равной  $\sigma = 0^{\text{m}}.5$ , а ступени осреднения величин  $\delta = 0^{\text{m}}.5$ . В соответствии с этим было получено  $M_V = -4^{\text{m}}.2$  для В-звезд и  $M_V = 0^{\text{m}}.0$  для А0.

Результаты вычислений пространственной плотности звезд представлены на стр. 262—263 и на фиг. 1 и 2. Кривая для звезд А0 (фиг. 1) показывает увеличение плотности для расстояния около 400 пс, а затем непрерывное уменьшение с удалением от Солнца. Это увеличение плотности, видимо, соответствует Орионовой ветви, положение которой по радионаблюдениям ( $\lambda = 21$  см) дает то же расстояние. Кривая для В-звезд подтверждает ранее сделанное заключение [2] об увеличении плотности звезд этого класса в пределах расстояний 1,5—3 кпс при максимуме около 2 кпс. Подобные же результаты для соседней области с центром  $\alpha = 1^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta = +60^\circ$  получены Мак Каски [4].

THE SPACE DISTRIBUTION OF EARLY B AND A0 STARS IN THE DIRECTION OF GALACTIC LONGITUDES 117—124°, by N. B. Grigoryeva.— The space density of B0 — B2 and A0 stars is determined in an area of about 45° square degrees centered at  $\alpha = 0^{\text{h}}30^{\text{m}}$ ,  $\delta = +62^\circ$ . The stars were selected from the catalogue of spectral types and color indices [1]. The space densities were computed according to the method proposed by Schalen [3], using stellar magnitudes corrected for interstellar absorption [2]. The mean absolute magnitude  $M_V = -4.00$  was adopted for the B stars and  $M_V = +0.2$  for the A0 stars. In both cases the dispersion of absolute magnitudes was as high as  $\delta = 0^{\text{m}}.5$  and the steps in magnitude  $\delta = 0^{\text{m}}.5$ . Accordingly it was found that  $M_V = -4.2$  for the B stars and  $M_V = 0.0$  for the A0 stars.

The results of computations of the space density of stars are given in pages 262—263 and figures 1 and 2. The curve for the A0 stars (fig. 1) indicates that the density increases at a distance of  $\sim 400$  ps and then decreases continuously with increasing distance from the Sun. Evidently this local fluctuation of density corresponds to the Orion arm: according to radio data the distance to the arms in this direction is 400 pc. The shape of the curve for the B stars confirms the earlier conclusion [2] on the density increase of these stars in the distance interval 1.5—3 kps, the maximum corresponding to 2 kps. McCuskey [4] obtained similar results for a neighboring region centered at  $\alpha = 1^{\text{h}}40^{\text{m}}$ ,  $\delta = +60^\circ$ .



Исследование спиральной структуры нашей Галактики и других галактик показывает, что горячие В-звезды имеют в среднем такие же скорости, как и облака газа, и находятся в основном в спиральных ветвях. Такое распределение следует и из современного представления о происхождении звезд. Однако по В-звездам можно проследить структуру спиральных ветвей лишь на расстояниях, больших 1000 пс. Между тем представляет интерес исследование ближайшей к Солнцу Орионовой ветви и промежутка между ней и следующей — Персеевой ветвью. Радионаблюдения дают для этой ближайшей ветви расстояние 400 пс — для галактических долгот 100—120°, но именно такие близкие расстояния по наблюдениям на  $\lambda = 21$  см определяются неуверенно. Поэтому целесообразно исследовать пространственное распределение звезд класса А0, которое прояснит структуру ближайшей к Солнцу спиральной ветви.

В 1955 г., исследуя область в Кассиопее ( $\alpha = 1^h40^m$ ,  $\delta = +60^\circ$ ), Мак Каски [5] указывал на концентрацию звезд В8 — А0 в пределах 100—500 пс. Э. С. Бродская [6] в 1961 г. получила для одной из исследованных ею областей ( $\alpha = 2^h30^m$ ,  $\delta = +59^\circ$ ) рост пространственной плотности звезд А0 на расстоянии около 400 пс.

Мы изучили пространственное распределение двух групп звезд — В0 — В2 и А0 в направлении галактических долгот в  $l^{\text{II}} = 117 \div 124^\circ$ . Звезды ярче  $m_v = 12^m,3$  были выбраны из каталога спектральных классов и показателей цвета звезд Э. С. Бродской и Н. Б. Григорьевой [1], охватывающего область около 45 кв. градусов с центром  $\alpha = 0^h30^m$ ,  $\delta = +62^\circ$ . Всего было выбрано 212 звезд В0 — В2 и 548 звезд А0. Ниже приводятся данные о распределении звезд А0 по видимым визуальным величинам  $m_0$ , исправленным за межзвездное поглощение. Распределение поглощающей материи в изучаемой области исследовано подробно в статье автора [2].

|                    |      |      |      |      |      |       |       |
|--------------------|------|------|------|------|------|-------|-------|
| $m_0$ . . . . .    | 7,75 | 8,25 | 8,75 | 9,25 | 9,75 | 10,25 | 10,75 |
| $N(m_0)$ . . . . . | 13   | 28   | 44   | 81   | 147  | 162   | 73    |

Точно такие же данные для ранних В-звезд даны ниже.

|                    |      |      |      |      |      |      |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|
| $m_0$ . . . . .    | 7,25 | 7,75 | 8,25 | 8,75 | 9,25 | 9,75 |
| $N(m_0)$ . . . . . | 10   | 28   | 34   | 53   | 49   | 38   |

Пространственная плотность для обеих групп звезд вычислена по схеме, подробно изложенной Шаленом [3]. При вычислении для звезд В принята средняя абсолютная величина  $M_v = -4^m,0$ , для звезд А0  $M_v = +0^m,2$ . Дисперсия в абсолютных величинах принята для обеих групп  $\sigma = 0^m,5$ , интервал величин взят равным  $\delta = 0^m,5$ . Абсолютная величина, характеризующая распределение, вычислялась по формуле

$$M_m = M_0 - \frac{\sigma^2}{\lg e} \frac{d \lg N(m_0)}{dm}.$$

При этом получено  $M_m = -4^m,2$  для звезд В и  $M_m = +0^m,0$  для звезд А0. Ниже приведены вычисленные пространственные плотности  $\rho$  звезд А0 на 1000 пс<sup>3</sup> для разных расстояний от Солнца.

|                    |       |       |       |       |       |       |       |       |       |
|--------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $R$ , пс . . . . . | 230   | 318   | 401   | 501   | 635   | 798   | 1007  | 1267  | 1596  |
| $\rho$ . . . . .   | 0,043 | 0,087 | 0,106 | 0,098 | 0,085 | 0,067 | 0,040 | 0,016 | 0,004 |

На фиг. 1 эти данные представлены сплошной линией. Для сравнения на этой же фигуре (штриховые линии) приведены данные, полученные Э. С. Бродской [6] для двух соседних областей с центрами

$$\text{I} - \alpha = 1^h30^m, \delta = +61^\circ, \text{II} - \alpha = 2^h30^m, \delta = +59^\circ.$$

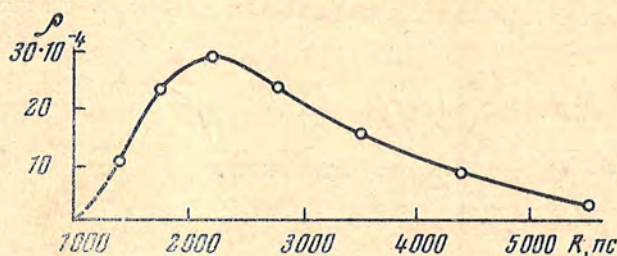


Из рассмотрения полученных величин видно, что до расстояния примерно 400  $пс$  плотность звезд А0 возрастает, а затем с удалением от Солнца все время уменьшается. Размер сгущения звезд А0, где плотность их не меньше половины максимальной, равен около 600  $пс$ . Следует отметить, что Мак Каски [5], изучая функции светимости звезд примерно для этих же



Фиг. 1. Число звезд класса А0 в 1000  $пс^3$

галактических долгот, обнаружил концентрацию звезд В8 — А0 на расстояниях 100—500  $пс$ . По радионаблюдениям на 21 см ближайшая часть Орионовой ветви в исследуемом направлении проходит также на расстоянии 400  $пс$  от Солнца. Следовательно, максимальная плотность звезд А0



Фиг. 2. Число звезд класса В0 — В2 в 1000  $пс^3$

приходится на ближайшую к нам область Орионовой ветви. При этом следует учесть, что наблюдения для  $\lambda = 21$  см имеют недостаточную точность для определения расстояний близких облаков, а также возможность ошибок в учете межзвездного поглощения, которые повлияют на вычисленные расстояния звезд.

Обратимся теперь к звездам В. Ниже приводятся пространственные плотности этих звезд на 1000  $пс^3$  в зависимости от расстояния, а на фиг. 2 эти данные представлены графически.

|                   |        |        |        |        |        |        |        |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $R, пс$ . . . . . | 1390   | 1750   | 2200   | 2700   | 3490   | 4395   | 5532   |
| $\rho$ . . . . .  | 0,0011 | 0,0024 | 0,0030 | 0,0024 | 0,0016 | 0,0009 | 0,0004 |

Из кривой (фиг. 2) видно, что подавляющее большинство звезд В0 — В2 расположено в пределах 1,5—3  $кпс$  от Солнца. Максимум плотности приходится на 2  $кпс$ . Такие же результаты получил Мак Каски [4] при исследовании пространственного распределения ОВ-звезд в области, соседней с нашей ( $\alpha = 1^h40^m$ ,  $\delta = +60^\circ$ ). Следует отметить, что если принять абсолютную величину В-звезд не  $-4^m,0$ , а  $-3^m,3$ , то большинство звезд этой группы будет заключено в пределах 1—2,5  $кпс$ , а максимум распределения сдвинется на 0,5  $кпс$  в сторону меньших расстояний. Но даже при таком значительном изменении принятой абсолютной величины область наиболь-



шей плотности ранних В-звезд ( $\sim 2$  *кпс*) определяется достаточно уверенно.

Таким образом, исследование пространственной плотности двух групп звезд — А0 и В0 — В2 позволило проследить спиральную структуру в направлении  $l^{\text{II}} = 117 \div 124^\circ$  на расстояниях от 0,2 до 5 *кпс*. Звезды первой группы (А0) дают повышенную плотность на расстоянии около 400 *пс*, намечая место ближайшей к Солнцу Орионовой ветви. В промежутке между ветвями их плотность, так же как и плотность В-звезд, незначительна. Персеева ветвь по звездам В0 — В2 проходит в исследуемом направлении на расстоянии 2 *кпс* (где звезды В0 дают наибольшую плотность) и имеет ширину порядка 1,5 *кпс*.

Как уже отмечала Э. С. Бродская [6], было бы очень важно исследовать звезды А0 в Кассиопее хотя бы до  $15^m,0$ . Это необходимо для уточнения положения Персеевой ветви.

Автор благодарен сотрудникам КрАО Э. С. Бродской и И. И. Проник за ценные советы.

Сентябрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Э. С. Бродская, Н. Б. Григорьева. Сообщения ГАИШ, 1964, № 136, 3.
2. Н. Б. Григорьева. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1965, 34, 238.
3. C. Schalen. Medd. Astr. Obs. Uppsala, 1928, N 37.
4. S. W. McCuskey, N. Houk. Astron. J., 1964, 69, 412.
5. A. H. Forthworth, S. W. McCuskey. Astrophys. J., 1955, 121, 643.
6. Э. С. Бродская. Изв. Крымской астрофиз. obs., 1961, 26, 382.



# КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ОЦЕНКИ ВЕЛИЧИНЫ АНОМАЛЬНОГО ПОКРАСНЕНИЯ РАННИХ ЗВЕЗД В МОЛОДЫХ РАССЕЯННЫХ СКОПЛЕНИЯХ И О-АССОЦИАЦИЯХ

*Р. М. Разник*

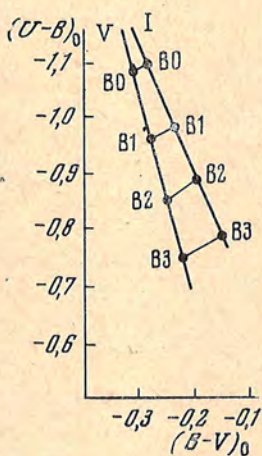
(Ульяновский педагогический институт)

По 31 рассеянному скоплению и семи О-ассоциациям получены количественные оценки эффекта аномального покраснения ранних звезд, описанного нами в [1, 2].

Вычислены значения избытков цвета  $E_{U-B}$  557 звезд. Для звезд каждого скопления и ассоциации исследуется зависимость  $E_{U-B}$  от спектральных подклассов Sp (фиг. 2, 3).

Аномальное покраснение  $\Delta E'_{U-B}$  для каждого спектрального подкласса определяется по отношению к среднему уровню покраснения  $E_{U-B}$ , полученному по звездам, более поздним, чем B3. По всем звездам рассмотренных скоплений и О-ассоциаций выведены средние значения  $\Delta E'_{U-B}$ . Результаты сведены в табл. 1 и 2. Рассматривается также зависимость  $\Delta E'_{U-B}$  от спектрального класса (фиг. 4). Уточняются значения величины аномального покраснения в максимуме, достигаемом в спектральном типе B0, а именно:  $\Delta E'_{U-B} = 0,14 \pm 0,052$  — для рассеянных скоплений,  $\Delta E'_{U-B} = 0,25 \pm 0,024$  — для О-ассоциаций.

Подтверждается, что аномальное покраснение, наблюдаемое у звезд большей светимости, весьма четко проявляется и у звезд главной последовательности. Наличие точной спектральной классификации звезд способствует лучшему выявлению эффекта аномального покраснения



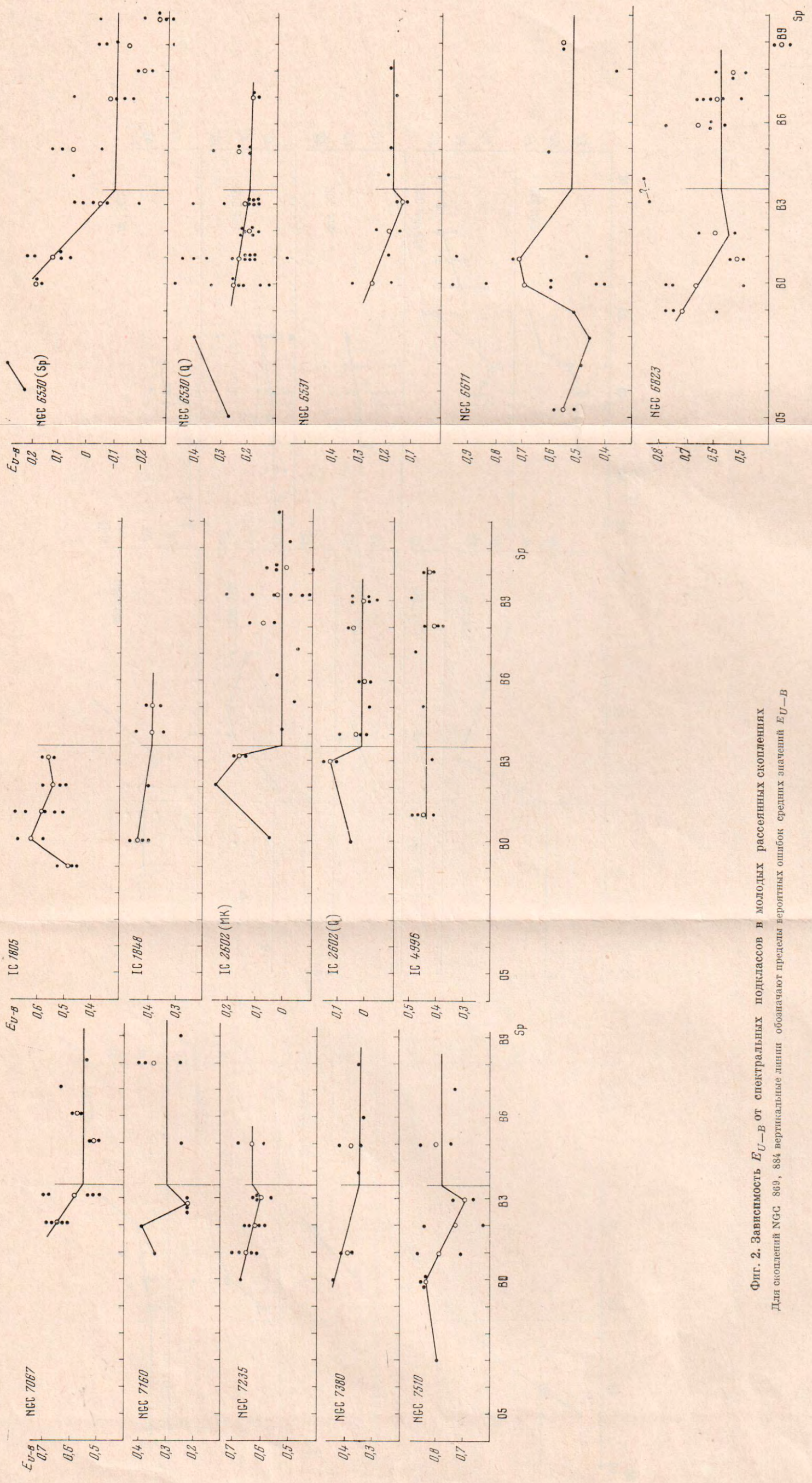
Фиг. 1. Влияние ошибочного определения классов светимости звезд на точность определения их избытков цвета  $E_{B-V}$  и  $E_{U-B}$

QUANTITATIVE ESTIMATES OF THE ANOMALOUS REDDENING OF EARLY TYPE STARS IN YOUNG OPEN CLUSTERS AND O-ASSOCIATIONS, by R. M. Raznik. — The anomalous reddening effect of early type stars, discussed in [1, 2], has been estimated quantitatively using 31 open clusters and 7 O-associations.

The colour excesses are computed for 557 stars. The dependence of  $E_{U-B}$  on spectral type Sp (figs. 2, 3) is investigated for stars of each cluster and association. The anomalous reddening  $\Delta E'_{U-B}$  is determined for each spectral subclass relative to the mean reddening  $E_{U-B}$  found from stars later than B3. The mean values  $\Delta E'_{U-B}$ , given in tables 1 and 2, are derived on the basis of all stars of the studied clusters and O-associations. The dependence of  $\Delta E'_{U-B}$  on spectral type (fig. 4) is also discussed. More precise values are found for the maximum of anomalous reddening which

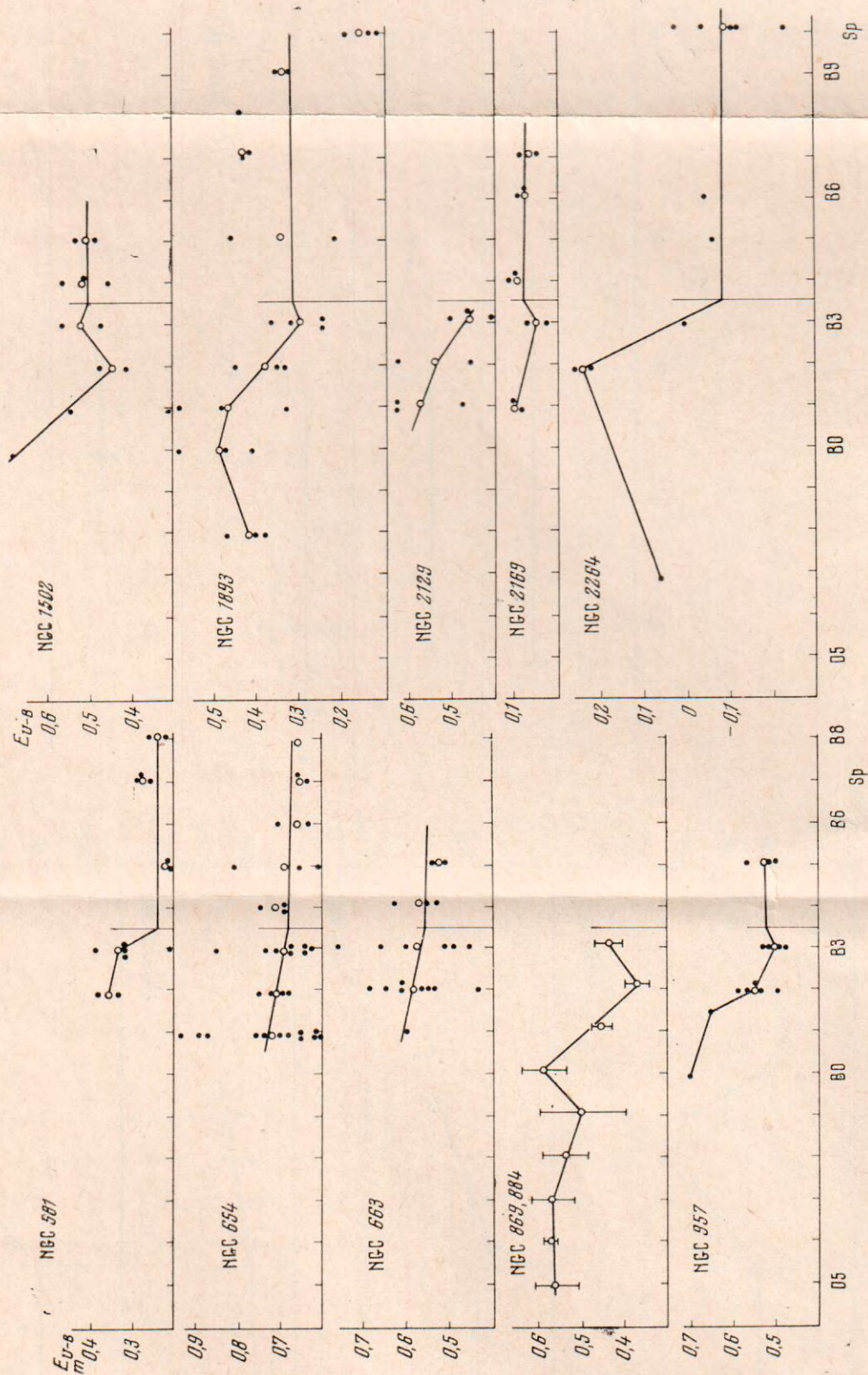
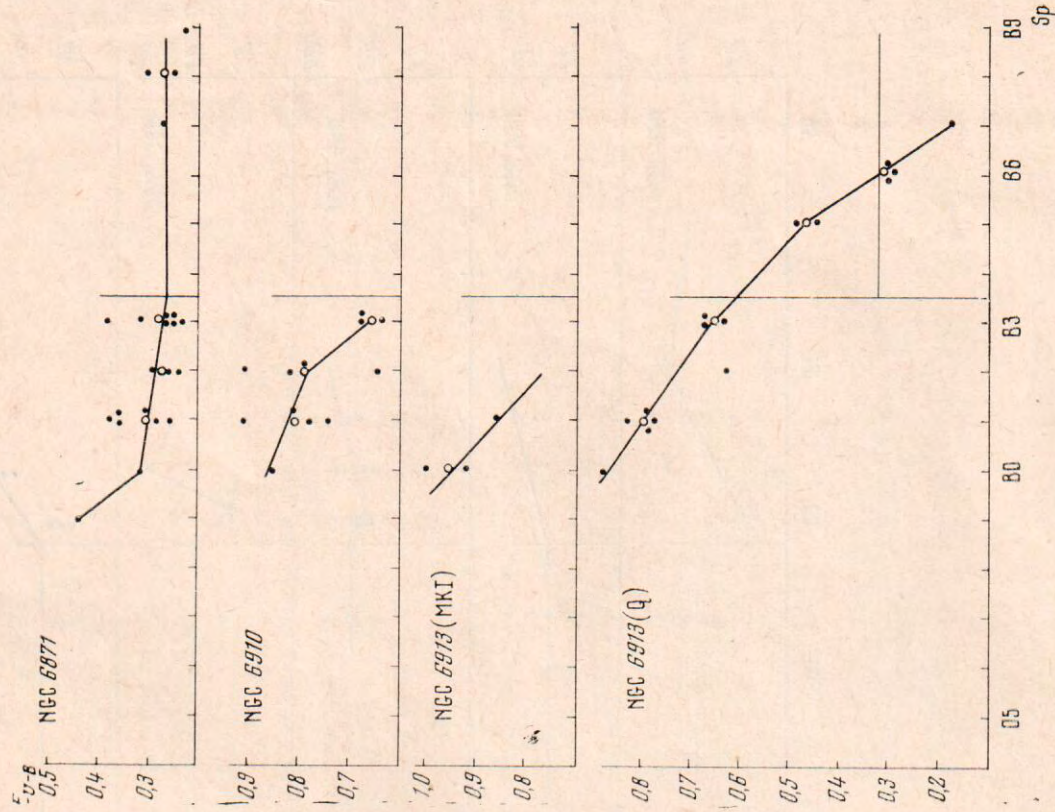


7,36 cm/p. 2641



Фиг. 2. Зависимость  $E_{U-B}$  от спектральных подклассов в молодых рассеянных скоплениях  
 Для скоплений NGC 869, 884 вертикальные линии обозначают пределы вероятных ошибок средних значений  $E_{U-B}$







is attained at B0:  $\overline{\Delta E'_{U-B}} = 0^m14 \pm 0^m052$  for open clusters and  $\overline{\Delta E'_{U-B}} = 0^m25 \pm 0^m024$  for O-associations.

It is confirmed that the anomalous reddening observed for high luminosity stars is also sharply defined for MS stars. Precise spectral classification of stars enables the detection of the anomalous reddening effect.

Изучение поглощения света звезд в молодых рассеянных скоплениях и О-ассоциациях показало, что характерная для них большая дисперсия избытков цвета звезд связана не только с их большой удаленностью от Солнца и соответственно сложностью структуры поглощающего вещества на луче зрения, но также и с особенностями физических условий внутри самих молодых скоплений и О-ассоциаций [1, 2].

В отличие от [3, 4] и других работ, в которых покраснение исследовалось по всем звездам скопления в целом, в [1, 2] оно изучалось по средним значениям избытков цвета каждого спектрального подкласса отдельно. Этот метод позволил выявить наличие дополнительного, аномального, покраснения света ранних звезд по отношению к среднему для данной ассоциации или скопления покраснению, определяемому влиянием межзвездной среды.

Получение количественных оценок величины аномального покраснения ранних звезд в молодых рассеянных скоплениях и О-ассоциациях усложняется большой дисперсией избытков цвета звезд, вызванной ключеватостью межзвездного вещества и сложностью структуры газо-пылевых облаков, связанных с многими молодыми скоплениями.

Для изучения эффекта аномального покраснения нами были вычислены избытки цвета  $E_{U-B}$  для 557 ранних звезд в 31 молодом рассеянном скоплении и в семи О-ассоциациях.

Показатели цвета  $U-B$  были взяты из опубликованных данных фотоэлектрических наблюдений. Для звезд с имеющимися определениями спектральных классов нормальные цвета  $(U-B)_0$  брались в соответствии с классами светимости по [5, 6]. Для звезд, не имеющих определений спектральных типов,  $(U-B)_0$  находились по двуцветной диаграмме Джонсона на основании  $(B-V)_0$ , полученных  $Q$ -методом [5]. Сверхгиганты исключались с помощью диаграммы цвет — светимость  $(V, B-V)$ .

Чтобы избежать увеличения эффекта аномального покраснения (правда, весьма незначительного) за счет возможного включения сверхгигантов, ошибочно принимаемых за звезды главной последовательности, мы предпочли пользоваться избытками цвета  $E_{U-B}$ . Преимущество избытков цвета  $E_{U-B}$  перед  $E_{B-V}$  можно проиллюстрировать на двуцветной диаграмме, построенной по нормальным цветам звезд I и V классов светимости (фиг. 1). Так, если сверхгигантам ошибочно приписать нормальные цвета звезд V класса светимости, то значения  $E_{B-V}$  получатся немного завышенными (для подкласса B0 — на  $+0^m03$ ), значения же  $E_{U-B}$  не только не возрастут, но даже уменьшатся, так как разности нормальных цветов одноименных спектральных подклассов для I и V классов светимости по оси  $U-B$  имеют противоположный знак (для подкласса B0 —  $-0^m02$ ). Таким образом, применяя  $Q$ -метод, мы не только не завышаем, но, наоборот, немного занижаем искомую величину избытка цвета  $E_{U-B}$ .

Исходя из этого для всех рассматриваемых скоплений и ассоциаций строились графики зависимости  $E_{U-B}$  от спектральных подклассов (фиг. 2, 3). Черные кружки соответствуют значениям  $E_{U-B}$  для отдельных звезд, а светлые кружки — средним значениям  $E_{U-B}$  для каждого подкласса. Для всех звезд, более поздних, чем B3, определялись средние значения покраснения без подразделения по спектральным подклассам, на графиках они представлены прямыми, параллельными оси абсцисс. Для звезд, более ранних, чем B3, значения избытков цвета указы-



вались для каждого спектрального подкласса отдельно. Такой подход позволил выявить систематическое превышение избытков цвета ранних звезд над средними значениями покраснения, определяемыми по более поздним звездам. Как видно из фиг. 2, 3, почти все кривые  $E_{U-B}$  для ранних подклассов показывают аномальное покраснение.

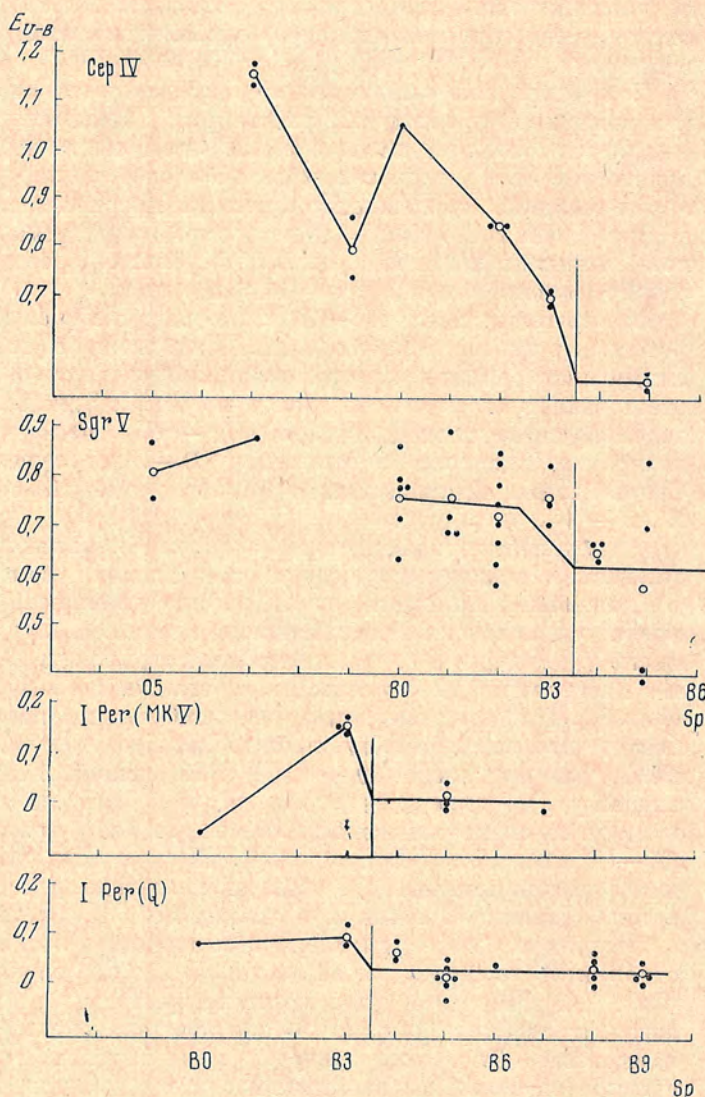
Для получения количественных оценок аномального покраснения составлялись разности

$$\Delta E_{U-B} = E_{U-B} - \overline{E}_{U-B},$$

где  $E_{U-B}$  — избыток цвета отдельной звезды, а  $\overline{E}_{U-B}$  — среднее значение избытка цвета, полученное по звездам, спектры которых позднее, чем В3.

Результаты этих вычислений сведены в две таблицы: табл. 1 составлена для молодых рассеянных скоплений, табл. 2 — для О-ассоциаций.

В столбце 2 этих таблиц приводятся обозначения скоплений или ассо-



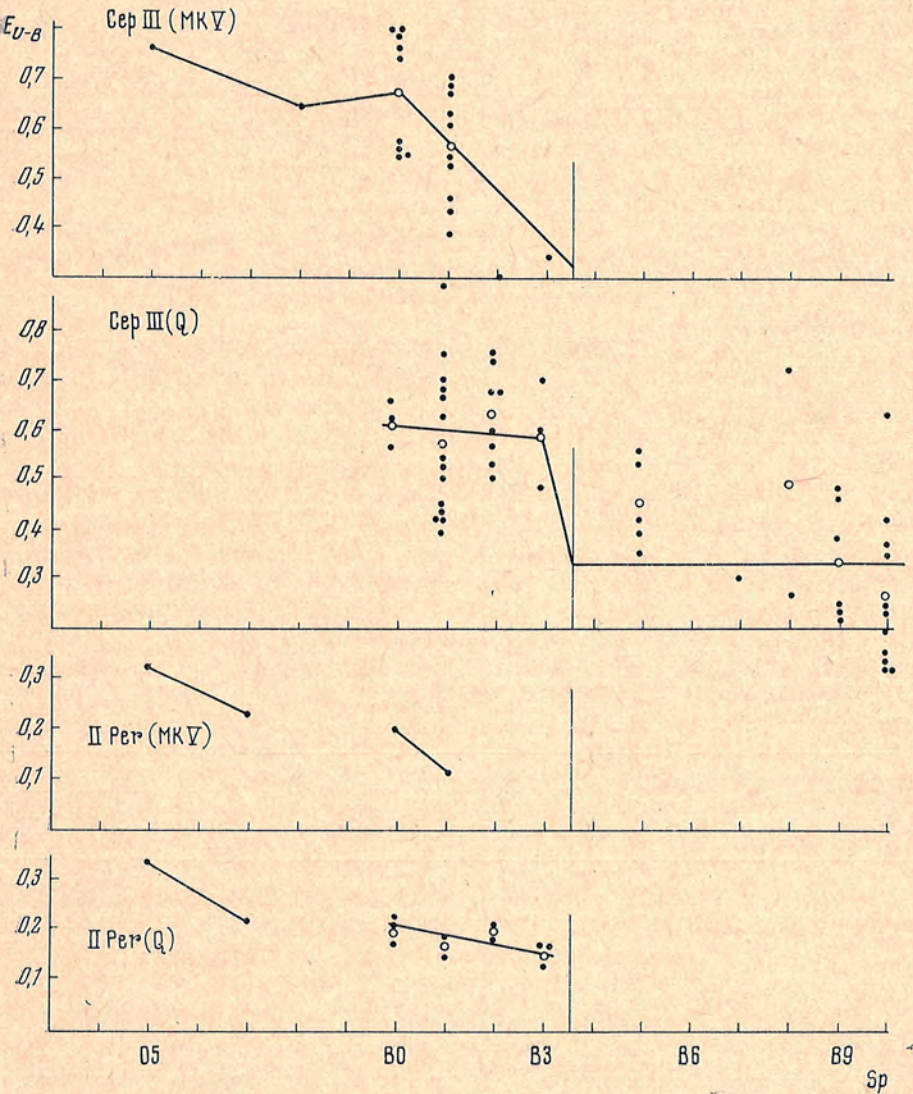
Фиг. 3. Зависимость  $E_{U-B}$  от спектра



паций. Столбец 3 характеризует метод, использованный для спектральной классификации звезд ( $Q$ -метод или непосредственно по спектрам). Если для вычислений использовались звезды какого-нибудь одного класса светимости в системе МК, то это также отмечалось в столбце 3, например, для звезд класса светимости V — МК V. В столбце 4 приводятся средние значения  $E_{U-B}$ , полученные по звездам, спектры которых позднее, чем В3. В столбце 5 дается общее число  $n$  этих звезд. Данные столбцов 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20 и 22 характеризуют средние отклонения избытков цвета звезд внутри каждого из спектральных подклассов О5, О6, О7, О8, О9, В0, В1, В2 и В3 соответственно от приведенных в столбце 4 средних значений, полученные по очевидной формуле

$$\overline{\Delta E_{U-B}} = \frac{\sum_1^n \Delta E_{U-B}}{n} = \frac{\sum_1^n (E_{U-B} - \overline{E_{U-B}})}{n},$$

$\overline{\Delta E_{U-B}}$  вычислялись для каждого скопления и ассоциации отдельно.



льных подклассов в О-ассоциациях



| № п/п | Скоплен-<br>ие | Метод<br>определе-<br>ния Sp | $\bar{E}_{U-B}$  | n            | O5                     |              | O6                     |              | O7                     |              | O8                     |              |
|-------|----------------|------------------------------|------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|
|       |                |                              |                  |              | $\Delta\bar{E}_{U-B}$  | n            | $\Delta\bar{E}_{U-B}$  | n            | $\Delta\bar{E}_{U-B}$  | n            | $\Delta\bar{E}_{U-B}$  | n            |
|       | NGC            |                              |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 1     | 581            | Q                            | 0,24             | 7            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 2     | 654            | Q                            | 0,68             | 8            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 3     | 663            | Q                            | 0,56             | 5            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 4     | 869            | Q                            | 0,34             |              | -0,02                  | 2            |                        |              |                        |              | 0,11                   | 4            |
| 5     | 884            | MK V                         |                  |              | 0,12                   | 5            | 0,14                   | 4            | 0,13                   | 3            | 0,10                   | 5            |
|       |                | MK V                         |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 6     | 957            | Q                            | 0,52             | 3            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 7     | 1502           | Q                            | 0,50             | 5            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 8     | 1893           | Q                            | 0,32             | 10           |                        |              |                        |              |                        |              | 0,10                   | 3            |
| 9     | 2129           | Q                            |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 10    | 2169           | Q                            | 0,08             | 6            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 11    | 2264           | MK V                         | -0,09            | 7            |                        |              |                        |              | 0,16                   | 1            |                        |              |
| 12    | 2353           | Q                            | 0,32             | 7            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 13    | 6530           | Объект.<br>призма            | -0,10            | 18           |                        |              | 0,33                   | 1            | 0,39                   | 1            |                        |              |
| 14    | 6531           | Q                            | 0,18             | 4            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 15    | 6611           | Q                            | 0,53             | 4            | 0,02                   | 2            |                        |              | -0,04                  | 1            | -0,07                  | 1            |
| 16    | 6823           | Q                            | 0,57             | 16           |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 17    | 6834           | Q                            | 0,47             | 5            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 18    | 6871           | Q                            | 0,26             | 4            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 19    | 6910           | Q                            |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 20    | 6913           | Q                            | 0,33             | 6            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
|       |                | MK I                         | 0,33             |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 21    | 7067           | Q                            | 0,55             | 6            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 22    | 7160           | Q                            | 0,29             | 5            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 23    | 7235           | Q                            | 0,63             | 2            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 24    | 7380           | Q                            | 0,35             | 5            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 25    | 7510           | Q                            | 0,77             | 3            |                        |              |                        |              | 0,02                   | 1            |                        |              |
| 26    | 7654           | Q                            | 0,48             | 49           |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
|       | I C            |                              |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 27    | 1805           | Q                            |                  |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 28    | 1848           | Q                            | 0,39             | 4            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 29    | 2602           | Q                            | 0,01             |              |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
|       |                | MK V                         | 0,02             | 23           |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 30    | 4996           | Q                            | 0,43             | 8            |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
| 31    | 5146           | (B - V) <sub>0</sub>         | 0,51             | 15           |                        |              |                        |              |                        |              |                        |              |
|       |                |                              | $\bar{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\Delta\bar{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\Delta\bar{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\Delta\bar{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\Delta\bar{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ |
|       |                |                              | 0,00<br>±0,022   | 159          | 0,08<br>±0,033         | 7            | 0,18<br>±0,026         | 5            | 0,14<br>±0,004         | 7            | 0,08<br>±0,027         | 9            |

\* Не использовалось при вычислении средних значений  $\Delta\bar{E}'_{U-B}$ .

\*\*  $\Delta\bar{E}_{U-B}$  вычислялись по отношению к  $\bar{E}_{U-B}$  для звезд V3, так как более поздних звезд

\*\*\*  $\bar{E}_{U-B}$  получено Q-методом по данным [7], ввиду того, что в [13] имеются лишь звезды



Таблица 1

| 09                           |              | B0                           |              | B1                           |              | B2                           |              | B3                           |              | Источник  |           | Примечания |
|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|-----------|-----------|------------|
| $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $UBV, Sp$ | $(U-B)_0$ |            |
| 0,06                         | 4            | 0,16                         | 3            | 0,04                         | 12           | 0,11                         | 2            | 0,09                         | 5            | [7]       |           | *          |
|                              |              |                              |              | 0,05                         | 1            | 0,03                         | 4            | 0,01                         | 8            | [8]       |           | **         |
|                              |              |                              |              | 0,08                         | 20           | 0,03                         | 8            | 0,03                         | 6            | [7]       |           |            |
|                              |              |                              |              | 0,01                         | 11           | 0,03                         | 10           | -0,02                        | 2            | [9]       |           |            |
|                              |              |                              |              | 0,03                         | 3            | -0,07                        | 3            | 0,00                         | 2            | [9]       | [6]       |            |
|                              |              |                              |              | 0,14                         | 1            | 0,00                         | 5            | -0,02                        | 3            | [10]      | [6]       |            |
|                              |              |                              |              | 0,18                         | 1            | 0,04                         | 1            | 0,02                         | 2            | [7]       |           |            |
|                              |              |                              |              | 0,17                         | 3            | 0,15                         | 3            | -0,02                        | 4            | [7]       |           |            |
|                              |              |                              |              | 0,12                         | 3            | 0,09                         | 2            | 0,00                         | 3            | [7]       |           | **         |
|                              |              |                              |              | 0,02                         | 2            |                              |              | -0,03                        | 2            | [7]       |           |            |
|                              |              |                              |              |                              |              | 0,33                         | 2            | 0,09                         | 1            | [11]      | [6]       |            |
|                              |              |                              |              | -0,28                        | 1            |                              |              |                              |              | [7]       |           | *          |
|                              |              |                              |              | 0,29                         | 2            | 0,23                         | 5            | 0,06                         | 5            | [12]      | [5]       |            |
|                              |              |                              |              | 0,07                         | 2            | 0,01                         | 1            | -0,05                        | 2            | [7]       |           |            |
| -0,01                        | 1            | 0,17                         | 7            | 0,19                         | 3            |                              |              |                              |              | [7]       |           |            |
| 0,15                         | 3            | 0,10                         | 3            | -0,05                        | 2            | 0,03                         | 2            |                              |              | [7]       |           | *          |
| 0,47                         | 1            |                              |              |                              |              |                              |              |                              |              | [7]       |           |            |
| 0,18                         | 1            | 0,06                         | 1            | 0,05                         | 6            | 0,02                         | 3            | 0,02                         | 7            | [7]       |           | **         |
|                              |              | 0,20                         | 1            | 0,15                         | 4            | 0,13                         | 4            | 0,00                         | 3            | [7]       |           |            |
|                              |              | 0,54                         | 1            | 0,46                         | 4            | 0,29                         | 1            | 0,32                         | 3            | [7]       |           | ***        |
|                              |              | 0,62                         | 2            | 0,52                         | 1            |                              |              |                              |              | [13]      | [6]       | ****       |
|                              |              |                              |              |                              |              | 0,09                         | 4            | 0,03                         | 5            | [7]       |           |            |
|                              |              |                              |              | 0,05                         | 1            | 0,10                         | 1            | -0,08                        | 3            | [7]       |           |            |
|                              |              | 0,04                         | 1            | 0,02                         | 4            | -0,02                        | 4            | -0,03                        | 4            | [7]       |           |            |
|                              |              | 0,09                         | 1            | 0,04                         | 2            |                              |              |                              |              | [7]       |           |            |
|                              |              | 0,05                         | 3            | 0,01                         | 2            | -0,05                        | 2            | -0,08                        | 2            | [7]       |           | *          |
|                              |              |                              |              |                              |              |                              |              | 0,09                         | 1            | [14]      |           |            |
| -0,08                        | 3            | 0,06                         | 2            | 0,02                         | 5            | -0,02                        | 3            | 0,00                         | 2            | [7]       |           | **         |
|                              |              | 0,04                         | 3            |                              |              | 0,01                         | 1            |                              |              | [7]       |           |            |
|                              |              | 0,04                         | 1            |                              |              |                              |              | 0,13                         | 2            | [15]      |           | *          |
|                              |              | 0,03                         | 1            |                              |              | 0,23                         | 1            | 0,14                         | 2            | [15]      | [6]       |            |
|                              |              | 0,34                         | 1            | 0,01                         | 3            |                              |              | -0,03                        | 1            | [7]       |           | *          |
|                              |              |                              |              |                              |              |                              |              |                              |              | [16]      | [16]      |            |
| $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ |           |           |            |
| 0,05<br>$\pm 0,035$          | 12           | 0,14<br>$\pm 0,052$          | 38           | 0,08<br>$\pm 0,010$          | 79           | 0,05<br>$\pm 0,029$          | 59           | 0,02<br>$\pm 0,007$          | 75           |           |           |            |

используемом литературном источнике не оказалось.

подклассов B0 и B1.



| № п/п | Ассоциация | Метод определения Sp | $\overline{E}_{U-B}$  | $n$          | 05                           |              | 06                           |              | 07                           |              | 08                           |              |
|-------|------------|----------------------|-----------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|
|       |            |                      |                       |              | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          |
| 1     | Сер IV     | объект. призма       | 0,54                  | 2            |                              |              |                              |              | 0,61                         | 2            |                              |              |
| 2     | Сер III    | Q                    | 0,34                  |              | 0,42                         | 1            |                              |              |                              |              | 0,31                         | 1            |
| 3     | I Per      | MKV                  | 0,04                  |              |                              |              |                              |              |                              |              |                              |              |
| 4     | II Per     | Q                    | 0,01                  | 4            | 0,19                         | 1            |                              |              | 0,07                         | 1            |                              |              |
| 5     |            | MKV                  |                       | 0            | 0,21                         | 1            |                              |              | 0,12                         | 1            |                              |              |
| 6     | Sag V      | (B — V) <sub>0</sub> | 0,62                  | 7            | 0,18                         | 2            |                              |              | 0,25                         | 1            |                              |              |
| 7     | Cyg VI     | MK                   |                       |              |                              | 1            |                              | 4            |                              | 1            |                              | 2            |
| 7     | I Ori      | Q                    |                       | 9            |                              |              |                              |              |                              |              |                              |              |
|       |            |                      | $\overline{E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ |
|       |            |                      | 0,00<br>±0,020        | 13           | 0,25<br>±0,042               | 4            |                              |              | 0,40<br>±0,087               | 4            | 0,31                         | 1            |

\* Не учитывалось при вычислении средних значений  $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ .

\*\*  $\overline{\Delta E}_{U-B}$  вычислялось по отношению к  $\overline{E}_{U-B}$  для ВЗ, так как звезд более поздних, чем ВЗ, в используемом источнике не оказалось.

\*\*\*  $\overline{\Delta E}'_{U-B}$  вычислялось по отношению к  $\overline{E}_{U-B}$  для В1, так как более поздних звезд в [21] не оказалось.

В столбцах 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21 и 23 приводятся числа звезд  $n$ , использованных для вычислений; в столбце 24 даются ссылки на работы, из которых брались величины  $U$ ,  $B$ ,  $V$  и спектральные классы, если они имелись. В столбце 25 указывается источник, из которого заимствованы значения нормальных цветов.

В конце табл. 1 и 2 приводятся средние значения избытков цвета, вычисленные по всем звездам всех скоплений и всех ассоциаций в пределах каждого спектрального подкласса

$$\overline{\Delta E}'_{U-B} = \frac{\sum_1^m \sum_1^n \Delta E_{U-B}}{\sum_1^m n}$$

( $m$  — число скоплений), и вероятные ошибки этих средних, вычисленные по индивидуальным значениям  $\Delta E_{U-B}$ .

Кривые  $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ , Sp, построенные по этим средним значениям, наилучшим образом выражают зависимость аномального покраснения от спектральных подклассов звезд (фиг. 4).

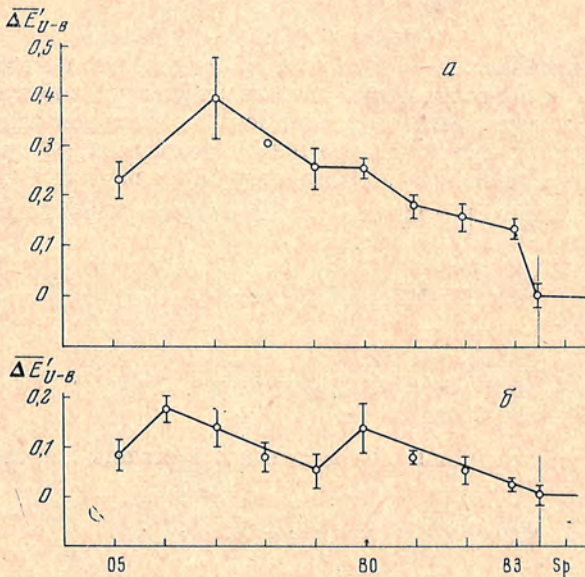
При вычислении средних значений  $\overline{\Delta E}'_{U-B}$  нами, естественно, не учитывались скопления NGC 2353, NGC 6834, NGC 7654, IC 5146, так как они содержат всего лишь по одной звезде, более ранней, чем ВЗ.



Таблица 2

| O9                           |              | B0                           |              | B1                           |              | B2                           |              | B3                           |              | Источник  |           | Примечания |
|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|------------------------------|--------------|-----------|-----------|------------|
| $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $\overline{\Delta E}_{U-B}$  | $n$          | $UBV, Sp$ | $(U-B)_0$ |            |
| 0,26                         | 2            | 0,52                         | 1            |                              |              | 0,31                         | 2            | 0,16                         | 3            | [17-19]   | [5]       |            |
|                              |              | 0,28                         | 4            | 0,23                         | 14           | 0,30                         | 8            | 0,25                         | 3            | [20]      |           | *          |
|                              |              | 0,34                         | 9            | 0,23                         | 10           |                              |              | 0,00                         | 1            | [20]      | [5]       |            |
|                              |              | 0,04                         | 1            |                              |              |                              |              | 0,06                         | 2            | [21]      |           | *          |
|                              |              | -0,05                        | 1            |                              |              |                              |              | 0,15                         | 3            | [21]      | [6]       |            |
|                              |              | 0,05                         | 3            | 0,02                         | 2            | 0,05                         | 2            | 0,00                         | 4            | [21]      |           | ***        |
|                              |              | 0,09                         | 1            | 0,00                         | 1            |                              |              |                              |              | [21]      | [6]       | ***        |
|                              |              | 0,14                         | 6            | 0,14                         | 4            | 0,10                         | 8            | 0,14                         | 3            | [22]      | [5]       |            |
|                              | 4            |                              |              |                              |              |                              |              |                              |              | [23-24]   | [6]       | *          |
|                              |              |                              | 3            |                              |              |                              | 3            |                              |              | [25]      | [5]       | *          |
| $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ | $\overline{\Delta E}'_{U-B}$ | $\sum_1^m n$ |           |           |            |
| 0,26<br>$\pm 0,043$          | 2            | 0,25<br>$\pm 0,024$          | 18           | 0,18<br>$\pm 0,021$          | 15           | 0,15<br>$\pm 0,026$          | 10           | 0,14<br>$\pm 0,012$          | 10           |           |           |            |

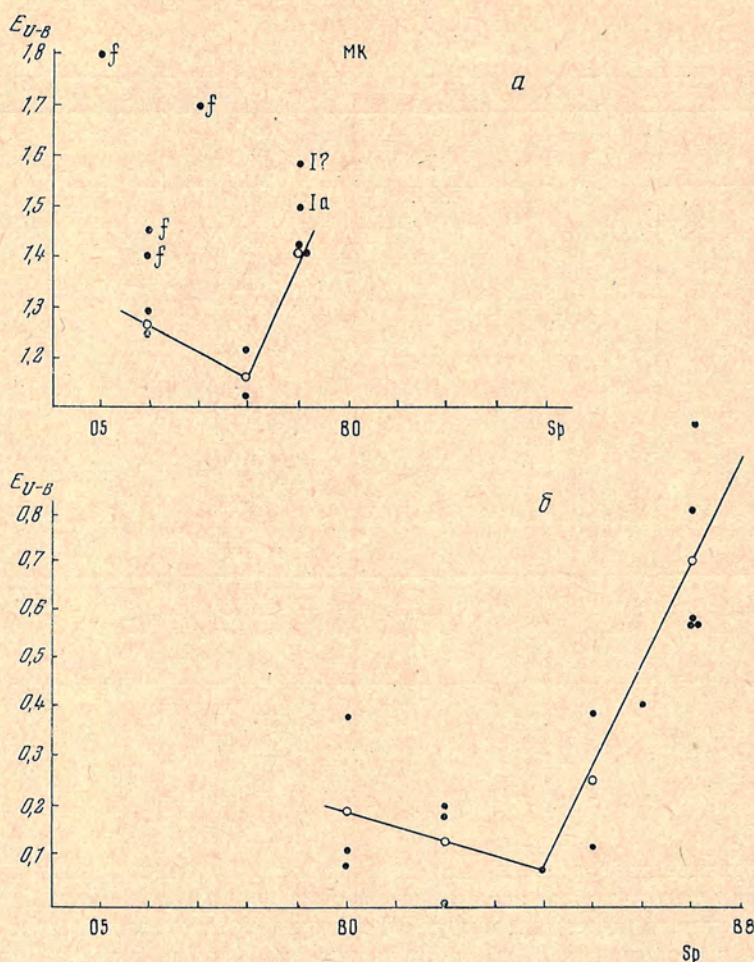
При составлении средних  $\overline{\Delta E}'_{U-B}$  в табл. 2 не учитывались I Ori и Cug VI ввиду того, что эти ассоциации весьма своеобразны (фиг. 5) и требуют специального изучения: в Cug VI присутствует очень большое число звезд Of, а в ассоциации I Ori наблюдается необычайно большой рост избытков цвета у звезд, более поздних, чем B3.



Фиг. 4. Зависимость аномального покраснения ранних звезд  $\overline{\Delta E}_{U-B}$  от спектральных подклассов

a — для молодых рассеянных скоплений; б — для O-ассоциаций





Фиг. 5. Зависимость  $E_{U-B}$  от спектральных подклассов для Cyg VI (а) и I Ori (б)

Из рассмотрения фиг. 2—4 и табл. 1 и 2 видно, что в молодых рассеянных скоплениях и О-ассоциациях свет звезд ранних спектральных классов претерпевает дополнительное, аномальное покраснение, которое достигает максимума у звезд спектрального подкласса В0, уменьшается у звезд О8 — О9 и затем снова возрастает у более ранних О-звезд.

$\overline{\Delta E'}_{U-B}$  для В0 в среднем по всем молодым рассеянным скоплениям составляет

$$\overline{\Delta E'}_{U-B} = 0^m,14 \pm 0^m,05,$$

что соответствует

$$\overline{\Delta E'}_{B-V} = \frac{\overline{\Delta E'}_{U-B}}{0,72} = 0^m,19 \pm 0^m,07.$$

Для О-ассоциаций эти величины достигают больших значений:

$$\overline{\Delta E'}_{U-B} = 0^m,25 \pm 0^m,02,$$

$$\overline{\Delta E'}_{B-V} = \frac{\overline{\Delta E'}_{U-B}}{0,72} = 0^m,35 \pm 0^m,03.$$



Эти результаты уточняют выводы, полученные в [1, 2].

Характерно, что аномальное покраснение выявляется тем лучше, чем более полными сведениями о звездах скоплений или ассоциаций мы располагаем. Это видно из сравнения графиков, построенных по данным  $Q$ -метода, с графиками, построенными по данным спектральной классификации звезд (рассеянные скопления NGC 6530, NGC 6913, IC 2602 — фиг. 2; NGC 869, 884 [1, 2]; О-ассоциации I Per, Cep III, II Per — фиг. 3).

Необходимо отметить, что аномальное покраснение достаточно уверенно выявляется и у звезд главной последовательности. Это видно из табл. 1 и 2 и фиг. 2 и 3 для скоплений NGC 6530, NGC 869, 884, IC 2602 и ассоциаций I Per, Cep III, II Per, построенных исключительно по звездам V класса светимости в системе МК, что совершенно исключает случайную примесь сверхгигантов.

Для дальнейшего уточнения величины аномального покраснения звезд в каждом отдельном скоплении и О-ассоциации желательнее более надежно отделить члены скоплений и ассоциаций от звезд фона и определить для них спектральные классы в системе МК. Такое уточнение позволило бы обнаружить корреляции между эффектом аномального покраснения и другими характеристиками молодых рассеянных скоплений и О-ассоциаций, что способствовало бы выявлению физической природы эффекта аномального покраснения.

Считаю своим долгом выразить глубокую благодарность В. Б. Николу, И. М. Копылову, И. И. Проник, Б. В. Кукаркину за обсуждение результатов работы.

20 октября 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1965, 33, 301.
2. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1965, 34, 227.
3. H. L. Johnson, A. A. Hoag, B. Iriarte, R. J. Mitchell, K. L. Hallam. Lowell Obs. Bull., 113.
4. Г. А. Старикова. Астрон. ж., 1964, 41, № 2, 396.
5. H. L. Johnson. Lowell Obs. Bull., 90.
6. K. Serkowski. Astrophys. J., 1963, 138, 1035.
7. A. A. Hoag, H. L. Johnson, B. Iriarte, R. J. Mitchell, K. L. Hallam, S. Scharpleess. Publ. Naval Obs., Second ser., 1961, 17, 7.
8. P. Pesch. Astrophys. J., 1960, 132, 696.
9. H. L. Johnson, W. W. Morgan. McDonald Contr. 261.
10. H. L. Johnson, W. A. Hiltner. Astrophys. J., 1956, 123, 267.
11. M. F. Walker. Astrophys. J. Suppl. Ser., 1956, 23, 2.
12. M. F. Walker. Astrophys. J., 1957, 125, 636.
13. W. W. Morgan, D. L. Harris. Vistas in astronomy, 1956, 2, 1124.
14. P. Pesch. Astrophys. J., 1960, 132, 689.
15. J. B. Whiteoak. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1961, 123, 3.
16. M. F. Walker. Astrophys. J., 1959, 130, 57.
17. V. M. Blanco, A. D. Williams. Astrophys. J., 1959, 130, 482.
18. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 30, 131.
19. Р. М. Разник. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1964, 32, 165.
20. A. Blaauw, W. A. Hiltner, H. L. Johnson. Astrophys. J., 1959, 130, 69.
21. D. L. Harris. Astrophys. J., 1956, 123, 371.
22. L. Perek. Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1962, 13, N 2, 69.
23. H. L. Johnson, W. W. Morgan. Astrophys. J., 1954, 119, 344.
24. D. H. Schulte. Astrophys. J., 1958, 128, 41.
25. H. L. Johnson. Astrophys. J., 1957, 126, 134.



# К ТЕОРИИ $H$ -ФУНКЦИЙ ПРИ ИЗОТРОПНОМ РАССЕЯНИИ

В. Г. Буславский

Полученное в [1] интегральное уравнение Фредгольма II рода с ограниченным симметричным ядром для функции Амбарцумяна  $H(x)$  обобщается на случай, когда вероятность «выживания» кванта при элементарном акте рассеяния  $\lambda$  отлична от единицы.

ON THE THEORY OF  $H$  FUNCTIONS AT ISOTROPIC SCATTERING, by V. G. Buslavsky.— The previously derived [1] type II Fredholm integral equation with a restricted symmetric kernel for Ambartsumian's function  $H(x)$  is generalized in the case when the «survival» probability of a quantum at an elementary act of scattering  $\lambda$  differs from unity.

В [1] было показано, что в случае чистого изотропного рассеяния для функции Амбарцумяна  $H(x)$  наряду с нелинейным интегральным уравнением

$$H(x) = 1 + \frac{1}{2} x H(x) \int_0^1 \frac{H(x')}{x+x'} dx' \quad (1)$$

и сингулярным интегральным уравнением с ядром типа Коши

$$H(x) \left( 1 - \frac{1}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x} \right) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{x' H(x')}{x' - x} dx' \quad (2)$$

может быть получено еще одно уравнение, а именно уравнение Фредгольма II рода с ограниченным симметричным ядром:

$$H(x) = 1 + \sqrt{3} x + \int_0^1 \left\{ \int_1^\infty \frac{1}{\pi^2 + \left( 2y + \ln \frac{y-1}{y+1} \right)^2} \frac{y}{y + \frac{1}{x} y + \frac{1}{x'}} dy \right\} H(x') dx'. \quad (3)$$

Здесь мы обобщим этот результат на случай, когда вероятность «выживания» кванта при элементарном акте рассеяния  $\lambda$  отлична от единицы. Поле излучения в среде определяется в этом случае функцией источника  $B(\tau)$ , которая находится из интегрального уравнения

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty B(\tau') \text{Ei}|\tau - \tau'| d\tau', \quad (4)$$

где  $\tau$  — оптическая толщина,  $\text{Ei}(\tau)$  — интегральная показательная функция первого порядка.



Решение уравнения (4) было получено В. В. Соболевым [2]. Оно имеет вид

$$B(\tau) = e^{k\tau} + \frac{1}{2k} C(k) (e^{k\tau} - e^{-k\tau}) + 2\lambda \int_1^{\infty} (e^{k\tau} - e^{-\nu\tau}) \Phi(y) \frac{dy}{H\left(\frac{1}{y}\right)}, \quad (5)$$

где  $k$  — положительный корень уравнения

$$\frac{\lambda}{2k} \ln \frac{1+k}{1-k} = 1, \quad (6)$$

$$C(k) = \left\{ \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{xH(x)}{(1-kx)^2} dx \right\}^{-1}, \quad (7)$$

$$\Phi(y) = \frac{y}{(y+k) \left[ \pi^2 \lambda^2 + \left( 2y + \lambda \ln \frac{y-1}{y+1} \right)^2 \right]}, \quad (8)$$

а  $H(x)$  — функция Амбарцумяна, которая в случае  $\lambda \neq 1$  определяется нелинейным уравнением

$$H(x) = 1 + \frac{\lambda}{2} xH(x) \int_0^1 \frac{H(x')}{x+x'} dx' \quad (9)$$

или уравнением с ядром типа Коши

$$H(x) \left( 1 - \frac{\lambda}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x} \right) = \sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{x'H(x')}{x'-x} dx'. \quad (10)$$

В формуле (5) принято, что  $B(0) = 1$ . При этой нормировке функции  $B(\tau)$  имеем

$$\frac{H(x)}{1-kx} = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\frac{\tau}{x}} \frac{d\tau}{x}. \quad (11)$$

Умножая уравнение (5) на  $e^{-\frac{\tau}{x}} \frac{d\tau}{x}$  и интегрируя по всем оптическим глубинам, получим, учитывая (11),

$$H(x) = 1 + C(k) \frac{x}{1+kx} + 2\lambda \int_1^{\infty} \frac{x(y+k)}{1+ky} \Phi(y) \frac{dy}{H\left(\frac{1}{y}\right)}. \quad (12)$$

Используя соотношение [3]

$$\int_0^1 H(x) dx = \frac{2}{\lambda} (1 - \sqrt{1-\lambda}), \quad (13)$$

из (9) получаем

$$\frac{1}{H\left(\frac{1}{x}\right)} = \sqrt{1-\lambda} + \frac{\lambda}{2} x \int_0^1 \frac{x'H(x')}{1+xx'} dx'. \quad (14)$$



Подставляя это соотношение в (12), находим

$$H(x) = 1 + C(k) \frac{x}{1+kx} + 2\lambda \sqrt{1-\lambda} \int_1^{\infty} \frac{x(y+k)}{1+xy} \Phi(y) dy + \\ + \lambda^2 x \int_1^{\infty} \frac{y(y+k)}{1+xy} \Phi(y) dy \int_0^1 \frac{x'H(x')}{1+x'y} dx'. \quad (15)$$

Воспользовавшись теперь соотношением [4]

$$C(k) = \frac{k(1-k^2)}{\lambda+k^2-1} \left( 1 - \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{H(x')}{1+kx'} dx' \right) = \\ = \frac{k(1-k^2)}{\lambda+k^2-1} \left( \sqrt{1-\lambda} + \frac{k\lambda}{2} \int_0^1 \frac{x'H(x')}{1+kx'} dx' \right), \quad (16)$$

получим из (15)

$$H(x) = 1 + \sqrt{1-\lambda} \left[ \frac{k(1-k^2)}{\lambda+k^2-1} \frac{x}{1+kx} + 2\lambda \int_1^{\infty} \frac{x(y+k)}{1+xy} \Phi(y) dy \right] + \\ + \int_0^1 H(x') \left\{ \lambda^2 x x' \int_1^{\infty} \frac{y(y+k)}{(1+xy)(1+x'y)} \Phi(y) dy + \frac{\lambda k^2(1-k^2)}{2(\lambda+k^2-1)} \frac{xx'}{(1+kx)(1+kx')} \right\} dx'. \quad (17)$$

Введем обозначения:

$$f(x) = 1 + \sqrt{1-\lambda} \left[ \frac{k(1-k^2)}{\lambda+k^2-1} \frac{x}{1+kx} + 2\lambda \int_1^{\infty} \frac{x(y+k)}{1+xy} \Phi(y) dy \right], \quad (18)$$

$$K(x, x') = x x' \left[ 2\lambda \int_1^{\infty} \frac{y(y+k)}{(1+xy)(1+x'y)} \Phi(y) dy + \frac{k^2(1-k^2)}{(\lambda+k^2-1)(1+kx)(1+kx')} \right]. \quad (19)$$

Тогда получим

$$H(x) = f(x) + \frac{\lambda}{2} \int_0^1 K(x, x') H(x') dx'. \quad (20)$$

Легко убедиться, что функция  $K(x, x')$  ограничена и симметрична, поэтому уравнение (20) есть обычное (несингулярное) уравнение II рода с симметричным ядром. При  $\lambda = 1$  (в этом случае  $k = 0$ ) (20) переходит в уравнение (3).

Аналогичные уравнения (или их системы) могут быть получены в случае неізотропного рассеяния, а также и в случае некогерентного рассеяния в спектральной линии. Эти уравнения могут быть использованы для вычислений  $H$ -функций при значениях  $\lambda$ , близких к единице (вычисление  $H$ -функций с помощью уравнения (9) связано в этом случае с рядом трудностей).

Декабрь 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Г. Б у с л а в с к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1966, 35, 179.
2. В. В. С о б о л е в. Астрон. ж., 1959, 31, вып. 4, 573.
3. В. В. С о б о л е в. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., ГИТТЛ, 1956.
4. И. Н. М и н и н. Докл. АН СССР, 1958, 120, № 1.



## СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ОБЪЕКТОВ

*А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Е. Я. Лиморенко,  
Г. А. Монин, К. К. Чуваев*

Дается описание спектрографа с электронно-оптическим преобразователем, предназначенного для изучения нестационарных объектов. Приводятся оптическая схема и основные конструктивные особенности прибора и несколько репродукций спектрограмм, позволяющих судить о качестве получаемых спектров и о проникающей силе спектрографа.

A SPECTROGRAPH FOR THE STUDY OF NONSTABLE OBJECTS, by A. A. Boyarchuk, R. E. Gershberg, K. J. Limorenko, G. A. Monin and K. K. Chuvaev.—A spectrograph with an image converter, designed for the study of nonstable objects, is described. The optical scheme, the main constructive features and some of the spectrograms obtained are given. The latter permit to conclude on the quality of the spectra and the penetrating power of the 2.6 meter telescope with the spectrograph.

При изучении нестационарных звезд часто возникает необходимость регистрировать характеристики этих объектов с большим разрешением по времени. Так, например, некоторые вспышки звезд типа UV Ceti продолжаются лишь несколько минут. Исследование изменения общего блеска таких звезд может быть выполнено с помощью непрерывной фотоэлектрической записи, позволяющей на телескопах средних размеров получать кривую блеска с разрешением 1 сек и меньше даже для сравнительно слабых звезд; но обычные методы регистрации спектров с помощью фотопластинок непригодны для изучения быстрых вспышек даже при использовании крупнейших телескопов. Для решения подобных задач в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР используется специальный дифракционный спектрограф с электронно-оптическим преобразователем (ЭОП).

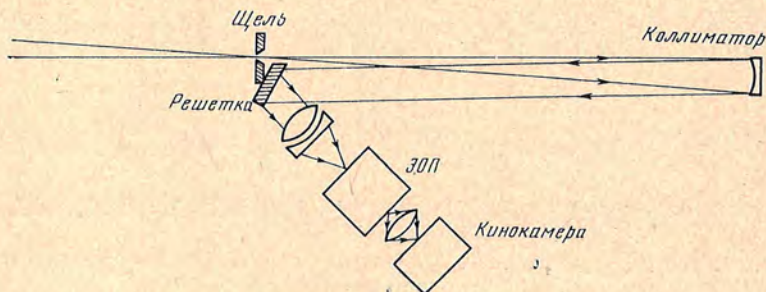
Спектрограф устанавливается в фокусе Нэсмита 2,6 м рефлектора им. акад. Г. А. Шайна; светосила питающей оптики в этом фокусе телескопа  $F/16$ , масштаб изображения — 5"/мм.

Оптическая схема спектрографа представлена на фиг. 1.

Коллиматором спектрографа является сферическое зеркало  $F = 96$  см, диспергирующим элементом — реплика дифракционной решетки (1200 штрих/мм) с концентрацией 50—54% света в широком спектральном интервале; в качестве камеры используется объектив Кинон  $D = 75$  мм,  $F = 105$  мм. В фокусе камеры установлен фотокатод ЭОП, с экрана которого изображение дополнительной оптической системой перебрасывается (с сохранением масштаба) на пленку в кинкамере. Конструкция прибора позволяет производить смену решетки и объектива камеры.



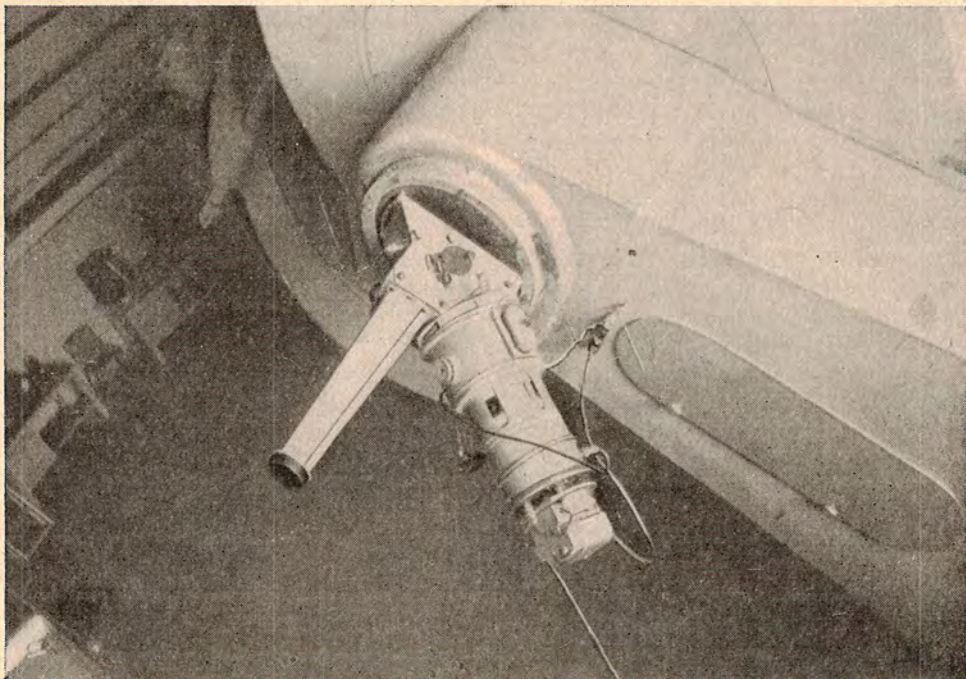
Дисперсия спектрографа около  $55 \text{ \AA/мм}$ , на одном снимке можно получить спектр в интервале около  $1000 \text{ \AA}$ . Диаметр осевого пучка, падающего на реплику,  $60 \text{ мм}$ , так что при спектрографировании протяженных объектов можно получать спектры, не виньетированные по высоте до  $\pm 35''$ . Прозрачность Кинона и чувствительность мультищелочного фотокатода



Фиг. 1. Оптическая схема спектрографа

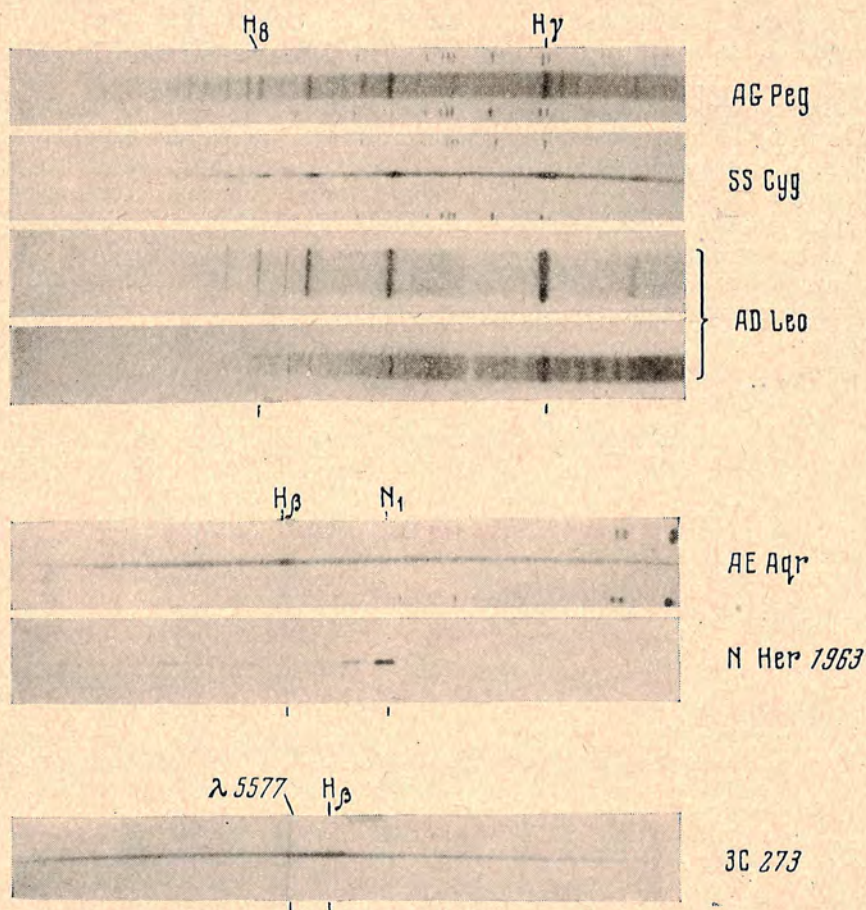
ЭОПа позволяют получать спектры от области бальмеровского скачка до  $\lambda \approx 7000 \div 7500 \text{ \AA}$ . Смена исследуемой области спектра производится поворотом решетки. На щели спектрографа имеются раздвижные призмочки для впечатывания спектра сравнения (неоновая лампочка). Щель спектрографа с зеркальной поверхностью, и с помощью микроскопа, сфокусированного на щель, при хороших атмосферных условиях телескоп можно уверенно наводить на объекты до  $17^m,5$ .

Разрешение спектрографа ограничено разрешением ЭОП и составляет  $0,05-0,07 \text{ мм}$ , так что нормальная ширина щели спектрографа соответствует  $2,5-3'',0$  на небе. Поскольку турбулентный диск звезды на  $2,6\text{-м}$  рефлекторе, как правило, не превосходит  $3''$ , то при работе с этим спектро-



Фиг. 2. Общий вид спектрографа, установленного на  $2,6\text{-м}$  рефлекторе





Фиг. 3. Спектрограммы нескольких нестационарных объектов

графом используется практически весь свет, собираемый главным зеркалом телескопа.

Спектрограф может поворачиваться вокруг оптической оси питающей системы, что позволяет устанавливать цель спектрографа в любом позиционном угле.

Управление кинокамерой может осуществляться как с центрального пульта управления телескопа, так и с выносного пульта наблюдателем, находящимся у спектрографа. Для точного отсчета моментов времени и длительности экспозиций к затвору кинокамеры может подключаться печатающий хронограф.

Описанный спектрограф (СПЭМ-2) был спроектирован старшим научным сотрудником Г. А. Мониным и изготовлен под его руководством в мастерских обсерватории при участии оптика Г. М. Попова. На фиг. 2 показан общий вид спектрографа на телескопе.

В течение года с помощью описанного спектрографа были получены спектры нестационарных звезд различных типов (SS Cyg, UV Cet, симбиотических, новых), планетарных туманностей, квазаров. Как показала фотометрическая обработка спектрограмм, получаемый материал наблюдений пригоден в основном для качественного изучения спектров. Это связано прежде всего с рядом недостатков ЭОП: с неравномерностью чувствительности по полю, с дисторсией электронной оптики, с понижением контраста при электронно-оптическом усилении яркости и с наличием заметного «шума» ЭОП — так называемой многоэлектронной эмиссии.



На фиг. 3 приведены репродукции нескольких спектрограмм, позволяющие оценить чистоту получаемых спектров. Проницающую силу прибора можно охарактеризовать экспозициями, с которыми были получены эти спектрограммы. Например, фотографическую часть спектра звезды AD Leo ( $m_B = 11^m$ ) удалось зарегистрировать во время вспышки 18.V 1965 г. с временным разрешением до 4 сек; спектр квазизвездного радиоисточника 3C 273 ( $m_V = 12^m,7$ ) в желто-зеленой области был получен за 3,5 мин; спектр Новой Геркулеса 1963 г. в области небулярных линий был получен осенью 1965 г. (когда  $m_{pg} \sim 13^m$ ) за 3 мин.

Авторы выражают глубокую благодарность В. И. Пронику за полезные советы и помощь при выборе и юстировке оптической системы спектрографа.

Ноябрь 1965 г.



## КАТАДИОПТРИЧЕСКИЙ ИЗОХРОМАТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП

Г. М. Попов

Рассмотрена светосильная зеркально-линзовая система с плоским полем, совершенным исправлением аберраций для большого угла поля и широкой спектральной области; фокус системы вынесен за пределы камеры, что представляет большие удобства для наблюдений. Система предназначена для использования в качестве камеры спектрографа, а также для непосредственного фотографирования небесных объектов (астрографы).

A CATADIOPTRIC ISOCHROMATIC TELESCOPE, by G. M. Popov.— A fast-speed mirror-lens system with a flat field and corrected for aberration in a large field angle and wide spectral region is considered. The focus of the system is not within the camera and therefore the instrument is very convenient in observations. The system is proposed for application as a camera of a spectrograph and also for direct photography of celestial objects (astrographs).

В настоящее время известно много различных типов зеркально-линзовых систем. К наиболее удачным системам зеркально-линзовых телескопов следует отнести системы Б. Шмидта и Д. Д. Максудова, а также ряд модификаций этих систем. Так, Бауверс [1] предложил несколько менисковых концентрических систем с мениском, ахроматизованным путем склейки его из двух сортов стекла с различными дисперсиями, но одинаковым средним показателем преломления. Линфут [2] ахроматизует концентрическую менисковую систему Максудова посредством асферической пластины, состоящей из двух сортов стекла. Система, предложенная в самое последнее время П. П. Аргуновым [3], страдает остаточным хроматизмом, а поле ее невелико и искривлено.

В большинстве перечисленных систем (за исключением системы П. П. Аргунова) фокус находится внутриинструмента, что создает значительные неудобства при эксплуатации, а также делает затруднительным (а зачастую и невозможным) использование громоздкой электронной аппаратуры (ЭОП'ы, телевизионная техника, фотометры), применение спектрографов с большой дисперсией, имеющих, как правило, значительные габариты и вес, и другой громоздкой аппаратуры. С этой точки зрения удобна система Кассегрена, фокус которой можно вынести за пределы главного зеркала и тем самым преодолеть упомянутые выше трудности. Однако классическая система Кассегрена имеет очень малое полезное поле и состоит из двух асферических поверхностей, трудных в изготовлении.

Существуют также системы Бэкера [4], представляющие собой модифицированные системы Шмидта, однако эти системы также содержат две несферические поверхности.



Менисковая система Кассегрена, предложенная Д. Д. Максutowым, проще в изготовлении, но до настоящего времени ее не удалось выполнить достаточно светосильной, широкоугольной и с плоским полем одновременно.

Бауверс [1] предложил систему типа концентрической менисковой системы Кассегрена с входным зрачком в центре кривизны и ахроматизованным мениском, состоящим из двух сортов стекла. Однако эта система дает хорошее изображение только в центре поля, в то время как вне оси оно резко портится из-за хроматической аберрации увеличения. Дальнейшим развитием можно считать систему, описанную Т. С. Белороссовой, Н. В. Мерман и М. А. Сосниной [5]. Это менисковая концентрическая система Кассегрена, ахроматизованная посредством асферической

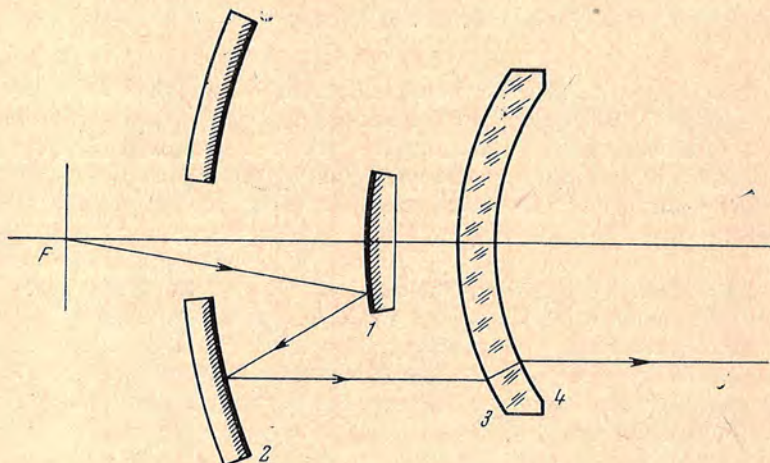


Схема катадиоптрического изохроматического телескопа

Ход луча показан в обратном направлении — луч как бы исходит из фокуса системы

пластины, состоящей из двух сортов стекла. Недостатком ее следует считать сложность конструкции (три линзы и два зеркала), а также искривленное поле, не позволяющее использовать систему для работы со светоприемниками, имеющими плоскую поверхность (фотопластинка, ЭОП).

Мы задались целью разработать систему телескопа, по возможности свободную от недостатков упомянутых систем и в то же время имеющую достаточно простую конструкцию. За основу была выбрана (см. фигуру) схема типа «менисковый Кассегрен» с изохроматическим мениском. Термин «изохроматический», предложенный П. П. Аргуновым, означает весьма совершенное исправление хроматической аберрации в широком спектральном участке, получаемое в оптических системах без использования различных сортов оптического стекла, а путем использования линз из одного сорта стекла и зеркал (существует и одиночная изохроматическая линза — мениск Максutowа). В этой системе удалось получить весьма совершенное исправление почти всех аберраций, что обеспечило использование большого и плоского поля (до  $8^\circ$  по диаметру) при значительном относительном отверстии (до 1 : 2). Система предназначена для использования ее в качестве фотографической камеры (астрографа), а также в качестве камеры спектрографа для регистрации спектров с помощью ЭОПа и фотопластинки. Все рассчитанные системы имеют простую в изготовлении сферическую оптику.



## § 1. Аберрации системы

Мы будем использовать общепринятые в отечественной литературе обозначения и правила знаков [6]. Хроматические аберрации, очевидно, может внести только мениск; хроматическая аберрация положения мениска исправлена [7], если выполнено следующее соотношение между радиусами и толщиной мениска:

$$\frac{r_1 - r_2}{d} \cong \frac{n^2 - 1}{n^2}, \quad (1)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы первой и второй поверхностей мениска,  $d$  — толщина мениска,  $n$  — показатель преломления стекла мениска. Впрочем, вычислительная практика показывает, что условие (1), приближенное и для исправления сферохроматической аберрации на высоких зонах, близких к краевой зоне отверстия объектива, целесообразно вводить небольшой хроматизм положения, беря для отношения  $(r_1 - r_2)/d$  несколько большие значения, чем это следует из формулы (1). Для вычисления хроматизма положения и сферохроматической аберрации на высоких зонах (целесообразно рассматривать эти аберрации вместе, не разделяя их) мы выведем более точные формулы, чем грубо приближенное условие (1). Из общих формул для тригонометрического расчета хода луча [6] получим (предмет находится в бесконечности)

$$u_3 = u_2 - \arcsin \frac{h + A_1 n \sin u_2}{nr_2} + \arcsin \frac{h + A_1 n \sin u_2}{r_2}, \quad (2)$$

где  $h$  — высота падения луча, параллельного оптической оси, на первую поверхность мениска,  $A_1$  — расстояние между центрами кривизны первой и второй поверхностей мениска,  $u_2 = \arcsin h/nr_1 = \arcsin h/r_1$  — угол луча с осью после преломления через первую поверхность мениска. Формула для фокусного расстояния  $f$  мениска имеет вид

$$f = \frac{h}{\sin u_3} \approx \frac{h}{u_3}. \quad (3)$$

Разность фокусов для двух различных длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  света получим, продифференцировав формулу (3) по  $\lambda$  и заменив дифференциалы приращениями:

$$f_{\lambda_1} - f_{\lambda_2} \approx \frac{-h \cos u_3 [(u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}]}{(\sin u_3)^2}.$$

Или, учитывая малость угла  $u_3$ ,

$$f_{\lambda_1} - f_{\lambda_2} \approx \frac{-h [(u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}]}{u_3^2}. \quad (4)$$

Легко вычислить также и хроматизм увеличения в процентах по отношению к фокусному расстоянию:

$$\frac{f_{\lambda_1} - f_{\lambda_2}}{f} \cdot 100\% = - \frac{(u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}}{u_3} \cdot 100\%. \quad (5)$$

Разность  $(u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}$  легко найти, продифференцировав по  $\lambda$  формулу для  $u_3$  и заменив дифференциалы приращениями:

$$\begin{aligned} (u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2} \approx & \frac{-h \Delta n}{n^2 r_1 \sqrt{1 - \left(\frac{h}{nr_1}\right)^2}} + \frac{h \Delta n \left(1 + \frac{A_1 \cos u_2}{r_1 \cos i'_1}\right)}{n^2 r_2 \cos i_2} + \\ & + \frac{A_1 \Delta n \left[\sin u_2 - \cos u_2 \frac{h}{hr_1 \cos i'_1}\right]}{r_2 \cos i'_2} \approx \frac{-h \Delta n}{n^2 r_1} + \frac{h \Delta n \left(1 + \frac{A_1}{r_1}\right)}{n^2 r_2} - \frac{A_1 h \Delta n}{r_1 r_2}, \end{aligned} \quad (6)$$



Положив  $(u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}$  равным нулю, получим формулу (1). Более точную формулу для хроматизма увеличения, дающую лучшее согласие с тригонометрическим расчетом, можно получить другим способом: наведем на мениск параллельный пучок лучей, наклоненный к оси на угол  $w$ , для которого находим хроматизм увеличения; тогда разность последних углов  $\bar{u}_3$  для преломленных через мениск лучей с различными длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  даст нам хроматизм увеличения в угловой мере  $\eta_{\text{хр.ув}}$ . Легко выразить эту зависимость в явном виде:

$$\bar{u}_3 = w + u_2 - \arcsin \frac{h + A_1 n \sin(u_2 + w)}{nr_2} + \arcsin \frac{h + A_1 n \sin(u_2 + w)}{r_2}. \quad (7)$$

Продифференцировав  $\bar{u}_3$  по  $\lambda$  и заменив дифференциалы приращениями, получим

$$\begin{aligned} \eta_{\text{хр.ув}} = (\bar{u}_3)_{\lambda_1} - (\bar{u}_3)_{\lambda_2} \cong & \frac{-h\Delta n}{n^2 r_1 \cos i_1'} + \frac{h\Delta n \left(1 + \frac{A_1}{r_2} \frac{\cos \bar{u}_2}{\cos i_1'}\right)}{n^2 r_2 \cos \bar{i}_2} + \\ & + \frac{A_1 \Delta n \left(\sin \bar{u}_2 - \cos \bar{u}_2 \frac{h}{nr_1 \cos i_1'}\right)}{r_2 \cos \bar{i}_2'}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $h$ , в отличие от (2)–(6), не представляет собой высоту падения луча на первую поверхность мениска, а является расстоянием луча от центра кривизны первой поверхности мениска; углы в явном виде выражаются так:

$$\begin{aligned} \bar{u}_2 &= w + \arcsin \frac{h}{nr_1} - \arcsin \frac{h}{r_1}, \\ \bar{i}_2' &= \arcsin \frac{n + A_1 n \sin(u_2 + w)}{nr_2}, \\ \bar{i}_2 &= \arcsin \frac{h + A_1 n \sin(u_2 + w)}{r_2}. \end{aligned}$$

Теперь рассмотрим вопрос об исправлении своей хроматической аберрации, являющейся суммой хроматической аберрации положения и сферохроматической аберрации. Выведем формулу для продольной осевой хроматической аберрации мениска. Из формул для тригонометрического расчета хода луча [6] имеем

$$r_2 - s_2' = \frac{r_2 \sin i_2'}{\sin u_3}.$$

Продифференцировав это выражение и заменив дифференциалы приращениями, получим

$$\Delta s_2' \approx \frac{r_2 (\operatorname{ctg} u_3 \sin i_2' \Delta u_3 - \cos i_2' \Delta i_2')}{\sin u_3}, \quad (9)$$

где

$$\Delta i_2' = \frac{A_1 \Delta n \left(\sin u_2 - \frac{h \cos u_2}{hr_1 \cos i_1'}\right)}{r_2 \cos i_2'}.$$

$\Delta u_3 = (u_3)_{\lambda_1} - (u_3)_{\lambda_2}$  определяется формулой (6).

Из формулы (9) следует, что при  $\Delta u_3 = 0$  [исправлен хроматизм увеличения согласно (5)] хроматизм положения не равен нулю и наоборот. Действительно, вычисления показывают, что изохроматический мениск Максута (с исправленным хроматизмом положения) обладает значитель-



ным хроматизмом увеличения (этот недостаток особенно чувствителен при использовании толстых менисков). Заметим, что в первом приближении в приведенных формулах можно заменить реальные углы параксиальными, взятыми из параксиального расчета.

Следующей задачей является исправление сферической аберрации системы. Мы выведем формулу для сферической аберрации системы в обратном ходе лучей сначала в общем виде, а затем применим ее к рассматриваемой системе. Применяя общие формулы для тригонометрического расчета хода луча [6], получим для одной поверхности:

$$u_2 = u_1 + \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{n_1 r_1},$$

где

$$H_1 = n_1 (r_1 - s_1) \sin u_1.$$

Для двух поверхностей:

$$u_3 = u_2 + \arcsin \frac{H_2}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{H_2}{n_2 r_2},$$

где  $H_2 = H_1 + A_1 n_2 \sin u_2$  и  $A_1 = r_2 - r_1 + d_1$  — расстояние между центрами кривизны первой и второй поверхности. Продолжая этот процесс, получим для  $m$  поверхностей:

$$u_{m+1} = u_1 + \sum_{i=1}^{i=m} \left( \arcsin \frac{H_i}{n_{i+1} r_i} - \arcsin \frac{H_i}{n_i r_i} \right), \quad (10)$$

где  $H_i = H_1 + \sum_{v=1}^{v=i} A_{v-1} n_v \sin u_v$ , причем  $A_0 = 0$ ,  $A_{v-1}$  суть расстояния между центрами кривизны двух соседних поверхностей.

Введем величину  $\eta$ , назвав ее угловой сферической аберрацией:

$$\eta = u_0 - u_{m+1}, \quad (11)$$

где  $u_0 = \arcsin \left[ \frac{r_m \sin i'_m}{r_m - s'_0} \right]$ , причем  $r_m - s'_0$  есть расстояние от центра кривизны последней поверхности до параксиального изображения. Легко видеть, что если  $\eta = 0$ , то и продольная сферическая аберрация системы равна нулю; действительно:

$$\eta = u_0 - u_{m+1} = 0,$$

или

$$\arcsin \left[ \frac{r_m \sin i'_m}{r_m - s'_0} \right] = u_{m+1}.$$

Откуда

$$\frac{r_m \sin i'_m}{\sin u_{m+1}} - (r_m - s'_m) = \Delta s' = 0. \quad (12)$$

Если изображение находится в бесконечности, то выражение (11) принимает вид

$$\eta = -u_{m+1}.$$

Вычисления по формулам (10) — (12) упрощаются, а число значащих цифр, с которыми ведется расчет хода действительного луча, уменьшается, если использовать следующий прием. Для одиночной поверхности получим

$$\begin{aligned} u_2 &= \arcsin \frac{H_1}{n_1 P} + \arcsin \frac{H_1}{n_2 r_1} - \arcsin \frac{H_1}{n_1 r_1} = \\ &= H_1 \left( \frac{1}{n_1 P} + \frac{1}{n_2 r_1} - \frac{1}{n_1 r_1} \right) + \frac{H^3}{6} \left[ \left( \frac{1}{n_1 P} \right)^3 + \left( \frac{1}{n_2 r_1} \right)^3 - \left( \frac{1}{n_1 r_1} \right)^3 \right] + \dots, \end{aligned}$$

где  $P = r_1 - s_1$ .



Для двух поверхностей:

$$u_3 = u_2 + \arcsin \frac{H_2}{n_3 r_2} - \arcsin \frac{H_2}{n_2 r_2},$$

или

$$u_3 = u_2 + H_2 \left( \frac{1}{n_3 r_2} - \frac{1}{n_2 r_2} \right) + \frac{H_2^3}{6} \left[ \left( \frac{1}{n_3 r_2} \right)^3 - \left( \frac{1}{n_2 r_2} \right)^3 \right] + \dots \quad (13)$$

Преобразуем  $H_2$ :

$$H_2 = H_1 + 2A_1 n_2 \sin \frac{u_2 - (u_2)_0}{2} \cos \frac{u_2 + (u_2)_0}{2} + A_1 n_2 \sin (u_2)_0,$$

где

$$(u_2)_0 = \arcsin H_1 \left( \frac{1}{n_1 P} + \frac{1}{n_2 r_1} - \frac{1}{n_1 r_1} \right) = H_1 \left( \frac{1}{n_1 P} + \frac{1}{n_2 r_1} - \frac{1}{n_1 r_1} \right) + \\ + \frac{H_1^3}{6} \left[ \left( \frac{1}{n_1 P} \right) + \left( \frac{1}{n_2 r_1} \right) - \left( \frac{1}{n_1 r_1} \right) \right]^3 + \dots$$

Таким образом, разность  $u_2 - (u_2)_0 = \delta_1$  легко выразить в виде степенного ряда сравнительно простого вида. Учитывая малость  $\delta_1$ , перепишем выражение для  $H_2$  в виде

$$H_2 \approx H_1 + A_1 n_2 \delta_1 \cos (u_2)_0 + A_1 n_2 H_1 \left( \frac{1}{n_1 P} + \frac{1}{n_2 r_1} - \frac{1}{n_1 r_1} \right). \quad (14)$$

Заметим, что второй (нелинейный) член выражения (14) мал, поэтому его вычисление может производиться с малым числом значащих цифр. Подставив полученное выражение в (13), найдем  $u_3$ , причем в выражении (13) все нелинейные члены можно вычислять с малым числом значащих цифр; по существу, только расчет параксиальных величин (линейно зависящих от  $H_1$ ) следует вести с большой точностью. Этот прием легко обобщается на случай произвольного числа поверхностей; он не требует предварительного расчета хода действительного луча в отличие от формул Кербера [6]. Данную методику целесообразно использовать также и при вычислениях на ЭВМ в тех случаях, когда точность результата, даваемого машиной, недостаточна (например, при расчетах длиннофокусных систем на машине типа «Минск-1»). Применим теперь выведенные формулы для сферической аберрации к нашей системе (см. фигуру). Для угловой сферической аберрации в обратном ходе получим

$$\begin{aligned} \overleftarrow{u}_5 = & -\overleftarrow{\eta} = \overleftarrow{u}_1 - 2 \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1}{\overleftarrow{r}_1} + 2 \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1 - \overleftarrow{A}_1 \sin \overleftarrow{u}_2}{\overleftarrow{r}_2} + \\ & + \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1 - \overleftarrow{A}_1 \sin \overleftarrow{u}_2}{\overleftarrow{n} \overleftarrow{r}_3} - \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1 - \overleftarrow{A}_1 \sin \overleftarrow{u}_2 + \overleftarrow{A}_2 \sin \overleftarrow{u}_3}{\overleftarrow{r}_3} - \\ & - \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1 - \overleftarrow{A}_1 \sin \overleftarrow{u}_2 + \overleftarrow{A}_2 \sin \overleftarrow{u}_3 + \overleftarrow{A}_3 \overleftarrow{n} \sin \overleftarrow{u}_4}{\overleftarrow{n} \overleftarrow{r}_4} + \\ & + \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1 - \overleftarrow{A}_1 \sin \overleftarrow{u}_2 + \overleftarrow{A}_2 \sin \overleftarrow{u}_3 + \overleftarrow{A}_3 \overleftarrow{n} \sin \overleftarrow{u}_4}{\overleftarrow{r}_4}, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\overleftarrow{u}_1 = \arcsin \frac{\overleftarrow{H}_1}{\overleftarrow{r}_1 - \overleftarrow{s}_1}.$$



Условие масштаба, если пренебречь очень малой оптической силой мениска, запишется в виде

$$-\frac{2}{\overleftarrow{r}_1} + \frac{2}{\overleftarrow{r}_2} + \frac{4\overleftarrow{d}}{\overleftarrow{r}_1 \overleftarrow{r}_2} = 1, \quad (16)$$

где  $\overleftarrow{r}_1, \overleftarrow{r}_2$  — радиусы поверхностей первого и второго зеркала;  $\overleftarrow{d}_1$  — расстояние между зеркалами.

Так как конструктивные элементы мениска не входят в условие масштаба (16), то исправление сферической аберрации системы удобно производить, варьируя радиусы и толщины мениска и в то же время следя за тем, чтобы его хроматические аберрации оказались в пределах допуска. Внеосевые монохроматические аберрации в меридиональной плоскости удобно исправлять, меняя расстояние  $\overleftarrow{d}_2$  мениска от второго зеркала, при этом сферическая аберрация системы весьма мало меняется, потому что, как видно из формулы (15), величина  $\overleftarrow{d}_2$  (входящая в  $\overleftarrow{A}_2 = \overleftarrow{r}_3 - \overleftarrow{r}_2 + \overleftarrow{d}_2$ ) имеет множителем весьма малую величину  $\sin u_3$ .

Вычисление внеосевых монохроматических аберраций в меридиональной плоскости удобно производить также в обратном ходе лучей, рассматривая лучи, исходящие из внеосевой точки плоскости, проходящей через кружок наименьшего рассеивания (для осевой сферической аберрации) перпендикулярно к оптической оси системы. Формула для последнего угла  $u_5$  в этом случае имеет вид, аналогичный формуле (15). Заметим, что условие Петцваля для получения плоского поля в этой системе выполняется лишь в первом приближении, поэтому радиусы первого и второго зеркал различны (условие Петцваля требует, чтобы  $\overleftarrow{r}_1 \approx \overleftarrow{r}_2$ ). Последним этапом является расчет сагитальных лучей (например, по формулам, предложенным Герцбергером [8]), а также и меридионального пучка для разных длин волн. Мы выполнили окончательный расчет системы на ЭВМ «Минск-1», пользуясь формулами Герцбергера.

## § 2. Результаты вычислений

Конструктивные элементы и остаточные аберрации различных вариантов системы, обладающих разными светосилами, фокусными расстояниями и полем зрения, даны в таблице; поле зрения у всех вариантов плоское.

|       | Номер варианта |        |      |       |       |                    | Номер варианта |        |        |       |       |
|-------|----------------|--------|------|-------|-------|--------------------|----------------|--------|--------|-------|-------|
|       | 1              | 2      | 3    | 4     | 5     |                    | 1              | 2      | 3      | 4     | 5     |
| $r_1$ | -42,5          | -165   | -186 | -400  | -600  | $f'$               | 109            | 657    | 657    | 1751  | 2630  |
| $r_2$ | -48,6          | -169,3 | -195 | -411  | -616  | $A$                | 1:2,18         | 1:3,37 | 1:3,87 | 1:4,4 | 1:4,4 |
| $r_3$ | -115           | -690   | -690 | -1840 | -2760 | $2\delta g_\Delta$ | 0,02           | 0,03   | 0,02   | 0,015 | 0,023 |
| $r_4$ | -106,6         | -639   | -636 | -1705 | -2560 | $\delta g_w$       | 0,02           | 0,03   | 0,03   | 0,02  | 0,03  |
| $d_1$ | 10             | 7,5    | 15   | 20    | 30    | $\delta G_w$       | 0,03           | 0,03   | 0,02   | 0,025 | 0,038 |
| $d_2$ | 62             | 540    | 510  | 1440  | 2160  | $2w$               | 10°            | 6°     | 6°     | 5°    | 4°    |
| $d_3$ | -32,3          | -194   | -194 | -522  | -783  | $D$                | 50             | 200    | 170    | 400   | 600   |
| $s'$  | 55,5           | 301    | 310  | 808   | 1210  |                    |                |        |        |       |       |

В таблице приведены: радиусы поверхностей системы  $r_i$  (в прямом ходе луча); толщина мениска  $d_1$ , расстояние между мениском и главным зеркалом  $d_2$ , а также расстояние вторичного зеркала от главного  $d_3$ ; задний отрезок



(расстояние фокуса от последней поверхности системы)  $s'$ ; фокусное расстояние системы  $f'$  и относительное отверстие  $A$ . Далее даны максимальные величины aberrаций — диаметр кружка наименьшего рассеивания  $2\delta g_\Delta$  (на оси), максимальные размеры пятна рассеивания  $\delta g_w$  для угла поля  $w$  в меридиональной плоскости (угол  $w$  приведен в предпоследней строке таблицы), максимальные размеры  $\delta G_w$  пятна рассеивания в сагиттальной плоскости, наклоненной к оси системы на угол  $w$  (внеосевые aberrации вычислялись при условии, что входной зрачок системы совмещен с центром кривизны первой поверхности системы). В последней строке таблицы приведен диаметр входного зрачка системы  $D$ . Все варианты, представленные в таблице, рассчитаны для стекла ЛК5 ( $n = 1,4781$ ); показатель преломления этого стекла достаточно близок к показателю преломления плавленого кварца, поэтому можно заменять стекло ЛК5 плавленым кварцем, что позволит использовать систему в далеком ультрафиолете. Впрочем, для астрономических наблюдений, по-видимому, можно довольствоваться стеклом типа ЛК5 с малым поглощением в ультрафиолетовой части спектра (типа увиолевого), так как толщина мениска ни в одном из пяти вариантов, приведенных в таблице, не превышает 3 см, что, кстати сказать, благоприятно и в отношении хроматической aberrации увеличения, растущей с увеличением отношения  $d_1/r_1$ . Размеры пятна рассеивания почти у всех систем (кроме варианта № 5 — вне оси) не превосходят 0,03 мм для области 7000—3600 Å, что соответствует разрешающей способности высокочувствительной фотоэмульсии; поле зрения варьируется от 4 до 10° при соответствующем изменении диаметра отверстия от 600 до 50 мм (все размеры, приведенные в таблице, выражены в миллиметрах).

### § 3. Область применения

Обладая плоским полем, хорошим исправлением aberrаций для значительного угла поля и большим выносом фокуса за пределы системы (большая разность  $(s' - |d_3|)$  — расстояние фокуса от вершины главного зеркала), система удобна в эксплуатации и может использоваться в спектрографах в качестве камер для изучения звездного неба (астрографы), с успехом конкурируя с линзовыми объективами (типа Росса и др.), страдающими от вторичного спектра, и системами Шмидта и Максудова, имеющими внутренний фокус и страдающими кривизной поля. Описанная система в настоящее время изготовлена в КрАО АН СССР для использования в качестве камеры спектрографа, установленного в фокусе 2,6-м рефлектора; система будет работать совместно с ЭОПом, фокусируя изображение спектра на экране ЭОПа, взамен используемого в настоящее время линзового объектива, обладающего большим хроматизмом положения (вторичный спектр).

Автор весьма признателен сотруднику КрАО Н. В. Годовникову, принимавшему участие в расчетах системы на ЭВМ и составившему программу для расчета.

25 ноября 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. A. Bouwers, Achievements in Optics. New York, 1950.
2. D. G. Hawkins, E. H. Linfoot. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 1949, 109, 279.
3. П. П. Аргунов. Бюлл. ВАГО, 1965, 36, 66.
4. Г. Димитров, Д. Бэкер. Телескопы. ОГИЗ — Гостехиздат, 1947.
5. Г. С. Белороссова, Н. В. Мерман, М. А. Соснина. Астрон. ж., 1962, 39, вып. 2, 330.
6. Г. Г. Слюсарев. Методы расчета оптических систем. ОНТИ, 1937.
7. Д. Д. Максудов. Труды ГОИ, 1944, 16, вып. 124.



ОБ ИЗМЕРЕНИИ БЛЕСКА ЗВЕЗД  
ПО ТЕЛЕВИЗИОННЫМ СНИМКАМ

А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева

Экспериментально подтверждена линейная зависимость между диаметром телевизионного изображения звезды и ее звездной величиной в диапазоне  $7^m$ . Даны графики зависимости  $D$ ,  $m_V$  и определена точность, с которой по изменению диаметра изображения звезды можно судить об изменении блеска звезды и о ее звездной величине.

MEASUREMENTS OF STELLAR MAGNITUDES ON TV PHOTOGRAPHS, by A. N. Abramenko and V. V. Prokofyeva.— Linearity of the relation between the diameters of TV images of stars and their magnitudes ( $D$ ,  $m_V$ ) is confirmed in a range of  $7^m$ .

The accuracy of determination of stellar magnitudes by measuring the diameters of the TV images is found to be of the order of  $\pm 0^m,15$ .

В Крымской астрофизической обсерватории с 1962 г. ведутся работы по использованию телевизионной аппаратуры для астрономических наблюдений [1—3]. Представляет интерес рассмотреть возможность применения этой аппаратуры для измерения блеска звезд.

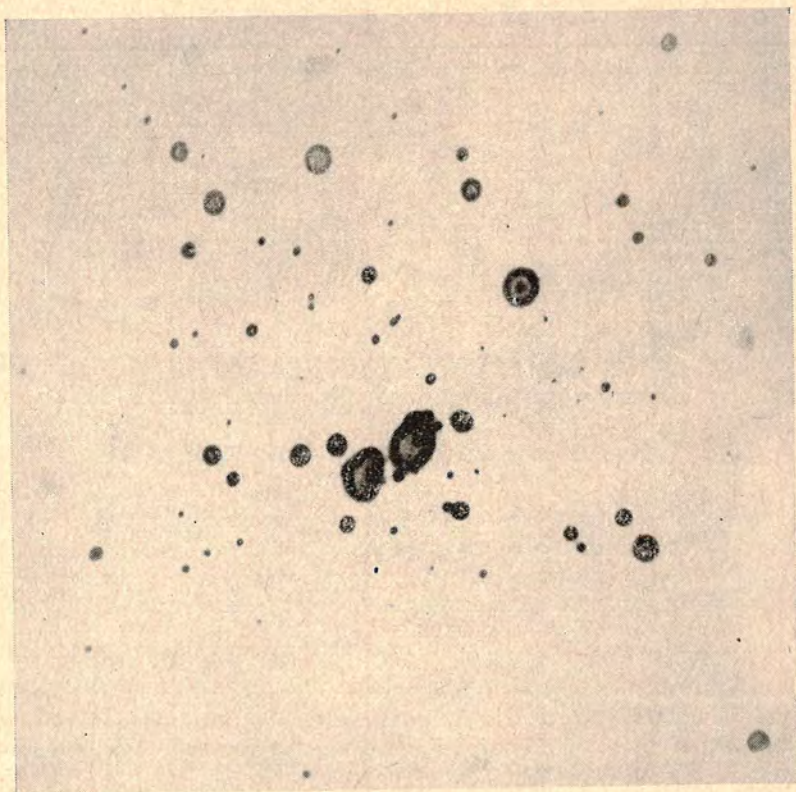
Телевизионные снимки допускают два метода измерения блеска: а) по почернению [1] и б) по зависимости диаметра изображения звезды от ее яркости [4]. Ниже нами рассматривается только второй метод, обладающий большей фотометрической широтой.

Наблюдения проводились на телескопе АЗТ-7 ( $d = 200$  мм,  $f = 2$  м), в касегреновском фокусе которого была установлена передающая телевизионная камера с суперортикомом типа ЛИ-211. Фотографирование с экрана кинескопа проводилось при помощи фотоаппарата «Зенит-С» с объективом «Юпитер-9» на мелкозернистую пленку типа Микрат-200; размер кадра на фотопленке  $22 \times 22$  мм. Измерения диаметров звезд производились на компараторе ИЗА-2, обеспечивающем точность до 1 мк.

1. Зависимость между диаметром изображения звезды  
и ее яркостью ( $D$ ,  $m_V$ )

Одной из особенностей работы телевизионной системы является то, что размер изображения точечного объекта (звезды) при его воспроизведении на экране кинескопа зависит от яркости этого объекта (фиг. 1). При минимальном токе луча суперортикона, что соответствует наибольшей чувствительности аппаратуры, изображения звезд с различным блеском получаются на экране кинескопа разными по диаметру, но приблизительно одинаковыми по яркости. Последнее очень существенно, так как позволяет при измерениях диаметров изображений звезд пренебречь влиянием рассеяния света в фотографическом слое. В связи с возможной





Фиг. 1. Телевизионный снимок скопления  $\chi$  Per

асимметрией изображений звезд их размер измерялся во взаимно-перпендикулярных направлениях и за диаметр бралось среднее значение измерений.

Для определения характера зависимости диаметра изображения звезд на экране кинескопа от ее звездной величины было получено около 50 снимков звезд различных скоплений. Фотографирование с экрана кинескопа производилось с экспозициями 30 сек, так что на каждом снимке усреднялось около 370 телевизионных кадров ( $f_k = 12,5$  гц). Так как спектральная чувствительность фотокатода суперортика близка к кри-вой видности глаза, полученные результаты измерений можно сравнивать с измерениями блеска звезд в системе V.

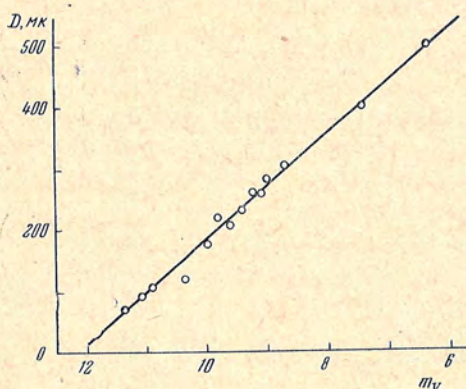
На фиг. 2 дана зависимость диаметра изображения звезд от звездной величины для одного из полученных снимков скопления  $\chi$  Per [5] (звезды, сильно отличающиеся по цвету от основной массы звезд скопления, из рассмотрения исключены). Из фиг. 2 видно, что на кадре все звезды удовлетворительно согласуются с линейной зависимостью диаметра от звездной величины.

Аналогичные кривые были построены для нескольких других снимков скоплений  $\chi$  и  $h$  Per. Для каждого из этих снимков вычислялось среднеквадратичное отклонение отдельного измерения от линейной зависимости и тангенс угла наклона прямой, выражающей эту зависимость, к оси абсцисс. В среднем для нескольких снимков среднеквадратичное отклонение от линейной зависимости  $\delta$  равно  $\pm 0^m,15$ , а угол наклона  $\phi$  изменяется в пределах  $86 \div 96$  мк/1<sup>m</sup>. Значение  $\text{tg} \phi$  иногда может оставаться постоянным в течение получаса, иногда скачкообразно меняется, что, по-видимо-



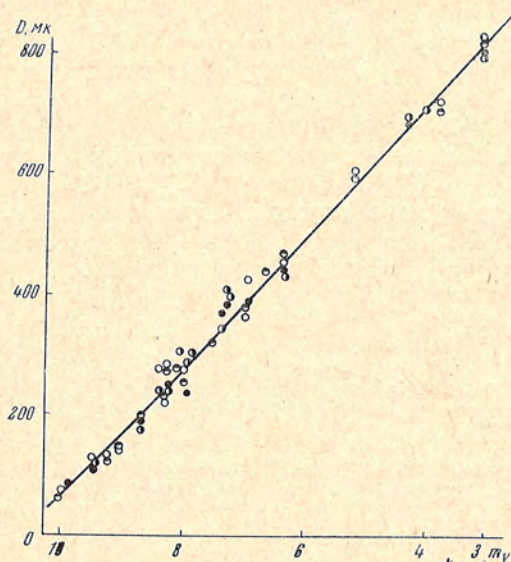
му, вызывается самопроизвольным изменением режима работы телевизионной системы.

Для определения фотометрической широты системы было получено семь снимков звезд в скоплении Плеяд [6]. Поскольку поле зрения системы невелико ( $50'$ ), пришлось последовательно получать снимки отдельных



Фиг. 2. Зависимость  $D$ ,  $m_V$  для одного снимка  $\chi$  Пер

частей скопления. Результаты измерений четырех из этих снимков приведены на фиг. 3; измерения на разных снимках даны различными значками. Из фигуры видно, что зависимость  $D$ ,  $m_V$  сохраняет удовлетворительную линейность в диапазоне семи звездных величин. Среднеквадратичное



Фиг. 3. Зависимость  $D$ ,  $m_V$  для четырех снимков Плеяд

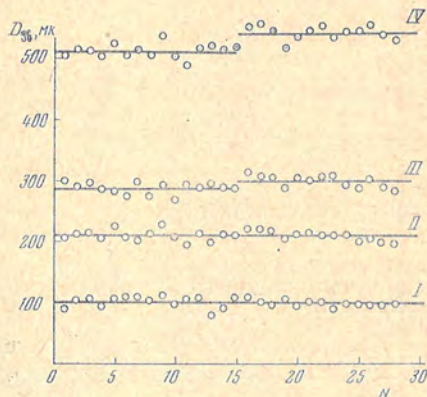
отклонение от линейной зависимости, подсчитанное для этого случая, оказалось равным  $\pm 0^m,20$ . Увеличение ошибки обусловлено здесь, по-видимому, применением различных снимков для построения одной кривой. Необходимо отметить, что в первом случае (см. фиг. 2) для определения зависимости  $D$ ,  $m_V$  использовалось около 70% поля (его центральная часть), а в случае наблюдения Плеяд — 90%, что, естественно, увеличивает ошибки.



Среднеквадратичное отклонение от линейной зависимости, как в первом случае ( $\pm 0^m,15$ ), так и во втором ( $\pm 0^m,20$ ), может быть уменьшено, если учитывать при измерениях ошибки поля телевизионной системы и иметь полное соответствие спектральной чувствительности светоприемника и системы звездных величин. Кроме того, по-видимому, следует вести работы по дальнейшему увеличению стабильности режима телевизионной системы.

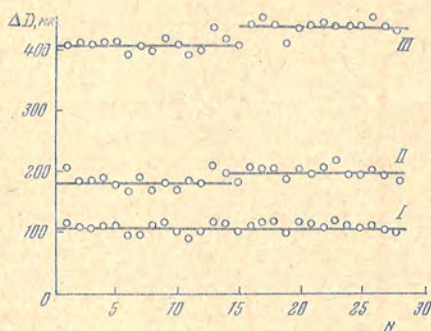
## 2. Точность относительных измерений блеска звезд

Для выяснения точности относительных измерений блеска звезд было получено 28 снимков скопления  $\chi$  Per в течение часа наблюдений. На фиг. 4 приведены данные, характеризующие изменения диаметров четырех



Фиг. 4. Характер изменения диаметра звезды от снимка к снимку при фотографировании скопления в течение часа наблюдений

звезд от снимка к снимку ( $N$  — номер снимка). Среднеквадратичное значение отклонения отдельного измерения диаметра от среднего его значения оказалось равным  $\pm 8$  мк для звезд  $11^m,1$  и  $9^m,7$  ( $\pm 0^m,1$ ),  $\pm 9$  мк для звезды  $8^m,7$  ( $\pm 0^m,11$ ) и  $\pm 12$  мк для звезды  $6^m,5$  ( $\pm 0^m,15$ ) (при вычислении этих значений для последних двух звезд было учтено изменение  $\lg f$ , происшедшее после 15-го снимка). Из приведенных данных видно, что измерение блеска слабой звезды удается осуществлять с большей точностью, чем яркой, что существенно, так как позволяет создавать наиболее благоприятные условия для наблюдения.



Фиг. 5. Характер изменения разности диаметров трех пар звезд на различных снимках скопления в течение часа наблюдений

Ошибка относительных измерений блеска двух звезд характеризуется данными фиг. 5, где приведены результаты измерения разностей диаметров для трех пар звезд скопления  $\chi$  Per в зависимости от порядкового номера снимка.

Среднеквадратичное отклонение отдельных измерений разности диаметров звезд  $9^m,7$  и  $11^m,1$  составляет  $\pm 8$  мк ( $\pm 0^m,1$ ), для звезд  $8^m,8$  и  $11^m,1$  —



$\pm 11$  мк ( $\pm 0^m,14$ ) и для звезд  $6^m,4$  и  $11^m,1$  —  $\pm 12$  мк ( $\pm 0^m,15$ ). Это показывает, что наибольшую точность можно получить при сравнении слабых, близких по яркости звезд.

### Выводы

1) Существует линейная зависимость между диаметром телевизионного изображения звезды и ее звездной величиной в диапазоне  $7^m$ . Этот диапазон во много раз превышает широту фотографической эмульсии.

2) Точность измерения яркости звезд (без учета изменения чувствительности аппаратуры по полю) внутри одного снимка  $\delta = \pm 0^m,15$ , а по разным снимкам  $\delta = \pm 0^m,20$ .

3) Точность измерения блеска одной и той же звезды, а также разностей звездных величин при многократном фотографировании одного и того же участка неба без значительного смещения изображений звезд по полю соответственно составляет  $\delta = \pm 0^m,1$  и  $\delta = \pm 0^m,15$ , причем точность выше для более слабых звезд.

Полученные результаты показывают, что телевизионная система может быть использована для поиска и предварительного изучения нестационарных звезд.

Декабрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 1963, 30, 3.
2. А. Н. Абраменко, Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, Ю. С. Ефимов, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, С. М. Синенко. Докл. АН СССР, 1965, 161, № 6, 1299.
3. А. Н. Абраменко, В. Ф. Анисимов, Ю. С. Ефимов, И. М. Копылов, В. М. Можжерин, В. Б. Никонов, В. В. Прокофьева, К. К. Чуваев, П. Ф. Чугайнов, наст. том. стр. 300.
4. J. A. H u n e k. Annual report 1962—1963 Organ Mountain station. Dearborn Observatory.
5. H. L. J o h n s o n, W. W. M o r g a n. Astrophys. J., 1955, 122, 429.
6. H. L. J o h n s o n, R. J. M i t c h e l l. Astrophys. J., 1958, 128, 31.



ХАРАКТЕРИСТИКИ  
НЕКОТОРЫХ ПОРОГОВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Б. М. Глуховской, Э. Н. Терез

Методом счета фотонов измерены параметры ряда фотоумножителей, пригодных для измерения сверхслабых световых потоков (меньших  $10^{-12}$  лм). Показано, что новые отечественные мультищелочные фотоумножители не уступают лучшим зарубежным ФЭУ типа ЕМІ (6256 В, 9558 А) как по квантовой эффективности, так и по темновому току.

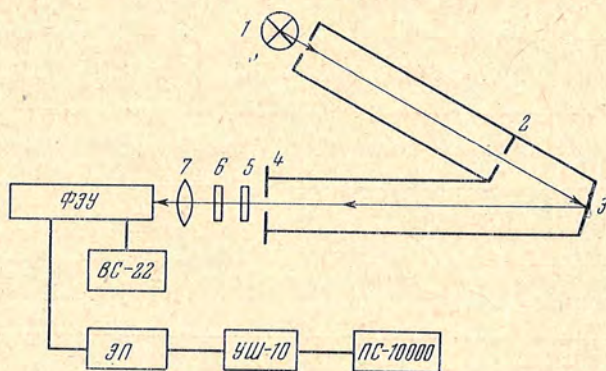
THE PARAMETERS OF SOME PHOTOMULTIPLIERS, by B. M. Gluhovskoy and E. N. Terez.— The photon-count method was applied for the determination of the parameters of certain photomultipliers which are used for measurements of very weak light fluxes (smaller than  $10^{-12}$  lm). The efficiency of the new photomultipliers with multi-alkali cathodes recently developed in the USSR is not lower than that of EMI photomultipliers (6256 В, 9558 А) as regards quantum effectivity and dark current.

Для астрофизики большое значение имеют фотоумножители (ФЭУ), пригодные для измерения сверхслабых световых потоков (меньших  $10^{-12}$  лм). Условимся в дальнейшем называть такие ФЭУ пороговыми. Представляет большой интерес сравнить параметры лучших пороговых фотоумножителей, как отечественных, так и зарубежных.

Сравнение фотоумножителей и измерение их параметров проводилось при комнатной температуре ( $+20^{\circ}\text{C}$ ) методом счета фотонов [1] на специальной установке, блок-схема которой приведена на фиг. 1. Сигналы с нагрузки ФЭУ через эмиттерный повторитель (ЭП) и широкополосный усилитель УШ-10 поступали на счетчик ПС-10000 («Флокс»), причем усиление всего тракта было таким, что регистрировались импульсы фотоумножителя амплитудой от 200 мкв и выше. Источником высоковольтного питания ФЭУ служил стабилизированный выпрямитель ВС-22. В целях уменьшения посторонних наводок мы выбрали схему включения ФЭУ, при которой положительный полюс выпрямителя заземлялся, а отрицательное напряжение подавалось на фотокатод испытываемого фотоумножителя. Источником световых потоков являлся точечный осветитель, подобный описанному в [2]. Свет от лампочки накаливания 1 (см. фиг. 1) проходил через диафрагму 2 и освещал экран 3, покрытый слоем MgO. Отраженный световой поток через вторую диафрагму 4 и фокусирующую линзу 7 поступал на фотокатод фотоумножителя в виде пучка диаметром 2 мм. При помощи специальных микрометрических винтов, перемещающих линзу Фабри 7, световой пучок наводился на участок фотокатода ФЭУ с максимальной чувствительностью. Осветитель позволял получать световые потоки порядка  $10^{-8}$  лм. Дальнейшее ослабление светового потока до ве-

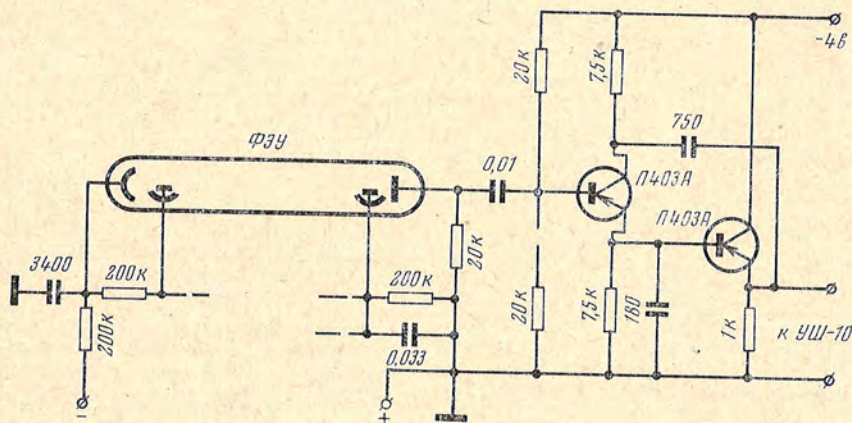


личины  $10^{-12}$  лм осуществлялось применением нейтральных светофильтров 5. Непосредственно перед фотокатодом ФЭУ помещался интерференционный светофильтр 6 с  $\lambda_{\text{макс}} = 4240 \text{ \AA}$  и полушириной  $110 \text{ \AA}$ . Исследуемый фотоумножитель вместе с эмиттерным повторителем находился в массивном стальном экране. Для питания ФЭУ использовался равномерный делитель. Схема делителя и эмиттерного повторителя дана на фиг. 2.



Фиг. 1. Блок-схема измерительной установки

Были исследованы отечественные пороговые фотоумножители ФЭУ-64 и ФЭУ-Мц и сравнены с лучшими зарубежными фотоумножителями типа ЕМІ 6256 В, ЕМІ 9558 А. (Поскольку, как показано в [3], американские пороговые фотоумножители типа RCA несколько хуже ЕМІ, то с ними сравнение не проводилось).



Фиг. 2. Схема выходных цепей фотоумножителя и эмиттерного повторителя

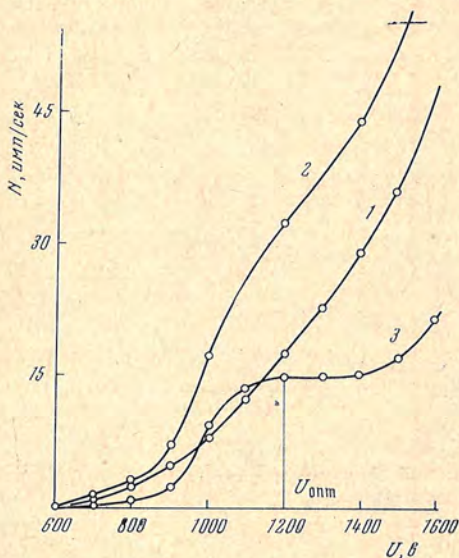
Предварительно было исследовано по 20 фотоумножителей каждого типа. Это исследование проводилось по темновому току ФЭУ и по чувствительности в областях 3500, 4240, 5200, 6200, 7500  $\text{\AA}$  с помощью соответствующих интерференционных светофильтров. Следует отметить, что такой метод дает достаточно хорошее представление о спектральной чувствительности фотоумножителей и является особенно ценным в тех случаях, когда снять точную спектральную характеристику ФЭУ с помощью монохроматора затруднительно (например, при сильном охлаждении фотоумножителя).



По данным предварительного исследования были выбраны три лучших фотоумножителя каждого типа, результаты окончательного исследования которых приведены в таблице. Рабочее напряжение на ФЭУ устанавливалось по заранее снятой для каждого экземпляра фотоумножителя

| Тип фотоумножителя                                  | ЕМІ 6256 В        |      |      | ФЭУ-64            |      |      | ФЭУ-Мщ         |      |      |
|-----------------------------------------------------|-------------------|------|------|-------------------|------|------|----------------|------|------|
| Номер экземпляра                                    | 5607              | 9994 | 9995 | 27-7              | 25-9 | 8-10 | 11-5           | 22-5 | 24-5 |
| Тип фотокатода                                      | Сурьмяно-цезиевый |      |      | Сурьмяно-цезиевый |      |      | Мультищелочной |      |      |
| Диаметр фотокатода,<br>мм                           | 10                |      |      | 5                 |      |      | 6              |      |      |
| Рабочее напряжение,<br>в                            | 1200              |      |      | 850               | 1200 | 850  | 1300           |      |      |
| Темновой ток,<br>имп/сек                            | 30                | 3,5  | 14   | 50                | 30   | 53   | 35             | 60   | 40   |
| Сигнал, имп/сек<br>( $\lambda = 4240 \text{ \AA}$ ) | 440               | 380  | 485  | 345               | 460  | 312  | 420            | 490  | 480  |

счетной характеристике и соответствует оптимальному. Поясним это. На фиг. 3 приведена типичная счетная характеристика фотоумножителя (для примера взят ЕМІ 6256 В) при комнатной температуре ( $+20^\circ \text{C}$ ).



Фиг. 3. Типовая счетная характеристика фотоумножителя (ЕМІ 6256 В) при температуре  $+20^\circ \text{C}$

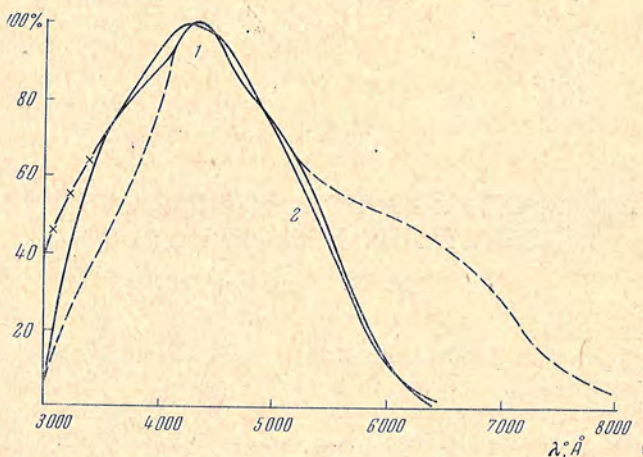
1 — для темнового тока; 2 — для светового потока вместе с темновым током; 3 — для светового потока за вычетом темнового тока

Она не имеет плато. Но кривая сигнала за вычетом темнового тока (кривая 3) имеет четко выраженный горизонтальный участок, начало которого и берется за оптимальное напряжение ФЭУ. Многочисленные опыты показали, что при пониженной температуре, начиная с  $0^\circ \text{C}$  и ниже, это оптимальное напряжение соответствует плато счетной характеристики темнового тока фотоумножителя. Следует отметить также, что при температуре  $-30^\circ \text{C}$  темновой ток фотоумножителей снижается более чем на порядок и становится равным для мультищелочного ФЭУ-Мщ единицам импульсов в секунду. При этом у всех исследованных фотоумножителей проис-



ходило заметное падение чувствительности в красной части спектра [4, 5], за счет чего несколько падает интегральная чувствительность ФЭУ.

На фиг. 4 приведены усредненные спектральные характеристики фотоумножителей, снятые с помощью двойного монохроматора тоже методом счета фотонов для очень слабых световых потоков. (Индивидуальные спектральные характеристики имеют разброс порядка  $\pm 5\%$ ).



Фиг. 4. Спектральные характеристики некоторых пороговых фотоумножителей

1 — характеристика ФЭУ-64; 2 — характеристика ЕМІ 9502 В; кривая с крестиками — характеристика ЕМІ с кварцевым баллоном (ЕМІ 6256 В), штриховая кривая — характеристика ФЭУ-Мц

Анализ таблицы и фиг. 4 показывает, что новый мультищелочной пороговый фотоумножитель ФЭУ-Мц имеет несколько большую квантовую эффективность, чем сурьмяно-цезиевый ЕМІ 6256 В даже для  $\lambda = 4240 \text{ Å}$ , где у ЕМІ 6256 В максимум чувствительности. Но если учесть, что квантовая эффективность мультищелочного фотокатода ЕМІ 9558 А ( $\sim 20\%$ ) немного больше квантовой эффективности фотокатода ЕМІ 6256 В ( $\sim 15\%$ ) по данным [6], то можно сказать, что ФЭУ-Мц по квантовой эффективности не уступает ЕМІ-9558 А — лучшему серийному мультищелочному фотоумножителю. Отметим далее, что, как показано в [7], темновой ток ЕМІ 9558 А составляет тысячи импульсов в секунду при комнатной температуре и 15—30 импульсов при  $t < -20^\circ \text{C}$ , что существенно больше, чем темновой ток ФЭУ-Мц в тех же условиях. К недостаткам как ФЭУ-Мц, так и ФЭУ-64 следует отнести большую чувствительность к внешнему магнитному полю.

В заключение авторы приносят благодарность Н. А. Димову за ценные советы и обсуждение результатов.

Ноябрь 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. W. A. Baum. Astronomical techniques. The university of Chicago press, 1962, p. 23.
2. В. В. Артемьев, И. П. Рожнова. Изв. Крымской астрофиз. общ., 1963, 30, 301.
3. J. E. Geake, W. L. Wilcock. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 116, 565, 1956.
4. Г. Н. Полякова, А. И. Попов, Я. М. Фогель. ПТЭ, 1965, № 5, 198.
5. A. T. Young. Appl. Opt., 1963, 2, N 1, 54.
6. J. Sharpe. Electronic Technology, 1961, 38, N 6, 198.
7. J. R. Rodman, H. J. Smith. Appl. Opt., 1963, 2, N 2, 185.



АВТОМАТИЧЕСКАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ НУЛЯ  
В УСИЛИТЕЛЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

А. В. Брунс

Рассматривается новый метод компенсации дрейфа нуля в усилителе постоянного тока. Показано, что введение в усилитель компенсирующего устройства во много раз снижает дрейф нуля, не влияя одновременно на другие параметры усилителя, такие, как коэффициент усиления, полосу усиливаемых частот, фазовые характеристики и т. д. Это позволяет создать стабильные широкополосные усилители с большим коэффициентом усиления по напряжению. Весьма удобно применение разработанного метода в усилителях постоянного тока на транзисторах.

Выводятся основные соотношения, а также даются практические схемы двух усилителей постоянного тока, на электронных лампах и на транзисторах.

THE AUTOMATIC STABILIZATION OF THE ZERO-POINT IN DIRECT CURRENT AMPLIFIERS, by A. V. Bruns.— A new method for compensating the drift of the zero-point in direct current amplifiers is discussed. It is shown that the introduction of a compensating device in the amplifier significantly decreases the drift of the zero-point and simultaneously has no effect on the other amplifier parameters, i. e. the amplification coefficient, the amplification frequency band, the phase characteristics, etc. This permits the construction of stable wide-band amplifiers with a large amplification coefficient in voltage. The proposed method is very convenient in application to direct current amplifiers for transistors.

The main relationships are obtained. Practical schemes of two direct current amplifiers for electronic lamps and transistors are given.

Всем видам усилителей постоянного тока присущ серьезный недостаток, выражающийся в той или иной степени неустойчивости нулевой точки, т. е. изменении уровня выходного напряжения с течением времени при неизменном входном сигнале. Это так называемый дрейф нуля.

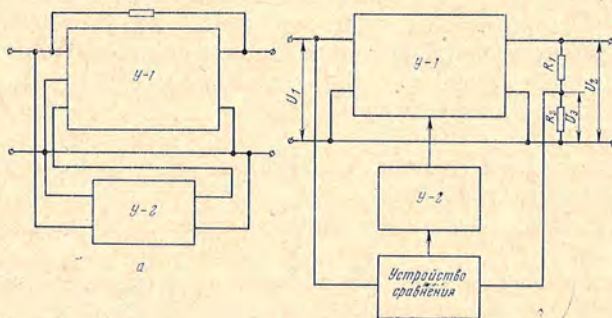
В усилителях постоянного тока с гальванической связью между каскадами дрейф в основном обусловлен изменением эмиссии входной лампы. Последующие каскады, как правило, на дрейф нуля влияют мало. Существует ряд способов уменьшения дрейфа нуля, например применение на входе усилителя балансного каскада, предварительная тренировка ламп и т. д. Все это, однако, не избавляет систему усилителя постоянного тока прямого усиления от дрейфа нуля, хотя и сводит его к некоторому минимуму.

Значительно большей стабильностью отличаются усилители с контактными или емкостными преобразователями постоянного тока в переменный с последующим усилением по переменному току и синхронным детектированием на выходе [1]. В этом случае дрейф нуля обусловлен изменением



состояния поверхностей контактов прерывателя или виброконденсатора в процессе работы. Применение специальных особо чистых золота или платины в качестве материала контактов или пластин позволяет существенно снизить контактный дрейф. Но вследствие низкой частоты модуляции и большой постоянной времени в цепи демодулятора они имеют граничную частоту усиления порядка 100 гц и не могут заменить широкополосных усилителей постоянного тока прямого усиления, необходимых в системах автоматического регулирования, в аналоговых вычислительных машинах и т. д.

Таким образом, снижение дрейфа нуля является одной из главных проблем в области конструирования усилителей постоянного тока и на ее решение затрачивается много усилий.



Фиг. 1. Блок-схема усилителя постоянного тока  
а — с разделным усилением высоких и низких частот;  
б — с разработанным устройством компенсации дрейфа нуля

Существует ряд схем, в которых осуществляется компенсация дрейфа. В одной группе схем с помощью реле периодически производится переключение усилителя в режим компенсации дрейфа, при котором соответствующим регулятором производят установку нуля. Недостатком этой системы компенсации дрейфа является прерывистость в работе усилителя.

Другая группа схем основана на разделении функций усиления высоких частот и низких между двумя усилителями: переменного тока и постоянного с преобразователем в переменный. Блок-схема подобного усилителя приведена на фиг. 1, а. Переменная составляющая усиливается усилителем У-1, в то время как постоянная получает предварительное усиление усилителем с модуляцией У-2 и только после этого вводится в У-1 [2].

Нами был разработан другой метод компенсации дрейфа нуля в усилителе постоянного тока [3]. Основная идея его заключается в том, что выходной сигнал усилителя постоянного тока, снимаемый с делителя, сравнивается с входным сигналом, причем ослабление сигнала делителем равно коэффициенту усиления усилителя.

Блок-схема, поясняющая описываемый способ, приведена на фиг. 1, б. Здесь У-1 — основной усилитель постоянного тока, в котором требуется компенсировать дрейф нуля. Усилитель имеет два входа — «сигнальный» и «корректирующий» — и, следовательно, смесительный каскад, в котором происходит суммирование сигналов с этих входов. В простейшем случае это может быть обычный дифференциальный усилитель.

Основное требование, предъявляемое к усилителю, заключается в том, что выходное напряжение должно быть синфазно с входным.

Устройство сравнения имеет два входа и преобразует разность потенциалов между ними в переменный ток. Таким устройством, например, может являться синхронный контактный прерыватель.



У-2 — усилитель сигнала ошибки — представляет собой усилитель переменного тока с синхронным демодулятором на выходе. На вход его поступает сигнал от устройства сравнения, а выходное напряжение после демодуляции подается на «корректирующий» вход усилителя У-1.

Работает схема следующим образом. Когда на вход У-1 поступает измеряемое постоянное напряжение  $U_1$ , на выходе возникает напряжение  $U_2 = U_1 K_1$ , где  $K_1$  — коэффициент усиления У-1. Делитель, составленный из сопротивлений  $R_1$  и  $R_2$ , снижает выходное напряжение  $U_2$  до значения  $U_3$ ,  $U_3 = U_2 \beta$ .

Если задаться такими значениями  $R_1$  и  $R_2$ , чтобы  $\beta = 1/K_1$ , то при отсутствии дрейфа нуля напряжение  $U_3$  будет равно входному напряжению  $U_1$ . Это равенство будет сохраняться для любых значений входного сигнала. При появлении дрейфа нуля выходное напряжение будет отличаться от величины  $U_1 K_1$ . Следовательно, и напряжение  $U_3$  будет отличаться от входного  $U_1$ . Эта разница напряжений определится сравнивающим устройством и преобразуется в переменное. После усиления в У-2 и демодуляции напряжение поступит на «корректирующий» вход усилителя У-1 и компенсирует дрейф нуля.

Постоянная времени цепи коррекции выбрана достаточно большой, и фазовые сдвиги между  $U_1$  и  $U_3$ , которые могут иметь место при работе на достаточно высоких частотах, не оказывают влияния на цепи коррекции.

Рассмотрим более подробно количественные соотношения при данном методе компенсации дрейфа нуля. Обозначим через  $K_1$  и  $K_2$  коэффициенты усиления У-1 соответственно по «сигнальному» и «корректирующему» входам, а через  $K_3$  — коэффициент усиления для У-2. Обозначим также отношение  $R_2/(R_1 + R_2) = \beta$ . Тогда коэффициент усиления сигнала ошибки без учета обратной связи через сопротивления  $R_1$  и  $R_2$  будет  $-K = K_2 K_3$ . Знак «минус» означает противоположные знаки приращения напряжения на входе и на выходе.

Вследствие линейности усилителя У-1 можно применить принцип суперпозиции и считать, что

$$U_{\text{вых}} = U'_{\text{вых}} + U_{\text{др}} + U_{\text{к}}. \quad (1)$$

Здесь  $U_{\text{вых}}$  — выходное напряжение,  $U'_{\text{вых}}$  — выходное напряжение У-1 в случае отсутствия дрейфа  $U_{\text{вых}} = K_1 U_1$ ,  $U_{\text{др}}$  — напряжение дрейфа на выходе усилителя У-1 без учета компенсации,  $U_{\text{к}}$  — напряжение компенсации дрейфа.

Учитывая, что на вход У-2 подается напряжение, пропорциональное  $U_{\text{к}} = U_{\text{вых}} \beta - U_1$ , перепишем выражение (1):

$$U_{\text{вых}} = U_1 K_1 + U_{\text{др}} + (\beta U_{\text{вых}} - U_1) (-K_2 K_3). \quad (2)$$

Откуда

$$U_{\text{вых}} = \frac{K_1 + K_2 K_3}{1 + K_2 K_3 \beta} U_1 + \frac{1}{1 + K_2 K_3 \beta} U_{\text{др}},$$

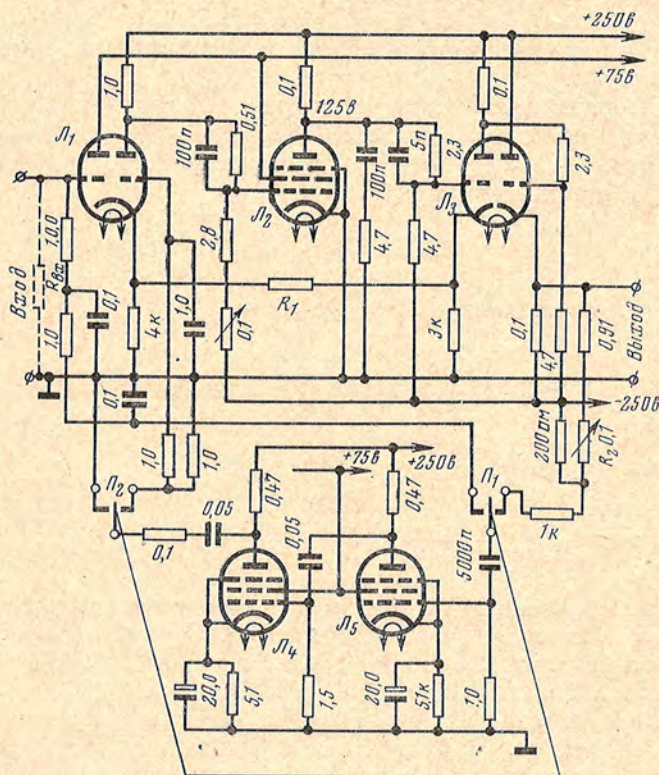
или, если учесть, что делитель  $R_1$ ,  $R_2$  выбирался из расчета  $\beta = 1/K_1$ , получим

$$U_{\text{вых}} = K_1 U_1 + \frac{1}{1 + K_3 \frac{K_2}{K_1}} U_{\text{др}}. \quad (3)$$

В первой части этого равенства первое слагаемое пропорционально входному напряжению, второе — напряжению дрейфа. Из выражения (3) видно, что компенсация дрейфа нуля осуществляется без какого-либо изменения коэффициента усиления основного усилителя У-1. Это позво-



ляет создавать схемы усилителей со сравнительно большим реально получаемым усилением по напряжению. Благодаря компенсирующему действию схемы появившееся напряжение дрейфа нуля усилителя У-1 уменьшится в  $1/(1 + K_3 K_2/K_1)$  раз. При  $K_1 = K_2$ , т. е. при одинаковом коэффициенте усиления усилителя У-1 по «сигнальному» и «компенсационному»



Фиг. 2. Схема лампового усилителя постоянного тока с компенсацией дрейфа нуля

входам, ослабление дрейфа будет в  $1/(1 + K_3)$  раз, а выходное напряжение

$$U_{\text{вых}} = K_1 U_1 + \frac{1}{1 + K_3} U_{\text{др}}. \quad (4)$$

На фиг. 2 приведена принципиальная схема усилителя постоянного тока с компенсацией дрейфа указанным выше методом. Усилитель У-1 собран на лампах  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$ . Лампа  $L_1$  работает как смесительный каскад, причем на сетку левой половины, включенной катодным повторителем, подается входной сигнал, а на сетку правой половины лампы — сигнал коррекции дрейфа нуля.

Лампа  $L_2$  и левая половина лампы  $L_3$  работают усилителями напряжения. С катода триода подается отрицательная обратная связь на катод  $L_1$ . Правая половина  $L_3$  включена катодным повторителем и является усилителем мощности. На выходе усилителя включен делитель напряжения, с которого снимается напряжение на сравнивающее устройство, выполненное в виде механического переключателя  $\Pi_1$ .

Усилитель сигнала компенсации дрейфа собран на лампах  $L_4$  и  $L_5$ . С анода  $L_4$  сигнал ошибки подается на контакты второго переключателя, работающего синхронно с  $\Pi_1$ . Он работает синхронно-фазовым демоду-







как компараторы при преобразовании непрерывной величины в дискретную. Сравнимые напряжения подаются на диоды  $D_1$  и  $D_2$ , причем на  $D_1$  подается входной сигнал, а на  $D_2$  — сигнал с выхода устройства. Если напряжение на  $D_1$  больше, чем на  $D_2$ , блокинг-генератор выдает импульсы. Эти импульсы делаются шире на одновибраторе  $T_2$ ,  $T_3$ , усиливаются усилителем  $T_4$  и через трансформатор подаются на выпрямитель. С делителя  $R_1$  и  $R_2$  выпрямленное напряжение подается на диод  $D_2$  для сравнения с входным напряжением. Делитель определяет коэффициент усиления системы. Стабильность порога срабатывания сравнивающего устройства удается довести до 2—3 мв. Система практически не меняет выходного напряжения при изменении в широких пределах величины нагрузки. Входное сопротивление схемы составляет 5—7 Мом. Указанные параметры сохраняются при изменении окружающей температуры в пределах  $-40 \div +60^\circ \text{C}$ .

### Л и т е р а т у р а

1. А. А. С а н и н. Электронные приборы в ядерной физике. Физматгиз, 1961.
2. А. М. Б о н ч - Б р у е в и ч. Применение электронных ламп в экспериментальной физике. М., Гостехиздат, 1956.
3. А. В. Б р у н с, Р. Я. К о п е й к и н. Авторское свидетельство № 119544.
4. В. З. Н а й д е р о в. Полупроводниковый преобразователь непрерывной величины в цифровой эквивалент. — Изв. Вузов. Радиотехника, 1960, № 5.
5. А. Е. Д р о з д о в, А. П. П я т и б р а м о в. Автоматическое преобразование и кодирование информации. Изд-во «Советское радио», 1964.



## ХРОНИКА

В течение 1965 г. сотрудники Крымской астрофизической обсерватории АН СССР принимали участие в научных конференциях и совещаниях как у нас в Советском Союзе, так и за рубежом. На XVI Международный Астронавтический конгресс (Афины, Греция) выезжали А. В. Брунс, П. П. Добронравин, В. К. Прокофьев, В. В. Прокофьева, на IX Международную конференцию по космическим лучам (Лондон) — А. А. Степанян. В работе конференции по магнетизму планет и звезд (Ньюкастль, Англия) принял участие А. Б. Северный; им же были прочитаны лекции в Лондонском университете о магнитных полях на Солнце. В симпозиуме по космической газодинамике (Ницца, Франция) участвовали М. Е. Боярчук и Э. Е. Дубов. И. Г. Моисеев с февраля по ноябрь находился в научной командировке в Австралии. Н. В. Стещенко с апреля по октябрь был в научной командировке в США. В заседании исполнительного комитета Международного Астрономического Союза (Ницца, Франция) принял участие вице-президент МАС А. Б. Северный. Многие сотрудники обсерватории участвовали в Пленуме Астрономического Совета АН СССР в Киеве, в Пленуме КИСО в Кисловодске, в Пленуме комиссии по физике звезд и туманностей в Баку, в пятой Всесоюзной радиоастрономической конференции в Харькове, в Конференции по космическим лучам и магнитному полю Земли в Москве, в летней школе по математической обработке результатов наблюдений в Кацивели (Крым), а также в других совещаниях по отдельным научным и научно-организационным вопросам.

В обсерваторию в течение года приезжали для обмена опытом проведения совместных работ, получения материала наблюдений сотрудники многих обсерваторий, научно-исследовательских институтов и других учреждений страны: Главной астрономической обсерватории АН СССР, Главной астрономической обсерватории АН УССР, Одесской, Бюраканской, Харьковской и других обсерваторий, Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга, Московского, Киевского, Ленинградского, Тбилисского университетов и др.

Сотрудник Академии наук Венгерской Народной Республики Б. Балаж находился в КРАО АН СССР с 25 мая по 8 июня; им сделан доклад на тему «Звезды высокой светимости в области южнее  $\eta$  и  $\chi$  Персея». Сотрудники Потсдамской астрофизической обсерватории (Германская Демократическая Республика) проф. Егер, д-ра Кюнцель, Гуссман и Эткен посетили обсерваторию в июне; ими были сделаны следующие доклады: «Новая классификация активных областей на Солнце» (Х. Кюнцель), «Об инструментальной поляризации» и «О работах Потсдамской астрофизической обсерватории» (Ф. Егер), «Эллиптическая поляризация непрерывного излучения Крабовидной туманности» (Л. Эткен), «Модификация методов весовых функций для исследования линий поглощения» (Е. Гуссман). С середины июня по конец сентября в обсерватории находились сотрудники Потсдамской обсерватории (ГДР) В. Шенайх и Е. Желванова. Они вели совместную с обсерваторией работу по испытанию нового метода построения вторичных фотометрических стандартов. Сотрудники Астрономического института Академии наук Чехословацкой Социалистической Республики В. Бумба, Л. Кривский, С. Крижик приезжали в обсерваторию для обсуждения проблемы возникновения солнечных магнитных полей и сопутствующих им явлений, для проведения спектральных наблюдений тесных двойных звезд. Они выступили с докладами: «О некоторых солнечных телескопах США» (В. Бумба), «Особенности солнечных протонных вспышек» (Л. Кривский), «Спектрофотометрическое изучение звезды  $\theta$  Leo» (С. Крижик). Доктор Мортон (США) находился в обсерватории с конца 1964 г. по июнь 1965 г. За время пребывания в обсерватории Мортон принимал участие в двух работах: одна из них о возникновении и развитии вспышек в магнитных полях (совместно с А. Б. Северным), другая — о движении пятен и связанных с ними изменением структуры магнитного поля в активной области (совместно с С. И. Гопасюком). Г. Мортоню сделано два доклада: «Кинематика вспышек. Часть первая. Солнечная кинематография» и «Кинематика вспышек. Часть вторая. Новые аспекты образований, распространяющихся с большой скоростью». С кратковременным визитом обсерваторию посетил проф. Ривс (Канада);



им сделан доклад «Ядерный синтез внутри и на поверхности звезд». В начале мая в обсерватории находился американский радиоастроном Келлерман, который выступил с докладом «О радиоастрономических работах в Австралии». Доктор Стенфло — научный сотрудник Академии наук Швеции — работал в обсерватории в течение 2,5 месяца. Совместно с А. Б. Северным он вел работу по изучению общего магнитного поля на Солнце. Проф. Арп (США) ознакомился с обсерваторией, выступил с докладом «Последние исследования в области внегалактической астрономии». Доктор Данжи (Англия) посетил обсерваторию с кратковременным визитом; им сделан доклад «О теории солнечных вспышек». Проф. Мишар (Франция) во время своего пребывания в обсерватории в начале ноября выступил с докладами «Поле скоростей в солнечной атмосфере» и «Эволюция активных областей». Проф. Хербиг (США), посетивший КрАО АН СССР в ноябре, выступил перед сотрудниками обсерватории с докладами «Литий в звездах главной последовательности», «Звезда FU Ori», «О диффузных межзвездных линиях».

Почетная степень доктора наук Университета Ньюкастля была присуждена А. Б. Северному. Четыре сотрудника обсерватории (В. Г. Буславский, Р. Н. Кумайгородская, Ю. И. Нешпор, Г. М. Попов) защитили диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, два сотрудника (А. С. Дворяшин, Т. Т. Цап) подготовились к защите кандидатской диссертации.

В 1965 г. вышли из печати том XXXIII и том XXXIV «Известий Крымской астрофизической обсерватории АН СССР», подготовлены и сданы в издательство том XXXV и настоящий — XXXVI том.