

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XXXV



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
МОСКВА — 1966

Редакционная коллегия:

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



СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ СИМБИОТИЧЕСКИХ  
ЗВЕЗД Z And, AG Peg и AG Dra в 1963 г.

А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг

Приведены результаты спектроскопического исследования трех симбиотических звезд — Z And, AG Peg и AG Dra — по наблюдениям в течение лета 1963 г.

SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE SYMBIOTIC STARS Z And, AG Peg AND AG Dra, by A. A. Boyarchuk and R. E. Gershberg. — The results of a spectroscopic study of three symbiotic stars: Z And, AG Peg and AG Dra, which were observed during the summer of 1963 are given.

Для исследования строения внешних слоев атмосферы симбиотических звезд и выяснения механизма спорадического возрастания блеска этих объектов в 1962 г. в Крымской астрофизической обсерватории начаты систематические наблюдения наиболее ярких представителей этого типа нестационарных звезд. В работе [1] приведены результаты исследования непрерывных спектров AG Dra, Z And, AG Peg и BF Cyg по спектрограммам, полученным нами с помощью бесщелевого спектрографа, установленного на 2,6-м рефлекторе (ЗТШ). В [2] приведены результаты трехцветных электрофотометрических наблюдений Z And, AG Peg и AG Dra. Летом 1963 г. ЗТШ был оснащен щелевым спектрографом СП-72, что позволило нам начать систематические исследования линейчатого спектра симбиотических звезд. Ниже приведены первые результаты таких исследований.

Дифракционный спектрограф СП-72 предназначен для получения спектров слабых звезд с умеренными дисперсиями. Спектрограф установлен в фокусе Нэсмита ЗТШ, имеет зеркальный коллиматор, дифракционную решетку с 600 штрих/мм и две камеры Шмидта (фиг. 1). Камеры светосилой  $F/2$  и  $F/1$  позволяют получать спектры с дисперсией 80 и 160 Å/мм соответственно. Спектрограф СП-72 снабжен механизмом расширения спектра (качание кассеты) и устройством для впечатывания спектра сравнения; в качестве последнего используется полый железный катод с аргоновым наполнением. Светосила питающей системы телескопа  $F/16$ , так что при удовлетворительном состоянии атмосферы (турбулентный диск  $\sim 2''$ ) спектрограф СП-72 позволяет получать спектры с дисперсией 80 Å/мм с использованием всего света звезды, собранного главным зеркалом телескопа, и с инструментальным контуром шириной 4 Å. Спектрограф СП-72 рассчитан Н. П. Усановым и сконструирован С. П. Розовым в Государственном оптическом институте, изготовлен в Ленинграде на Оптико-механическом заводе фирмы ЛОМО. На фиг. 2 даны отпечатки нескольких спектрограмм разных звезд, полученных на СП-72.

При наблюдениях спектров звезд с эмиссионными линиями необходимо получать для одной и той же спектральной области спектрограммы с различными экспозициями, чтобы перекрыть большой интервал интенсив-

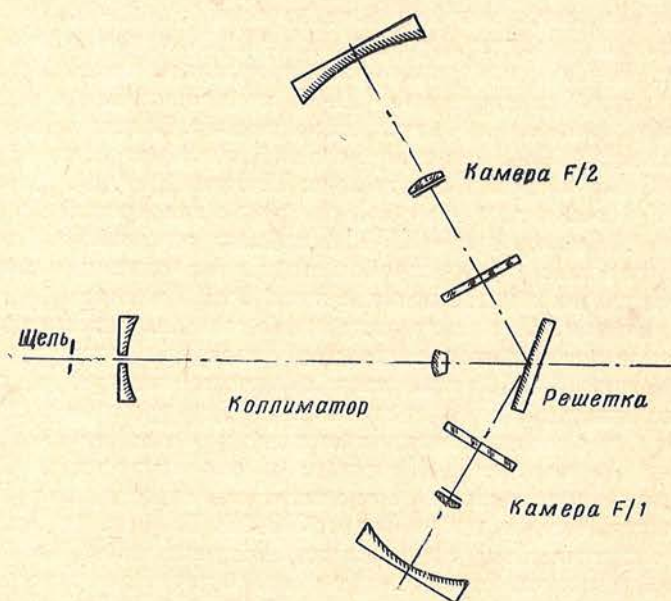


ностей. Линия  $H_{\alpha}$  в исследуемых звездах оказалась столь яркой, что нам вообще не удалось определить ее интенсивность по отношению к интенсивности непрерывного спектра. В табл. 1 собраны данные о полученных спектрограммах.

Таблица 1

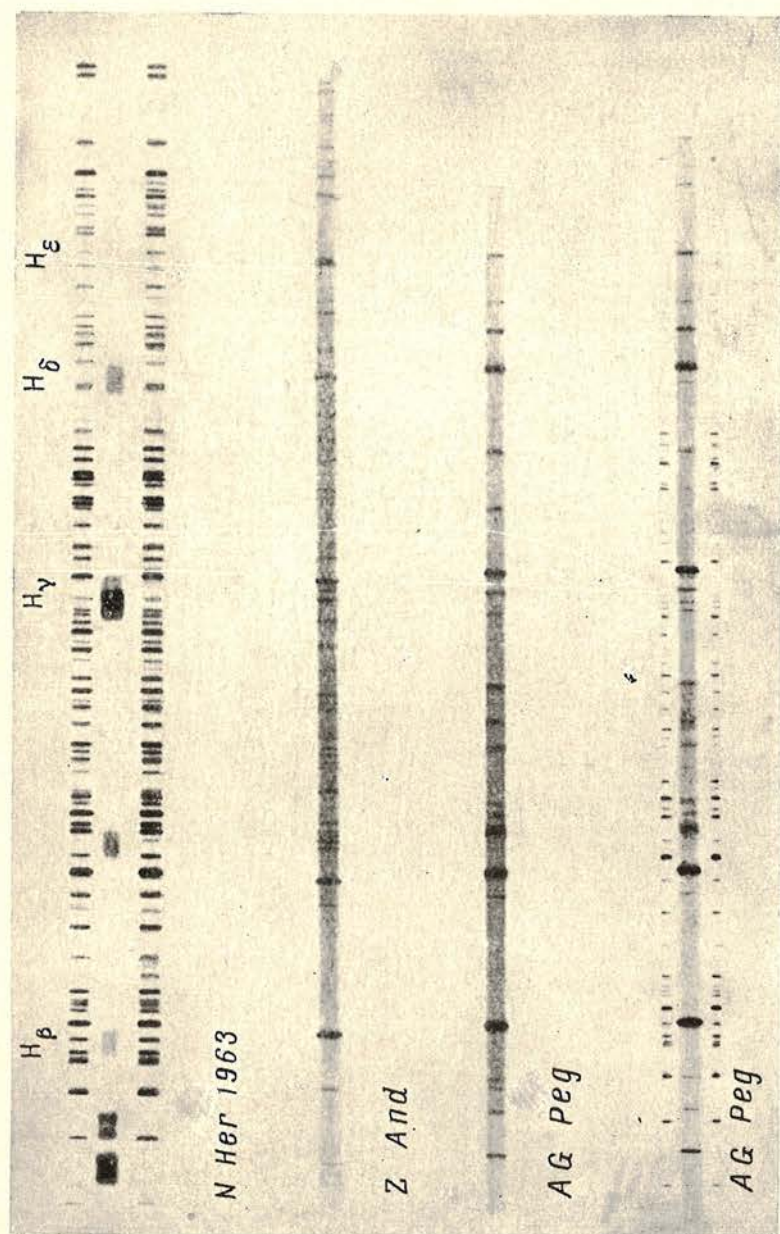
| Звезда | Дата, 1963 г. | Экспозиция      | Пластины | Звезда | Дата, 1963 г. | Экспозиция                     | Пластины |
|--------|---------------|-----------------|----------|--------|---------------|--------------------------------|----------|
| Z And  | 31.VIII       | 2 <sup>h</sup>  | 0aO      | AG Dra | 2.IX          | 5 <sup>m</sup>                 | 0aO      |
|        | 1.IX          | 3 <sup>h</sup>  | 0aO      |        |               | 10 <sup>m</sup>                | 0aO      |
|        |               | 1 <sup>h</sup>  | 0aO      |        |               | 20 <sup>m</sup>                | 0aO      |
|        | 2.IX          | 1 <sup>h</sup>  | 0aO      |        | 22.IX         | 2 <sup>h</sup>                 | 0aF      |
|        |               | 20 <sup>m</sup> | 0aO      |        | 23.IX         | 80 <sup>m</sup>                | 0aF      |
|        | 16.IX         | 2 <sup>h</sup>  | 0aF      |        |               | 80 <sup>m</sup>                | 0aF      |
| AG Peg | 17.IX         | 1 <sup>h</sup>  | 0aF      |        | 31.VIII       | 3 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 0aO      |
|        | 30.VIII       | 25 <sup>m</sup> | 0aO      |        | 2.IX          | 3 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 0aO      |
|        | 1.IX          | 50 <sup>m</sup> | 0aO      |        | 16.IX         | 5 <sup>h</sup>                 | 0aF      |
|        |               | 20 <sup>m</sup> | 0aO      |        |               | 1 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> | 0aF      |
|        |               | 8 <sup>m</sup>  | 0aO      |        |               |                                |          |

Все спектрограммы обработаны на регистрирующем микрофотометре МФ-4, и по регистрограммам обычным способом были получены отношения центральных интенсивностей эмиссионных линий к интенсивности прилегающего непрерывного спектра:  $I_{\lambda}/I_{\text{н}}$ . Из сравнения спектрограмм, полученных в разные ночи, было установлено, что в течение наших наблюдений величины  $I_{\lambda}/I_{\text{н}}$  в спектрах всех трех звезд не менялись. Поэтому значения  $I_{\lambda}/I_{\text{н}}$  были усреднены отдельно для каждой звезды, эти средние значения приведены в табл. 2. В первом столбце таблицы даны длины волн, во втором — элемент, в следующих столбцах — величины  $I_{\lambda}/I_{\text{н}}$ .



Фиг. 1. Принципиальная оптическая схема спектрографа СП-72.





Фиг. 2. Спектрограммы симбиотических звезд



Таблица 2

| λ       | Элемент       | Z And             |     | AG Peg            |     | AG Dra            |     |
|---------|---------------|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|
|         |               | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ |
| 5015    | He I          | 1,7               | 6   | 1,4               | 5   |                   |     |
| 5007    | [O III]       | 2,7               | 6   | 4,0               | 6   |                   |     |
| 4959    | [O III]       | 1,3               | 5   | 1,8               | 7   |                   |     |
| 4922    | He I          | 2,1               | 6   | 1,5               | 8   | 1,27              | 2   |
| 4861    | H $_{\beta}$  | 9,8               | 3   | 12,4              | 2   | 6,1               | 3   |
| 4731    | Fe II 43      | 1,12              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4713    | He I          | 1,23              | 5   | 1,4               | 7   |                   |     |
| 4686    | He II         | 6,0               | 3   | 5,1               | 3   | 6,0               | 3   |
| 4666    | Fe II 37      | 1,26              | 5   | 1,2               | 6   |                   |     |
| 4650    | C III 1       | 1,6               | 5   | 1,3               | 3   |                   |     |
| 4640    | N III 2       | 2,0               | 5   | 2,0               | 5   |                   |     |
| 4634    | N III 2       | 1,5               | 5   | 1,5               | 6   |                   |     |
| 4629    | Fe II 37      | 1,4               | 5   | 1,2               | 7   |                   |     |
| 4620    | Fe II 38      | 1,23              | 5   | 1,2               | 6   |                   |     |
| 4583    | Fe II 38      | 1,6               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4555    | Fe II 37      | 1,4               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4549    | Fe II 38      | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4541    | He II         | 1,3               | 5   | 1,4               | 8   | 1,29              | 3   |
| 4520—23 | Fe II 38      | 1,40              | 5   | 1,3               | 8   |                   |     |
| 4515    | Fe II 37      | 1,4               | 5   | 1,3               | 6   | 1,5:              | 2   |
| 4508    | Fe II 38      | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4501    | Ti II 31      | 1,2               | 4   |                   |     |                   |     |
| 4491    | Fe II 37      | 1,4               | 5   | 1,2               | 2   |                   |     |
| 4489    | Fe II 37      | 1,23              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4471    | He I          | 1,5               | 5   | 1,7               | 8   | 1,4               | 2   |
| 4444    | Ti II 49,31   | 1,15              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4416    | Fe II 27      | 1,5               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4399    | Ti II 51      | 1,17              | 3   |                   |     |                   |     |
| 4395    | Ti II 19      | 1,23              | 3   |                   |     |                   |     |
| 4388    | He I          | 1,6               | 5   | 1,5               | 6   |                   |     |
| 4363    | [O III]       | 2,0               | 5   | 2,3               | 7   |                   |     |
| 4351    | Fe II 27      | 1,4               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4340    | H $_{\gamma}$ | 5,0               | 3   | 7,6               | 3   | 6,0               | 2   |
| 4331    |               | 1,16              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4319    | [Fe II] 21    | 1,16              | 5   | 1,13              | 3   |                   |     |
| 4315    | Ti II 41      | 1,16              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4303    | Fe II 27      | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4296    | Fe II 28      | 1,20              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4289    | Ti II 41      | 1,17              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4278    | Fe II 32      | 1,17              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4267    | C II 6        | 1,17              | 5   | 1,15              | 5   |                   |     |
| 4247    | Fe II 21      | 1,23              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4233    | Fe II 27      | 1,5               | 5   | 1,10              | 1   |                   |     |
| 4199    | He II         | 1,25              | 5   | 1,4               | 6   |                   |     |
| 4178    | Fe II 27      | 1,4               | 5   | 1,10              | 4   |                   |     |
| 4173    | Fe II 27      | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4144    | He I          | 1,4               | 5   | 1,3               | 7   |                   |     |
| 4130    | Si II         | 1,25              | 5   |                   |     |                   |     |
| 4120    | He I          | 1,25              | 5   | 1,23              | 6   |                   |     |



Таблица 1 (окончание)

| $\lambda$ | Элемент               | Z And             |     | AG Peg            |     | AG Dra            |     |
|-----------|-----------------------|-------------------|-----|-------------------|-----|-------------------|-----|
|           |                       | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ | $I_{\lambda}/I_H$ | $n$ |
| 4102      | H <sub>8</sub>        | 3,6               | 4   | 6,9               | 2   | 4,5               | 2   |
| 4097      | N III 1               | 1,6               | 5   | 1,4               | 4   |                   |     |
| 4076      | [S II] 1              | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4070      | C III 16              | 1,5               | 5   |                   |     |                   |     |
| 4057      | Fe I 320              |                   |     | 2,9               | 7   |                   |     |
| 4026      | He I                  | 1,5               | 4   | 1,7               | 8   | 1,7               | 2   |
| 4009      | He I                  | 1,3               | 4   | 1,23              | 7   |                   |     |
| 3970      | H <sub>ε</sub>        | 2,8               | 3   | 3,8               | 6   | 3,1               | 1   |
| 3889      | H <sub>8</sub> + He I | 3,0               | 3   | 3,1               | 6   | 4,0               | 1   |
| 3868      | [Ne III] 1            | 2,1               | 5   | 2,8               | 6   |                   |     |
| 3862      | Si II 1               | 1,4               | 5   |                   |     |                   |     |
| 3858      | He II                 | 1,5               | 5   | 1,26              | 4   |                   |     |
| 3848      | Fe [VII] 8            | 1,3               | 5   |                   |     |                   |     |
| 3835      | H <sub>9</sub>        | 2,1               | 5   | 2,2               | 5   |                   |     |
| 3825      | Fe II 29              | 1,4               | 5   |                   |     |                   |     |
| 3819      | He I                  | 1,4               | 5   | 1,23              | 3   |                   |     |
| 3813      | He II                 | 1,4               | 4   |                   |     |                   |     |
| 3798      | H <sub>10</sub>       | 1,7               | 5   | 2,0               | 5   |                   |     |
| 3770      | H <sub>11</sub>       | 1,7               | 5   | 1,9               | 5   |                   |     |
| 3760      | [Fe VII]              | 2,0               | 5   | 1,4               | 6   |                   |     |
| 3754      | O III 2               | 1,5               | 5   |                   |     |                   |     |
| 3750      | H <sub>12</sub>       | 1,7               | 5   | 1,7               | 6   |                   |     |
| 3734      | H <sub>13</sub>       | 1,7               | 5   | 1,5               | 6   |                   |     |
| 3722      | H <sub>14</sub>       | 1,6               | 5   | 1,4               | 5   |                   |     |
| 3712      | H <sub>15</sub>       | 1,7               | 5   | 1,4               | 5   |                   |     |
| 3704      | H <sub>16</sub>       | 1,6               | 5   | 1,4               | 5   |                   |     |
| 3697      | H <sub>17</sub>       | 1,4               | 4   | 1,3               | 2   |                   |     |
| 3691      | H <sub>18</sub>       | 1,5               | 4   | 1,2               | 2   |                   |     |
| 3686      | H <sub>19</sub>       | 1,5               | 4   | 1,2               | 1   |                   |     |
| 3587      | [Fe VII] 3            | 1,3               | 3   |                   |     |                   |     |
| 3444      | O III 15              | 2,1               | 2   |                   |     |                   |     |
| 3425      | [Ne V] 1              | 2,9               | 2   |                   |     |                   |     |

и число использованных спектрограмм. Эквивалентные ширины эмиссионных линий можно получить умножением соответствующих величин  $I_{\lambda}/I_H$  на полуширины линий. Контуры большинства измеренных линий чисто инструментальные с полушириной 4 Å. В спектре AG Peg некоторые линии имеют более широкий контур, чем инструментальный: полуширины линий He II и N III равны 10 Å, полуширины водородных линий — 7 Å.

Из табл. 2 видно, что по характеру эмиссионного спектра AG Dra сильно отличается от AG Peg и Z And, которые довольно сходны между собой. В спектре AG Peg линии водорода несколько интенсивнее, а линии металлов несколько слабее, чем в спектре Z And. Если предположить, что распределение энергии в непрерывном спектре этих двух звезд летом 1963 г. было таким же, как в 1962 г. [1], то по отношениям  $I_{\lambda}/I_H$  можно определить величину  $I_{4363}/I_{4959+5007}$ . Эта величина оказалась равной 0,3 и 0,5 для AG Peg и Z And соответственно; при  $T_e \approx 20\,000$  °K таким отношениям интенсивностей запрещенных линий соответствует электронная плотность  $5 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup> и  $2 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup>. В спектре AG Dra запрещенные линии



не видны, и можно предполагать, что электронная плотность там еще выше. По-видимому, все симбиотические звезды характеризуются довольно высоким значением электронной плотности в верхних слоях атмосферы.

В заключение выражаем благодарность Г. Н. Шараповой за большую помощь в обработке спектрограмм.

Май 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Т. С. Белякина, А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. Изв. Крымской астрофиз. obs., 30, 25, 1963.
2. Т. С. Белякина. Изв. Крымской астрофиз. obs., 33, 226, 1965; 34, 100, 1965.



## СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗУЧЕНИЕ AX Per

А. А. Боярчук

Найдено, что отношение содержания гелия и водорода равно 0,36. Показано, что оболочка имеет высокую электронную плотность  $n_e > 10^7$ .

A SPECTROPHOTOMETRIC STUDY OF AX PER, by A. A. Boyarchuk. — It is found that the helium to hydrogen abundance ratio is 0.36. It is shown that the envelope has a high electron density  $n_e > 10^7$ .

Спектр AX Per наблюдался ранее Мериллом [1], Свингсом и Струве [2], Блох и Ченг Мао Лином [3]. Ими было выполнено отождествление эмиссионных линий и установлено, что спектр очень сильно меняется. Поэтому звезда была включена нами в программу систематических наблюдений симбиотических звезд.

1. Наблюдения выполнены с помощью спектрографа СП-72 телескопа ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [4]. Использовалась камера  $F/2$  с дисперсией 80 Å/мм. Во время наблюдений звезда была довольно слабой ( $m_{vis} \approx 12^m7$ )<sup>1</sup>, а ее изображение сравнительно большим (2—3"). Поэтому была взята ширина щели, равная изображению звезды в 2" и соответствующая 0,05 мм на пластинке. Спектры расширялись до 0,3 мм. Данные о полученных спектрограммах приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Дата, 1964 г. | $t_{\text{эксп}}$              | Пластинки |
|---------------|--------------------------------|-----------|
| 28.IX         | 3 <sup>h</sup>                 | 0aO       |
| 29.IX         | 3 <sup>h</sup> 45 <sup>m</sup> | 0aO       |
| 11.X          | 7 <sup>h</sup>                 | IIaO      |
| 12.X          | 8 <sup>h</sup>                 | IIaO      |
| 13.X          | 9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> | IIaO      |

Для определения относительных интенсивностей эмиссионных линий необходимо знать кривую реакции нашего спектрографа. Для этой цели наблюдалась звезда GC 33021 В3 V. Моменты наблюдения выбраны так, чтобы ее зенитное расстояние было близко к среднему значению зенитного расстояния AX Per. Предполагалось, что распределение энергии в спектре GC 33021 не отличается от распределения энергии в спектрах звезд того же спектрального класса [5]. В табл. 2 приведены относительные

<sup>1</sup> По сообщению Т. С. Беякиной.



интенсивности эмиссионных линий в спектре AX Per. В первом столбце приведены длины волн линий и элемент, к которому эти линии относятся, во втором — относительная интенсивность и в третьем — число определений. Значок (:) указывает, что отдельные определения сильно различаются между собой.

Таблица 2

| $\lambda$ | $I_{\text{набл}}$ | $n$ | $I_{\text{теор}}$ | $\lambda$ | $I_{\text{набл}}$ | $n$ | $I_{\text{теор}}$ |
|-----------|-------------------|-----|-------------------|-----------|-------------------|-----|-------------------|
| H         |                   |     |                   | 4541      | 9                 | 2   | 7                 |
| 4861      | 100               | 4   | 100               | He I      |                   |     |                   |
| 4340      | 50                | 5   | 49                | 4471      | 7                 | 3   | 7                 |
| 4102      | 29                | 4   | 28                | 4026      | 10:               | 2   | 4                 |
| 3970      | 16                | 2   | 18                | [O III]   |                   |     |                   |
| 3889 *    | 26                | 1   | 12                | 4363      | 20                | 4   |                   |
| He II     |                   |     |                   | [Fe VII]  |                   |     |                   |
| 4686      | 128               | 5   | 128               | 3760 **   | 87                | 4   |                   |

\* Блендируется с He I.

\*\* Блендируется с O III.

Кроме эмиссионных линий в спектре AX Per очень хорошо видны полосы TiO, характерные для звезд типа gM3.

Общий характер спектра заметно изменился по сравнению с предыдущими наблюдениями [1—3]. Интенсивность эмиссионных линий уменьшилась. Линии, принадлежащие однажды ионизированным металлам, вообще не удалось обнаружить на наших спектрограммах, в то время как раньше они были очень интенсивными. С другой стороны, заметно усилилась характеристика спектра позднего спектрального класса. Такое изменение можно объяснить уменьшением количества вещества, содержащегося в газовой оболочке.

Существующие в оболочке физические условия, вероятно, не сильно отличаются от условий в планетарных туманностях. Как видно из табл. 2, наблюдаемые и теоретические относительные интенсивности линий H, He I и He II хорошо согласуются между собой. Здесь теоретические значения интенсивности линий  $\lambda 4861$ ,  $\lambda 4686$  и  $\lambda 4471$  приняты равными наблюдаемым. Поэтому для определения относительного содержания гелия и водорода можно использовать методы, развитые для анализа спектров газовых туманностей [6]. Тогда

$$\frac{N_{\text{He}}}{N_{\text{H}}} = \frac{N_{\text{He III}} + N_{\text{He II}}}{N_{\text{H II}}} = \frac{1}{I_{4861}} (0,13I_{4686} + 2,7I_{4471}) = 0,17 + 0,19 = 0,36.$$

Атомами гелия в состоянии He I можно пренебречь по сравнению с ионами He II и He III, если  $I_{4686}/I_{4471} \geq 3,1$  [7]. В нашем случае  $I_{4686}/I_{4471} = 14$ . Поскольку большинство атомов гелия находятся в состоянии He II, то основная ошибка величины  $N_{\text{He}}/N_{\text{H}}$  возникает из-за ошибки определения интенсивности линии  $\lambda 4471$ . К сожалению, эта линия попадает в район сильной полосы TiO, что затрудняет проведение непрерывного спектра подложки в этом районе. Поэтому интенсивность линии  $\lambda 4471$  может содержать ошибку порядка 30%. Однако и в этом случае оказывается, что AX Per содержит больше гелия, чем солнечная атмосфера, где  $N_{\text{He}}/N_{\text{H}} \approx 0,15$ .

На спектрограммах AX Per не удалось обнаружить линий  $\lambda 5007$  и  $\lambda 4959$ . Поэтому мы можем принять в качестве нижней границы отношения  $I_{4363}/(I_{5007} + I_{4959}) = 1$ . При электронной температуре порядка



20 000° находим, что электронная плотность в оболочке AX Per  $n_e > 10^7 \text{ см}^{-3}$  [8].

В заключение выражаю глубокую благодарность Р. Е. Гершбергу за помощь во время наблюдений и Г. Н. Шараповой за помощь при обработке спектрограмм.

Май 1965 г.

#### Литература

1. P. W. Merrill. *Astrophys. J.*, 77, 44, 1933.
2. P. Swings, O. Struve. *Astrophys. J.*, 91, 546, 1940.
3. M. Bloch, Tchong Mao Lin. *Etoiles Raies d'Emission*. Liege, 1958, p. 458.
4. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг. *Наст. том*, стр. 3.
5. А. Д. Код. В сб. «Звездные атмосферы». ИЛ, 1963, стр. 67.
6. А. А. Боярчук. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 33, 186, 1965.
7. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 120, 326, 1960.
8. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 29, 291, 1963.



ЭЛЕКТРОННЫЕ ПЛОТНОСТИ  
В АТМОСФЕРАХ ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД. II

И. М. Копылов

В [1] показано, что метод А. Унзо́льда, широко применяемый для определения электронных плотностей в атмосферах звезд ранних спектральных классов [2], требует существенных изменений, поскольку два его варианта могут давать значения плотностей, различающиеся в 20—30 раз.

Проведен подробный анализ метода А. Унзо́льда и предложена необходимая его модификация.

1. Рассмотрен и учтен эффект переналожения крыльев высших членов Бальмеровской серии при определении чисел  $\lg N_{0,2}H$ . Это приводит к необходимости введения в полученные обычным путем значения  $\lg n_e$  поправки  $\delta$ , изменяющейся в пределах от  $-0,20$  до  $-0,60$  для звезд O—F главной последовательности и равной  $-0,16$  до  $-0,18$  для сверхгигантов. Предложен простой способ нахождения этой поправки по наблюдаемым  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

2. На основе теории Г. Грима, А. Колба и К. Шена [9] произведен учет роли электронов в расширении и увеличении  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Поправки  $\Delta$ , которые необходимо ввести в  $\lg n_e$ , чтобы учесть это влияние, заключены в пределах от  $-0,30$  до  $-0,80$  для звезд O5—F2 главной последовательности и в пределах от  $-0,30$  до  $-0,90$  для сверхгигантов того же спектрального интервала. Дан простой способ определения этой поправки по спектральному классу звезды и наблюдаемым  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

Исправленные за эти два эффекта значения  $\lg n_e$  хорошо согласуются со значениями, вычисленными по моделям атмосфер для звезд главной последовательности и сверхгигантов.

Показано, что находимые правильно примененным методом А. Унзо́льда значения  $\lg n_e$  относятся к тем слоям атмосферы звезды, где формируется весь ее абсорбционный спектр в целом.

ELECTRON DENSITIES IN THE ATMOSPHERES OF HOT STARS. II, by I. M. Kopylov.— It was shown in [1] that essential changes are needed in Unsold's method for the determination of electron densities in the atmospheres of early type stars [2], as its two variants can give density values differing by a factor of 20—30.

Unsold's method is analyzed in detail and the necessary modification proposed.

1. The resuperposition effect of the wings of the higher terms of the Balmer series on the determination of  $\lg(N_{0,2}H)$  is discussed and taken into account. This leads to the necessity of the introduction of corrections  $\delta$  to the  $\lg n_e$  values obtained in the usual manner. These corrections vary from  $-0,20$  to  $-0,60$  for O—F MS stars and from  $-0,16$  to  $-0,18$  for supergiants. A simple method for the determination of this correction from the observed  $W_\lambda$  of the  $H_\gamma$  and  $H_\delta$  lines is proposed.

2. The role of electrons in the broadening and increase of  $W_\lambda$  of the  $H_\gamma$  and  $H_\delta$  lines is taken into account according to the theory of Griem, Kolb and Chen [9]. The corresponding corrections  $\Delta$  to  $\lg n_e$  are within the limits  $-0,30$  to  $-0,80$  for O5—F2 MS stars and  $-0,30$  to  $-0,90$  for supergiants in the same spectral interval. A simple method is given for the determination of this correction in dependence on spectral type and observed  $W_\lambda$  of the  $H_\gamma$  and  $H_\delta$  lines.

The values of  $\lg n_e$  corrected for both of the above factors are in good agreement with those computed from model atmospheres of MS stars and supergiants.

It is shown that the  $\lg n_e$  found by a correct application of Unsold's method pertain to those stellar atmospheric layers in which the absorption spectrum as a whole originates.



## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Проведенный автором [1] анализ обычно применяемых методов определения плотностей в атмосферах горячих звезд позволил сделать следующие выводы.

а) Наиболее надежным методом определения  $\lg n_e$  является использование формулы Инглиса — Теллера

$$\lg n_e = 23,26 - 7,5 \lg n_m \quad (1)$$

для нахождения  $\lg n_e$  по номеру последней наблюдаемой линии  $n_m$  бальмеровской серии. Метод этот очень прост и удобен; он позволяет, кроме того, учесть влияние электронов на расширение высших членов серии. Однако находимые этим методом величины  $\lg n_e$  для звезд О — А характеризуют лишь самые верхние слои атмосфер со средней оптической глубиной  $\bar{\tau} \approx 0,08 \div 0,15$ , т. е. те слои, в которых возникает излучение за бальмеровским пределом и формируются высшие члены бальмеровской серии.

б) Что касается использования известного метода А. Унзоляда [2] для определения  $\lg n_e$  по эквивалентным ширинам бальмеровских линий, то в [1] было показано, что два варианта этого метода дают сильно различающиеся величины  $\lg n_e$ , особенно для звезд В9 — А5, где различие в  $\lg n_e$  может достигать 1,3—1,5. В обоих вариантах для определения  $n_e$  применяется (обычно к линиям  $H_\beta - H_\delta$ ) одна и та же формула

$$W_\lambda^{*2} = KN_{0,2} H n_e \left( \frac{R_c}{0,45} \right)^{3/2}. \quad (2)$$

Различие вариантов состоит в разных путях определения  $N_{0,2} H$  — полного числа атомов водорода на втором уровне в единичном столбе атмосферы. Вариант, использующий принцип оптически тонкого слоя, дает возможность определить лишь нижний предел числа  $N_{0,2} H$ , так как из-за начинающегося переналожения линий мы даже для высших членов бальмеровской серии не достигаем случая оптически тонкого слоя. Таким образом, формула

$$(N_{0,2} H)' = \frac{mc^2}{\pi e^2 \lambda^2 f} W_\lambda', \quad (3)$$

по которой в пределе (с ростом номера  $n$ ) мы должны получить  $N_{0,2} H$ , из-за заниженных за счет переналожения  $W_\lambda$  водородных линий дает нам по существу лишь некоторое значение  $(N_{0,2} H)_{\min}$ . Тогда из формулы (2), которую обычно применяют к линиям  $H_\beta - H_\delta$ , мы получаем завышенное значение  $n_e$ . Насколько занижено  $(N_{0,2} H)_{\min}$  по сравнению с истинным значением и, следовательно, насколько завышено  $n_e$ , нельзя сказать без детального изучения степени перекрытия линий бальмеровской серии.

Во втором варианте  $N_{0,2} H$  находится по величине бальмеровского скачка  $D$  в соответствии с формулой

$$\lg (N_{0,2} H) = 16,86 - \lg \left( \frac{1}{1 - 10^{-D}} - \frac{1}{R_c} \right). \quad (4)$$

Однако, поскольку эффективная оптическая глубина образования бальмеровского скачка значительно больше глубины образования водородных линий (см. фиг. 20 в [1]), то формула (4) дает нам определенно завышенное значение  $(N_{0,2} H)_D$  по сравнению с тем, которое мы получили бы по водородным линиям из (3) в случае оптически тонкого слоя. По формуле (2) получим заниженное значение  $n_e$ . Таким образом, имеем два неравенства:

$$\lg (N_{0,2} H)_m < \lg (N_{0,2} H) < \lg (N_{0,2} H)_D, \quad (5)$$

$$\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m > \lg n_e (H_\gamma, H_\delta) > \lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_D, \quad (6)$$



в которых индекс  $m$  относится к первому варианту, а индекс  $D$  — ко второму. Следовательно, значение  $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)$ , которое в случае правильного применения давала бы нам формула (2) и которое характеризует те слои атмосферы, где эффективно формируются водородные линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , лежит где-то между значениями  $\lg n_e$ , даваемыми двумя разновидностями метода Унзоляда. Однако различие  $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m$  и  $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_D$  очень велико (см. левую половину фиг. 15 в [1], где  $\lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_m - \lg n_e (H_\gamma, H_\delta)_D$  достигает для звезд В9 — А5 значений порядка 1,5), и мы не можем ничего сказать о положении искомого значения  $\lg n_e$  относительно его пределов в неравенстве (6).

Метод Унзоляда, основанный на гольцмарковской теории Штарк-эффекта, не учитывает, естественно, роли электронов в расширении водородных линий и должен по самой своей сути давать завышенные значения электронных плотностей.

Все изложенное показывает достаточно убедительно, что используемые в настоящее время методы определения электронных плотностей в атмосферах горячих звезд не дают нам достаточно правильного представления об эффективных электронных плотностях в собственно атмосфере звезды, т. е. в тех ее верхних слоях, в которых формируется большинство абсорбционных линий звездного спектра.

Здесь мы поставили себе целью провести последовательный анализ метода определения  $n_e$ , предложенного Унзолядом, учесть переналоженные высших членов серии Бальмера, учесть влияние электронов на расширение линий, оценить точность определения  $n_e$  этим методом и выяснить, к каким слоям атмосферы звезды эти электронные плотности относятся.

#### § 1. УЧЕТ ПЕРЕНАЛОЖЕНИЯ ВЫСШИХ ЧЛЕНОВ БАЛЬМЕРОВСКОЙ СЕРИИ

Систематическая ошибка в  $\lg n_e$ , связанная с переналожением крыльев высших членов серии Бальмера, возникает следующим образом. Из-за усиливающегося переналожения крыльев постепенно сближающихся (с ростом номера  $n$ ) линий серии интенсивность наблюдаемого спектра между линиями неуклонно понижается. Поскольку при спектрофотометрии регистрируются уровни непрерывного спектра проводится обычно по «наблюдаемому» ходу, то получающиеся ширины, глубины и эквивалентные ширины бальмеровских линий высших номеров оказываются существенно и прогрессивно заниженными. Это перекрытие линий начинается уже при таких номерах  $n$ , при которых мы еще не приблизились к случаю оптически тонкого слоя. Поэтому с дальнейшим ростом номера  $n$  число  $(N_{0,2} H)'$ , найденное по формуле (3), уже начинает уменьшаться, так и не достигнув предельного значения, соответствующего оптически тонкому слою.

Учет перекрытия крыльев водородных линий был произведен следующим путем. В работах Э. Андерхилла [3, 4] приведены результаты расчетов пяти моделей атмосфер звезд ранних спектральных классов главной последовательности: структура атмосфер, монохроматические оптические глубины, распределение энергии в непрерывном спектре, некоторые спектральные характеристики моделей, контуры и эквивалентные ширины избранных линий Si II, Si III, Si IV, He I, He II и линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , распределение энергии в спектрах этих моделей в интервале  $\lambda\lambda$  3720—3800 Å с учетом поглощения в водородных линиях и т. п. Найдены также эффективные температуры и спектральные классы моделей. Использование всех этих данных и позволило нам провести необходимые расчеты.

Сведения о моделях приведены в левой половине табл. 1. Здесь для каждой модели, номер которой дается в первом столбце, в последующих столбцах приводятся: во втором —  $T_{\text{эфф}}$  (по Э. Андерхилл [3]), в третьем —  $\lg g$  модели, в четвертом —  $n'_m$  — номер последней наблюдаемой линии



бальмеровской серии, оцененный по зависимостям вычисленных  $R'_0$  и  $W'_\lambda$  линий  $H_{10} - H_{14}$  от номера линии, в пятом — бальмеровский скачок, в шестом и седьмом — вычисленные центральные глубины  $R'_0$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , в восьмом — спектральный класс по определениям Э. Андерхилл.

Таблица 1

| Номер модели | $T_{\text{эфф}}$ | $\lg g$ | $n_m$ | $D$   | $R'_0$     |            | Sp    | Спектральный класс модели |       |                  |                 |
|--------------|------------------|---------|-------|-------|------------|------------|-------|---------------------------|-------|------------------|-----------------|
|              |                  |         |       |       | $H_\gamma$ | $H_\delta$ |       | $D$                       | $R_0$ | $T_{\text{эфф}}$ | Средний         |
| 1            | 12690°           | 4       | 15    | 0,45  | 0,73       | 0,76       | B9    | B8,9                      | B8,9  | B8,1             | $B8,6 \pm 0,4$  |
| 2            | 15333            | 4       | 15    | 0,32  | 0,70       | 0,73       | B6    | B6,0                      | B6,9  | B6,0             | $B6,3 \pm 0,4$  |
| 3            | 19215            | 4       | 14,5  | 0,21  | 0,60       | 0,63       | B3    | B2,8                      | B3,5  | B3,3             | $B3,2 \pm 0,3$  |
| 4            | 25673            | 4       | 14    | 0,13  | 0,51       | 0,53       | B2    | B1,7                      | B1,3  | B1,5             | $B1,5 \pm 0,1$  |
| 5            | 31023            | 4       | 13,5  | 0,066 | 0,41       | 0,43       | O 9,5 | O 9,4                     | O 8,3 | B0,2             | $O 9,3 \pm 0,6$ |

Прежде чем использовать результаты вычислений, касающиеся контуров и  $W_\lambda$  водородных линий, мы тщательно проанализировали основные спектральные характеристики этих моделей и пришли к следующим заключениям.

1. Тремя способами мы определили заново спектральные классы всех пяти моделей.

По вычисленным величинам бальмеровских скачков  $D$  на основе зависимости  $D$  от спектрального класса в количественной системе спектральной классификации (см. фиг. 1 из [5]) были найдены спектральные классы, приведенные в девятом столбце табл. 1.

Далее была построена зависимость  $R_0(H_\delta)$  в спектрах звезд главной последовательности от спектрального класса. Сведения о  $R_0(H_\delta)$  для звезд O5 — A5 были взяты из [1]. Затем для каждого узкого интервала спектральных классов были построены зависимости  $R_0(H_\delta)$  от  $v \sin i$ . Экстраполированием этих зависимостей к  $v \sin i = 0$  для каждого такого интервала были найдены  $R_0(H_\delta)$ , исправленные за влияние осевого вращения звезд. Для этой процедуры использованы  $R_0(H_\delta)$  примерно для 250 звезд и построено 14 зависимостей типа  $(R_0, v \sin i)$ . Входя с вычисленными из моделей значениями  $R_0(H_\delta)$  в зависимости  $R_0(v \sin i = 0)$  от спектрального класса, мы оценили для каждой модели спектральный класс, который приведен в десятом столбце табл. 1. Наконец, по шкале эффективных температур [5], по  $T_{\text{эфф}}$  моделей (второй столбец табл. 1) также были найдены спектральные классы (столбец 11).

Все три способа дали хорошо согласующиеся значения спектральных классов. Простое среднее из них, которое и принято нами в качестве окончательного спектрального класса модели, приведено в последнем столбце табл. 1. Эта система спектральных классов пяти моделей хорошо согласуется с оценками Э. Андерхилл (столбец 8).

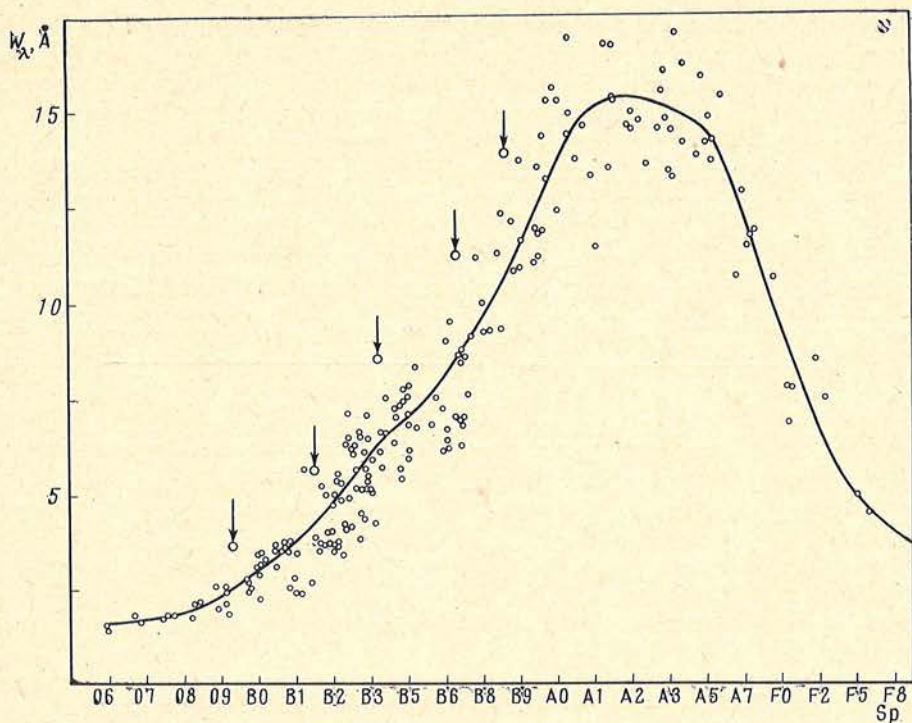
При дальнейшем анализе важно иметь в виду, что спектральные классы моделей таким образом достаточно надежно установлены.

2. Анализ контуров и  $W_\lambda$  водородных линий, вычисленных Э. Андерхилл [4], показывает, что и ширины и эквивалентные ширины существенно завышены. Этот вывод основан на следующих трех соображениях.

Мы построили зависимости  $W_\lambda = [W_\lambda(H_\gamma) + W_\lambda(H_\delta)]/2$  от спектрального класса для звезд главной последовательности (класс светимости V) в интервале O6 — F8 (фиг. 1).

Сведения о  $W_\lambda$  и Sp были взяты из материалов, использованных в [1]. На эту же фигуру нанесены данные о  $W'_\lambda$  и Sp для пяти моделей





Фиг. 1. Зависимость  $\bar{W}_\lambda(H_\gamma, H_\delta)$  от спектрального класса для звезд главной последовательности

Э. Андерхилл. Маленькими кружками на фиг. 1 нанесены индивидуальные звезды, сплошная линия — средняя зависимость;  $W'_\lambda$  и Sp для моделей нанесены большими кружками со стрелками. Видно, что для каждой модели  $W'_\lambda$  завышено по сравнению с  $W_\lambda$  у звезд соответствующего спектрального класса и  $\lg g$  (сведения о  $\lg g$  для звезд O — A главной последовательности см. в [1]).

Результаты сравнения  $W'_\lambda$  и  $W_\lambda$  приведены в табл. 2 (первые три строки). Видно, что у моделей  $W'_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  завышены в среднем на 33%.

Таблица 2

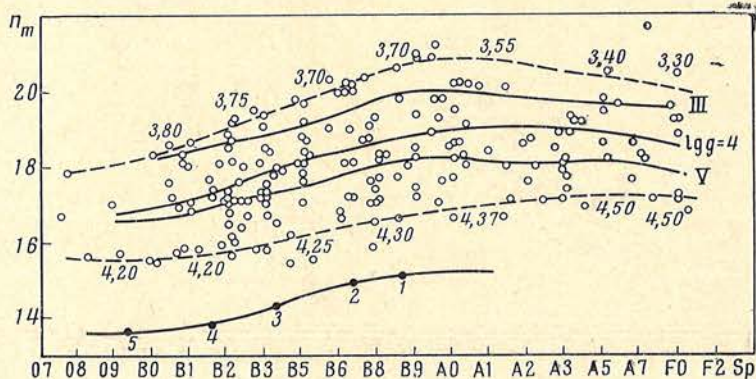
|                        | Номер модели и спектральный класс |           |           |           |           | Среднее |
|------------------------|-----------------------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|---------|
|                        | 1<br>B8,6                         | 2<br>B6,3 | 3<br>B3,2 | 4<br>B1,5 | 5<br>O9,3 |         |
| $W'_\lambda, \text{Å}$ | 13,99                             | 11,30     | 8,60      | 5,70      | 3,72      | 1,33    |
| $W_\lambda, \text{Å}$  | 10,90                             | 8,70      | 6,45      | 4,30      | 2,63      |         |
| $W'_\lambda/W_\lambda$ | 1,28                              | 1,30      | 1,33      | 1,33      | 1,41      |         |
| $R'_0$                 | 0,75                              | 0,72      | 0,62      | 0,52      | 0,42      | 1,00    |
| $R_0$                  | 0,75                              | 0,70      | 0,61      | 0,53      | 0,44      |         |
| $R'_0/R_0$             | 1,00                              | 1,03      | 1,02      | 0,98      | 0,95      |         |
| $n'_m$                 | 15,1                              | 14,9      | 14,3      | 13,8      | 13,6      | -3,5    |
| $n_m$                  | 18,9                              | 18,5      | 17,9      | 17,3      | 16,8      |         |
| $n'_m - n_m$           | -3,8                              | -3,6      | -3,6      | -3,5      | -3,2      |         |



В то же время вычисленные центральные глубины  $R'_0$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  довольно хорошо соответствуют наблюдаемым  $R_0$  у звезд соответствующих спектральных подклассов (см. строки 4—6 в табл. 2). Отсюда напрашивается вывод, что вычисленные ширины водородных линий завышены в среднем на 30—40 % по сравнению с наблюдаемыми.

Дополнительным свидетельством того, что вычисленные контуры линий водорода получаются слишком широкими, служат следующие факты.

Вычисленные  $W'_\lambda$  у линий  $H_{10}$ — $H_{14}$  для всех пяти моделей слишком малы по сравнению с наблюдаемыми у звезд соответствующих спектральных классов. Более того, вычисленные  $W'_\lambda$  у  $H_{10}$ — $H_{14}$  малы по сравнению



Фиг. 2. Зависимость  $n_m$  от спектрального класса для звезд классов светимости III—V

с  $W_\lambda$  этих же линий даже у таких звезд, у которых  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  сравнимы с теоретическими. Этот факт означает, что вычисленные крылья водородных линий слишком широки и перекрытие слишком велико, что приводит к излишнему снижению «наблюдаемого» непрерывного спектра.

Вычисленный Э. Андерхилл номер последней наблюдаемой линии балмеровской серии  $n'_m$  слишком мал: перекрытие крыльев линий приводит к преждевременному уменьшению  $W_\lambda$  и исчезновению линий высших номеров. Мы произвели оценки  $n'_m$  для моделей по зависимостям вычисленных  $W'_\lambda$  от  $n$ ,  $R'_0$  от  $n$  и по общему виду теоретического спектра в интервале  $H_{10}$ — $H_{14}$ . Средние результаты определения  $n'_m$  приведены в третьей группе строк табл. 2. Там же приведены наблюдаемые  $n_m$  для звезд соответствующих спектральных классов ( $\lg g \approx 4$ ), взятые из [1], и разница  $n'_m - n_m$ . Разница оказывается довольно значительной и слегка уменьшается при переходе к звездам более ранних спектральных подклассов. Это уменьшение связано с меньшим перекрытием крыльев за счет уменьшения интенсивностей и ширины линий в звездах более ранних спектральных подклассов.

На фиг. 2 показана зависимость номера  $n_m$  от спектрального класса для звезд главной последовательности (классы светимости III—V) по материалам [1]. Светлые кружки — индивидуальные звезды. Штриховыми линиями нанесены верхняя и нижняя границы главной последовательности с указанием соответствующих значений  $\lg g$ . Сплошными линиями с обозначениями V,  $\lg g = 4$  и III нанесены средние зависимости номера  $n_m$  от спектрального класса для звезд класса светимости V, звезд с  $\lg g = 4$  и звезд класса светимости III соответственно. Нижняя кривая, соединяющая темные кружки с цифрами 1—5, показывает изменение  $n'_m$  со спектральным классом для пяти моделей атмосфер.



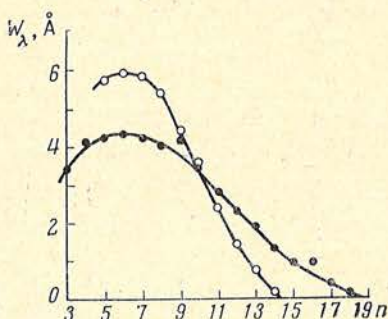
Анализ водородного спектра моделей [3, 4] показывает, таким образом, что ширины и эквивалентные ширины водородных линий завышены в среднем на 33 % по сравнению с получаемыми из наблюдений данными для звезд соответствующих спектральных классов и светимостей.

Добавим, что Ф. Стинон и С. Стром [6], анализируя вычисленные теоретически, в соответствии с современной теорией Колба и Грима, контуры линии  $H_\gamma$ , также пришли к заключению о наличии по крайней мере 20% расхождения между вычисленными и наблюдаемыми  $W_\lambda$  линии  $H_\gamma$  у звезд В и А. По последним вычислениям Д. Михаласа [7] теоретические  $W_\lambda$  и ширины линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  на 10—50% больше наблюдаемых у звезд соответствующих спектральных классов и  $\lg g$ : с увеличением  $W_\lambda$  расхождение растет и достигает максимума (45—50%) у звезд В8 — А2.

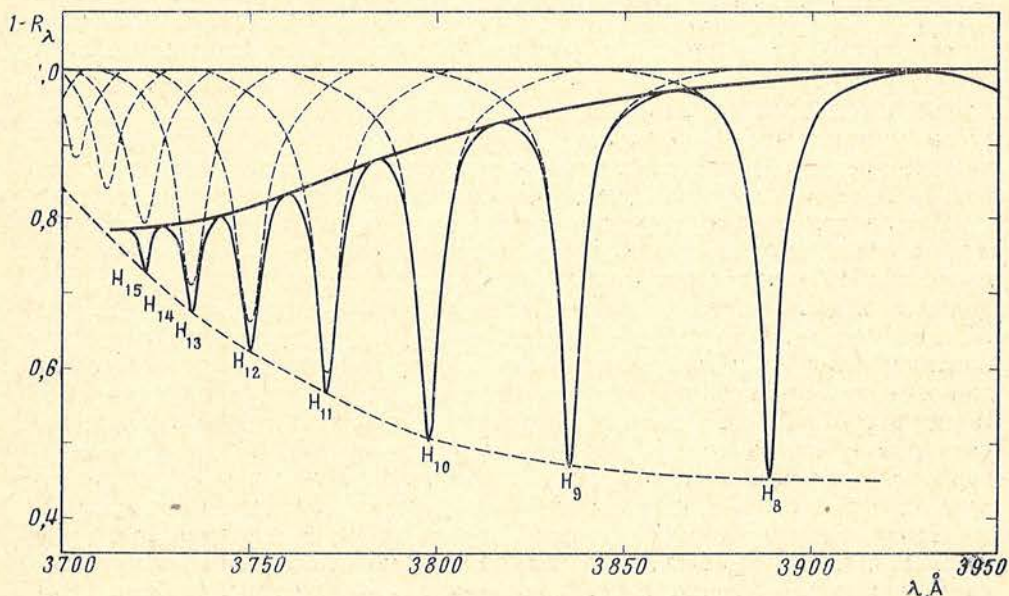
На фиг. 3 показано изменение  $W_\lambda$  водородных линий с номером для модели 4 по Э. Андерхилл В1,5 V,  $\lg g = 4$  (светлые кружки) и для реальной «средней» звезды соответствующего спектрального подкласса (черные кружки).  $W_\lambda$  для линий  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и  $H_{10}$ — $H_{14}$  были вычислены по данным табл. 5 из [4]. Для линий  $H_7$ — $H_9$  форма контуров и положение непрерывного спектра были вычислены путем интерполирования, после чего были подсчитаны  $W_\lambda$ .

На фиг. 3 наглядно видны все обнаруженные отклонения вычисленных свойств водородного спектра моделей от наблюдаемых: завышенные значения  $W_\lambda$  у  $H_\gamma$ — $H_9$ , заниженные — у  $H_{11}$ — $H_{14}$ , заниженные значения  $n_m$ .

В связи с этим восстановление истинных контуров водородных линий (учет перекрытия) было проведено следующим сложным способом, сущность которого поясняется на фиг. 4. Здесь сплошной линией изображено



Фиг. 3. Зависимость  $W_\lambda$  линий бальмеровской серии от номера  $n$



Фиг. 4. Участок  $\lambda\lambda$  3700—3950 для модели 4



«теоретическое» распределение энергии в спектре модели 4, определяемое перекрывающимися водородными линиями, а штриховыми — «восстановленные» контуры водородных линий, проведенные так, как если бы они совершенно не переналагались своими крыльями, фактически «истинные» контуры. Истинные глубины линий при некоторой длине волны  $\lambda_i$ , величины  $R_1, R_2, R_3, \dots$ , определялись по «теоретической» глубине  $R_{\lambda_i}$  с помощью полуэмпирической формулы Миннаэрта

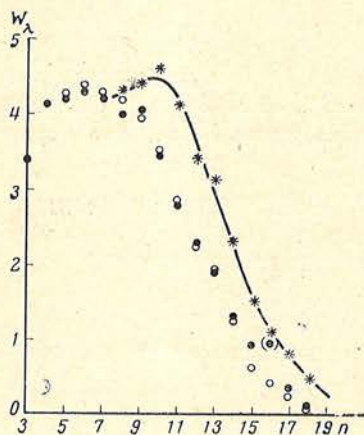
$$\frac{1}{R_{\lambda_i}} = \frac{1}{k_{\lambda_i}} + \frac{1}{R_c}. \quad (7)$$

Здесь  $R_c$ , как обычно, максимальная глубина линий в спектре данной модели (звезды), практически равная  $R_0(\text{H}_\delta)$ ,  $k_{\lambda_i}$  — оптическая толща при  $\lambda_i$ . Из формулы (7) по  $R_{\lambda_i}$  находилась  $k_{\lambda_i}$ , которая затем разверстывалась на  $k_1, k_2, k_3, \dots$ , определяющие, опять-таки по формуле (7), значения

$R_1, R_2, R_3, \dots$ . Это делалось методом последовательных приближений. Критерием достоверности полученных результатов служили общая форма контура спектральных линий, симметричность, полуширина контура на уровне непрерывного спектра и на различных глубинах  $R$  и т. п.

Таким путем был восстановлен «истинный» водородный спектр для всех пяти моделей. Контуров линий  $\text{H}_{15} - \text{H}_{17}$  ( $\text{H}_{18}$ ) строились путем экстраполирования значений  $R_0$  и полуширин  $\Delta\lambda(R_i)$  предшествующих линий. После  $\text{H}_{18}$  экстраполирование становилось ненадежным и поэтому не проводилось.

После восстановления «истинные» ширины линий  $\Delta\lambda(R_i)$  были умножены на некий множитель, меньший единицы и один и тот же для данной линии на любых ее глубинах  $R_i$ . Для линий  $\text{H}_\gamma$  и  $\text{H}_\delta$  этот множитель, естественно, задается табл. 2, он равен  $W_\lambda/W'_\lambda$ . Множитель для каждой



Фиг. 5. Зависимость  $W_\lambda$  балмеровских линий от номера  $n$

Черные кружки — для реальной «средней» звезды B1,5 V. Звездочки и светлые кружки — уточненные «истинный» и «наблюдаемый» спектр модели 4

линии подбирался таким образом, чтобы вновь синтезированный после этого [с применением формулы (7)] «теоретический» водородный спектр каждой модели совпадал как можно лучше с наблюдаемым спектром реальной звезды соответствующего спектрального класса (и светимости).

Результаты этих вычислений приведены в табл. 3. Здесь для каждой модели отведено шесть строк. В первой строке даются  $W_0$  — средние наблюдаемые  $W_\lambda$  для «средних» звезд класса светимости V в данном спектральном подклассе, во второй —  $W_c$  — синтезированные «наблюдаемые»  $W_\lambda$  для модели, в третьей — «истинные»  $W_\lambda$  водородных линий, «суммирование» которых дает «наблюдаемый» спектр модели, в четвертой строке для каждой линии дается логарифм отношения  $W_\lambda$  из третьей строки к  $W_\lambda$  из второй. Степень согласия значений в первой и второй строках характеризует нам точность выполненного воссоздания наблюдаемого водородного спектра соответствующей звезды. Данные первой, второй и третьей строк табл. 3 для модели 4 графически изображены на фиг. 5.

Приводимые в каждой четвертой строке таблицы значения  $\lg r$  и являются, как легко видеть, теми самими поправками, которые необходимо ввести для каждой линии в  $\lg W_\lambda$  из формулы (3) для того, чтобы в итоге исправить получаемые «методом оптически тонкого слоя» значения



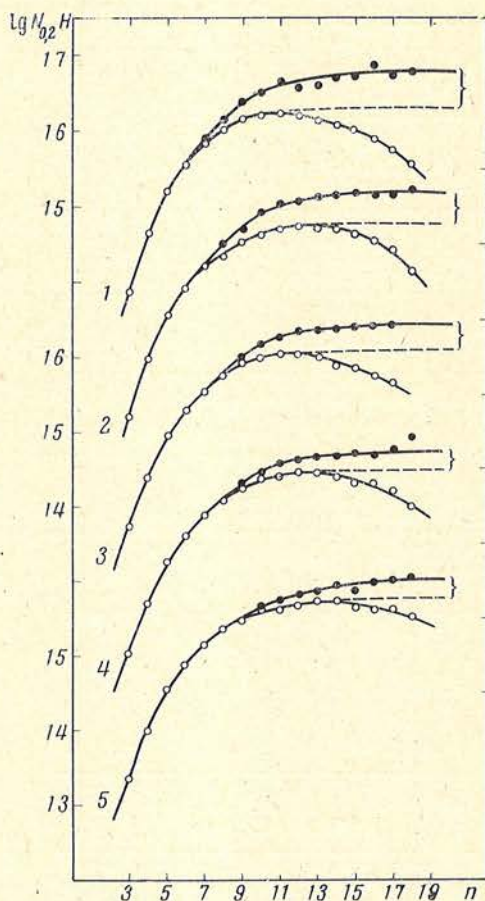
Таблица 3

| Номер и<br>спектраль-<br>ный класс<br>модели | Номер линии     |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |         |         |
|----------------------------------------------|-----------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|---------|---------|
|                                              | 3               | 4     | 5     | 6     | 7     | 8     | 9     | 10    | 11    | 12    | 13    | 14    | 15    | 16    | 17      | 18      |
| 1<br>B8,6<br>$\delta = -0,47$                | $W_0$           | 7,96  | 10,63 | 11,30 | 11,10 | 11,06 | 10,64 | 9,35  | 7,74  | 6,04  | 3,96  | 2,74  | 1,89  | 1,33  | 0,79    | —       |
|                                              | $W_c$           | —     | —     | 10,70 | 11,10 | 11,00 | 10,40 | 9,35  | 7,55  | 5,45  | 4,32  | 3,25  | 2,07  | 1,27  | 0,86    | 0,41    |
|                                              | $W_i$           | —     | —     | 10,70 | 11,10 | 11,95 | 14,20 | 15,80 | 16,10 | 14,70 | 12,23 | 10,37 | 8,63  | 6,63  | 5,17    | 3,90    |
|                                              | $\lg r$         | —     | —     | 0,00  | 0,00  | 0,036 | 0,135 | 0,228 | 0,330 | 0,430 | 0,452 | 0,515 | 0,620 | 0,720 | 0,780   | 0,980   |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,38 | 14,64 | 15,20 | 15,55 | 15,83 | 16,00 | 16,15 | 16,19 | 16,23 | 16,19 | 16,13 | 16,08 | 16,00 | (15,89) | (1,20)  |
| 2<br>B6,3<br>$\delta = -0,41$                | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,88 | 14,64 | 15,20 | 15,55 | 15,87 | 16,14 | 16,38 | 16,52 | 16,66 | 16,64 | 16,65 | 16,70 | 16,72 | (16,67) | (15,55) |
|                                              | $W_0$           | 6,71  | 8,46  | 8,98  | 8,87  | 8,30  | 8,22  | 7,50  | 6,82  | 5,32  | 4,09  | 2,93  | 2,32  | 1,01  | 0,73    | —       |
|                                              | $W_c$           | —     | —     | 8,37  | 9,05  | 9,05  | 7,87  | 7,70  | 6,65  | 5,35  | 4,25  | 3,05  | 2,06  | 1,24  | 0,80    | 0,17    |
|                                              | $W_i$           | —     | —     | 8,37  | 9,05  | 10,00 | 11,20 | 11,95 | 12,20 | 11,22 | 9,07  | 7,45  | 5,47  | 4,31  | 3,33    | 2,18    |
|                                              | $\lg r$         | —     | —     | 0,00  | 0,00  | 0,044 | 0,153 | 0,190 | 0,263 | 0,320 | 0,330 | 0,390 | 0,425 | 0,540 | 0,620   | 1,94    |
| 3<br>B3,2<br>$\delta = -0,33$                | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,70 | 14,49 | 15,07 | 15,42 | 15,69 | 15,86 | 16,02 | 16,13 | 16,20 | 16,23 | 16,20 | 16,20 | 16,12 | 16,04   | (15,93) |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,70 | 14,49 | 15,07 | 15,42 | 15,73 | 16,01 | 16,21 | 16,39 | 16,52 | 16,56 | 16,59 | 16,63 | 16,66 | (16,67) | (16,71) |
|                                              | $W_0$           | 6,00  | 6,26  | 6,54  | 6,61  | 6,54  | 6,32  | 6,19  | 5,42  | 4,32  | 3,34  | 2,38  | 1,51  | 1,01  | 0,47    | —       |
|                                              | $W_c$           | —     | —     | 6,35  | 6,60  | 6,55  | 6,55  | 6,25  | 5,36  | 4,50  | 3,25  | 2,36  | 1,57  | 0,95  | 0,50    | 0,26    |
|                                              | $W_i$           | —     | —     | 6,35  | 6,60  | 6,55  | 6,99  | 7,91  | 7,85  | 7,51  | 6,76  | 5,85  | 4,45  | 3,35  | 2,39    | 1,54    |
| 4<br>B1,5<br>$\delta = -0,27$                | $\lg r$         | —     | —     | 0,00  | 0,00  | 0,00  | 0,030 | 0,103 | 0,165 | 0,223 | 0,320 | 0,375 | 0,435 | 0,550 | 0,680   | 0,770   |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,72 | 14,78 | 14,95 | 15,30 | 15,56 | 15,75 | 15,92 | 16,01 | 16,05 | 16,04 | 15,99 | 15,91 | 15,84 | 15,75   | (15,65) |
|                                              | $W_0$           | 3,40  | 4,15  | 4,21  | 4,29  | 4,21  | 4,01  | 4,08  | 3,46  | 2,79  | 2,30  | 1,89  | 1,32  | 0,96  | 0,43    | 0,37    |
|                                              | $W_c$           | —     | —     | 4,27  | 4,41  | 4,30  | 4,20  | 3,96  | 3,53  | 2,87  | 2,26  | 1,96  | 1,26  | 0,65  | 0,24    | 0,15    |
|                                              | $W_i$           | —     | —     | 4,27  | 4,41  | 4,30  | 4,36  | 4,39  | 4,62  | 4,12  | 3,43  | 3,14  | 2,32  | 1,53  | 1,13    | 0,82    |
| 5<br>O9,3<br>$\delta = -0,23$                | $\lg r$         | —     | —     | 0,00  | 0,00  | 0,00  | 0,010 | 0,045 | 0,117 | 0,156 | 0,180 | 0,205 | 0,265 | 0,370 | 0,420   | (0,93)  |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,53 | 14,20 | 14,75 | 15,10 | 15,37 | 15,57 | 15,74 | 15,84 | 15,91 | 15,95 | 15,95 | 15,89 | 15,84 | 15,79   | 15,70   |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,53 | 14,20 | 14,75 | 15,10 | 15,37 | 15,58 | 15,79 | 15,96 | 16,07 | 16,13 | 16,16 | 16,16 | 16,21 | 16,24   | (16,43) |
|                                              | $W_0$           | —     | 2,60  | 2,71  | 2,54  | 2,51  | 2,29  | 2,20  | 2,06  | 1,75  | 1,41  | 1,07  | 0,83  | 0,59  | (0,63)  | —       |
|                                              | $W_c$           | —     | —     | 2,57  | 2,75  | 2,50  | 2,31  | 2,40  | 2,02  | 1,65  | 1,45  | 0,58  | 0,66  | 0,36  | 0,21    | 0,12    |
| 5<br>O9,3<br>$\delta = -0,23$                | $W_i$           | —     | —     | 2,57  | 2,75  | 2,50  | 2,31  | 2,40  | 2,33  | 2,21  | 2,03  | 1,37  | 1,05  | 0,67  | 0,46    | 0,30    |
|                                              | $\lg r$         | —     | —     | 0,00  | 0,00  | 0,00  | 0,00  | 0,00  | 0,060 | 0,127 | 0,146 | 0,146 | 0,200 | 0,270 | 0,340   | 0,400   |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,35 | 14,00 | 14,56 | 14,87 | 15,14 | 15,34 | 15,47 | 15,61 | 15,61 | 15,68 | 15,72 | 15,72 | 15,65 | 15,63   | 15,62   |
|                                              | $\lg(N_{0,2}H)$ | 13,35 | 14,00 | 14,56 | 14,87 | 15,14 | 15,34 | 15,47 | 15,67 | 15,74 | 15,83 | 15,87 | 15,92 | 15,92 | 15,97   | (16,06) |
|                                              |                 |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |       |         |         |



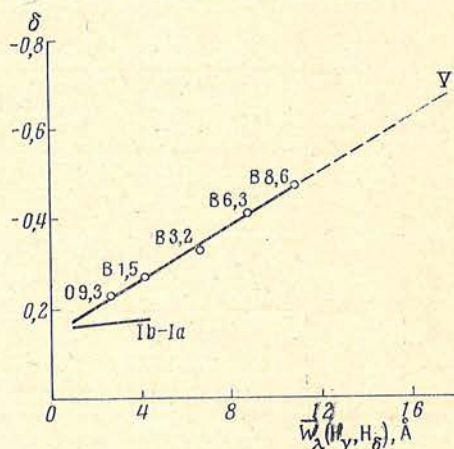
$\lg(N_{0,2}H)_m$  за эффект перекрытия водородных линий и найти собственное значение  $\lg(N_{0,2}H)_0$ , а не нижний его предел.

Для каждой из пяти моделей было подобрано по 5—6 звезд близкого спектрального класса, у которых  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  примерно равны  $W_\lambda$  этих же линий в первой или второй строках в табл. 3. Для каждой звезды



Фиг. 6. К нахождению поправки  $\Delta \lg(N_{0,2}H) = -\delta$

были вычислены  $\lg(N_{0,2}H)'$  по линиям балмеровской серии по формуле (3), а затем усреднены. Эти средние значения  $\lg(N_{0,2}H)'$  приведены в каждой пятой строке табл. 3. После придания им соответствующей поправки  $\lg r$  из четвертых строк мы получаем для каждой линии значения  $\lg(N_{0,2}H)$ , исправленные за перекрытие крыльев водородных линий. Это позволяет нам найти предельное значение  $\lg(N_{0,2}H)_0$ , соответствующее истинному числу атомов водорода, находящихся на втором уровне, над фотосферой звезды.



Фиг. 7. Зависимость поправки  $\delta$  от  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  для звезд класса светимости V (табл. 4) и сверхгигантов Ib — Ia (§ 3)

Сопоставление значений  $\lg(N_{0,2}H)$  из пятых и шестых строк табл. 3 позволяет нам найти ту поправку  $-\delta$ , которую надо придать  $\lg(N_{0,2}H)_m$  для того, чтобы получить истинное значение  $\lg(N_{0,2}H)_0$ . Это сопоставление для пяти моделей показано на фиг. 6, где светлыми кружками нанесены значения  $\lg(N_{0,2}H)'$  из пятых строк табл. 3, штриховой линией отмечено значение  $\lg(N_{0,2}H)_m$ , темными кружками — исправленные значения  $\lg(N_{0,2}H)$  из шестых строк табл. 3, сплошная линия дает в пределе значение  $\lg(N_{0,2}H)_0$ . Поправка  $-\delta$ , определяемая как разность максимальных ординат сплошной и штриховой линий на фиг. 6 и изображенная фигурными скобками, оказывается довольно значительной и изменяется от 0,47 для модели 1 до 0,23 для модели 5. Эта поправка, взятая с обратным знаком, и будет, как легко видеть, той поправкой  $\delta$ , на которую надо исправить значения  $\lg n_e$ , получаемые из формулы (2), чтобы учесть перекрытие крыльев водородных линий.



Зависимость  $\delta$  от средней наблюдаемой эквивалентной ширины водородных линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  изображена на фиг. 7. По оси абсцисс отложено  $\bar{W}_\lambda$  для линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , кружками нанесены значения  $\delta$  для каждой из пяти моделей, обозначенных соответствующими им спектральными классами. Прямая, аппроксимирующая зависимость  $\delta$  от  $\bar{W}_\lambda$ , продолжена в область больших  $\bar{W}_\lambda$  штрихами. Видно, что величина поправки меняется в довольно широких пределах и для звезд с наиболее сильными и широкими водородными линиями становится особенно значительной. Так, для звезд A0 V — A7 V, в спектрах которых  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  могут достигать в среднем значений 15—16 Å, поправка  $\delta$  оказывается порядка —0,60. Следовательно, для звезд A главной последовательности значения  $\lg(N_{0,2} H)_m$ , определяемые обычно «методом оптически тонкого слоя», оказываются, если не учитывать поправку —  $\delta$ , заниженными примерно в четыре раза, а значения  $n_e$  — соответственно завышенными.

Ошибки, с которыми мы определили величины  $\delta$ , получаются, по нашим оценкам, достаточно малыми, порядка 0,03—0,05. Ошибки, с которыми обычно определяются значения  $\lg(N_{0,2} H)_m$  для отдельных звезд по измеренным  $W_\lambda$ , составляют, как правило, 0,03—0,05 [4].

Полученные поправки —  $\delta$  позволяют для звезд ранних спектральных классов перейти от величин  $\lg(N_{0,2} H)_m$ , найденных обычно применяющейся методикой, к искомым величинам  $\lg(N_{0,2} H)_0$  простым приданием поправок —  $\delta$ , значения которых определяются по наблюдаемым  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в спектре данной звезды.

Подстановка величин  $\lg(N_{0,2} H)_0 = \lg(N_{0,2} H)_m - \delta$  в формулу (2) определяет нам значение  $\lg n_e$ , исправленное за перекрытие крыльев у высших членов бальмеровской серии.

Зависимость поправки  $\delta$  от  $\bar{W}_\lambda$  наблюдаемых линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  для звезд главной последовательности дана в табл. 4.

Таблица 4

| Sp     | $\bar{W}_\lambda (H_\gamma, H_\delta)$ | $\delta$ | Sp     | $\bar{W}_\lambda (H_\gamma, H_\delta)$ | $\delta$ |
|--------|----------------------------------------|----------|--------|----------------------------------------|----------|
| O6 V   | 1,6                                    | —0,49    | B8,6 V | 10,90                                  | —0,47    |
| O8 V   | 2,0                                    | —0,21    | A0 V   | 13,7                                   | —0,55    |
| O9,3 V | 2,66                                   | —0,23    | A2 V   | 15,5                                   | —0,61    |
| B1,5 V | 4,34                                   | —0,27    | A3,5 V | 15,0                                   | —0,59    |
| B3,2 V | 6,48                                   | —0,33    | A7 V   | 12,45                                  | —0,51    |
| B6,3 V | 8,70                                   | —0,41    | F0 V   | 9,4                                    | —0,42    |
|        |                                        |          | F2 V   | 7,4                                    | —0,35    |

Для звезд O6 — O8 и A0 — F2 значения  $\delta$  получены экстраполированием зависимости  $\delta$  от  $\bar{W}_\lambda$  на области соответствующих  $W_\lambda$ .

Такое экстраполирование достаточно обосновано, так как о б щ а я ф о р м а контуров водородных линий у ранних звезд главной последовательности практически не меняется при переходе от одного спектрального класса к другому.

## § 2. УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА РАСШИРЕНИЕ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Учет роли электронов в расширении линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  проводился на основе следующих соображений.

Формула (2) выведена А. Унзольдом [2] в предположении, что водородные линии в спектрах звезд ранних спектральных классов расширены



только за счет возмущающего действия ионов. Предполагалось, таким образом, что коэффициент поглощения в крыльях водородных линий, рассчитанный на один атом, имеет вид

$$\kappa(\Delta\lambda) = c_n E_0^{3/2} (\Delta\lambda)^{-5/2} = 321 c_n n_i k (\Delta\lambda)^{-5/2} \approx C/(\Delta\lambda)^{5/2}, \quad (8)$$

где  $c_n$  — штарковская константа, зависящая от номера линии, а  $E_0$  — «среднее» электростатическое поле, определяемое концентрацией заряженных возмущающих частиц в  $1 \text{ см}^3$ , причем

$$E_0 = 2,64 \varepsilon n^{2/3}. \quad (9)$$

Оптическая толща атмосферы  $k(\Delta\lambda) = \kappa(\Delta\lambda) N_{0,2} H$ . В таком случае эквивалентные ширины водородных линий определяются с использованием формулы Миннаерта (7) интегралом вида

$$W_\lambda = \int_0^\infty R_\lambda d\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d(\Delta\lambda)}{\frac{1}{k(\Delta\lambda)} + \frac{1}{R_c}}. \quad (10)$$

Интегрирование (10) с учетом выражения (8) для  $\kappa(\Delta\lambda)$  и дает нам соотношение (2) (см. [2], стр. 420 и 478). Действительно, заменяя  $k(\Delta\lambda)$  на  $C/(\Delta\lambda)^p$ , имеем

$$W_\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d(\Delta\lambda)}{\frac{(\Delta\lambda)^p}{C} + \frac{1}{R_c}}. \quad (11)$$

Делая подстановку  $x^p = \frac{R_c}{C} (\Delta\lambda)^p$ , получим

$$W_\lambda = R_c^{1-\frac{1}{p}} C^{\frac{1}{p}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{x^p + 1} = R_c^{1-\frac{1}{p}} C^{\frac{1}{p}} \frac{2\pi}{p \sin \frac{\pi}{p}}. \quad (12)$$

Для случая  $p = 5/2$  (расширение крыльев водородных линий ионами) численное значение последнего интеграла  $2\pi/p \sin \frac{\pi}{p} = 2,64$ . Тогда

$$W_\lambda = 2,64 R_c^{2/5} (321 c_n n_i k N_{0,2} H)^{2/5}. \quad (13)$$

Подставляя сюда численное значение для постоянной Больцмана  $k$  и упрощая выражение (13), получаем формулу (2) в ее обычно употребляемом виде. Константа  $K = (2,64)^{2/5} c_n 321 k (0,45)^{3/2}$ . Для  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  значение  $-\lg K$  равно 28,86, 29,10 и 29,18 соответственно (если  $W_\lambda$  выражено в ангстремах). Под  $n_e$  в формуле (2) подразумевается плотность ионов, причем с довольно большой степенью точности  $n_i \approx n_e$ .

В статистической теории расширения контуров водородных линий, развитой Гольцмарком, влияние электронов никак не учитывается. Здесь предполагается также, что возмущающие ионы неподвижны и распределены случайным образом. По этим и ряду других причин теория Гольцмарка давала только качественное согласие с наблюдаемыми контурами.

В 1952 г. Дж. Оджерс показал [8], что влиянием электронов на расширение водородных линий пренебрегать нельзя и что расхождение наблюдаемых в спектрах звезд и теоретических контуров линий обусловлено приближенностью теории Гольцмарка.

Как выяснилось к настоящему времени, картина расширения водородных линий действительно оказывается существенно более сложной. Наличие межатомных электрических полей приводит к расщеплению каждой линии на несколько штарковских компонент, каждая из которых размывается вследствие влияния ионов. Возмущающее влияние электронов



приводит к еще большему расширению линий. Однако расширение линий за счет ионов описывается статистическим распределением Гольцмарка, в то время как воздействие электронов описывается теорией дискретных столкновений.

Вследствие такого различия механизмов этих двух типов расширения линий влияние электронов нельзя учесть простым умножением коэффициента поглощения, обусловленного ионами, на некоторый постоянный множитель, что значительно усложняет дело.

Дальнейшая разработка теории показала, что расширение линий за счет электронов сравнимо с ионным практически при всех плотностях и температурах, встречающихся в атмосферах звезд, поэтому при теоретических расчетах контуров водородных линий нужно принимать это во внимание.

Коэффициент поглощения в крыльях водородных линий, обусловленный совместным действием ионов и электронов, может быть записан в виде

$$\kappa(\Delta\lambda) = \frac{c_n E_0^{3/2}}{(\Delta\lambda)^{3/2}} [1 + \mathfrak{K}(n_e, T)(\Delta\lambda)^{1/2}]. \quad (14)$$

Это асимптотическое представление коэффициента поглощения, найденное в [9], отличается от выражения для ионного расширения наличием второго члена в квадратных скобках, представляющего собой поправку к теории Гольцмарка, учитывающую вклад электронов. Легко видеть, что при больших  $\Delta\lambda$  (на больших расстояниях от центра линии) влияние электронов становится преобладающим, поскольку параметр  $\mathfrak{K}$  сравним с единицей. Теория [9] применима для крыльев линий с  $\Delta\lambda > 1 \text{ \AA}$ .

Авторы [9] вычислили подробные таблицы для параметра  $\mathfrak{K}$  в широком диапазоне  $T$  и  $n_e$ , представляющем астрофизический интерес. Однако для наших дальнейших расчетов целесообразнее использовать данную ими же интерполяционную формулу, выражающую  $\mathfrak{K}$  через  $P_e$  и  $T$  в виде

$$\mathfrak{K}(P_e, T) = \left(\frac{5040^\circ}{T}\right)^{1/2} (A \lg T + B \lg P_e + C). \quad (15)$$

Константы  $A$ ,  $B$  и  $C$  вычислялись Г. Гримом [10] и позднее Г.-Г. Гротом [11]. Константы выражаются через атомные параметры (главные квантовые числа нижнего и верхнего уровней для каждой линии  $n_i$  и  $n_k$  и заряд ядра  $Z$ ). Результаты вычислений констант  $A$ ,  $B$  и  $C$  в [10] и [11] различаются между собой. Однако, к счастью, эти различия и характер изменения  $\lg P_e$  и  $T$  с глубиной в пределах атмосферы звезды таковы, что на величине трехчлена в правой части соотношения (15) это практически не сказывается. Мы воспользовались значениями  $A$ ,  $B$  и  $C$ , вычисленными Г.-Г. Гротом [11]. Эти значения для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  даются в табл. 5.

Таблица 5

|            | $A$   | $B$    | $C$    |
|------------|-------|--------|--------|
| $H_\gamma$ | 0,713 | —0,236 | —1,364 |
| $H_\delta$ | 0,907 | —0,299 | —1,841 |

Процедура исправления  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  за влияние электронов была расчленена на следующие этапы.

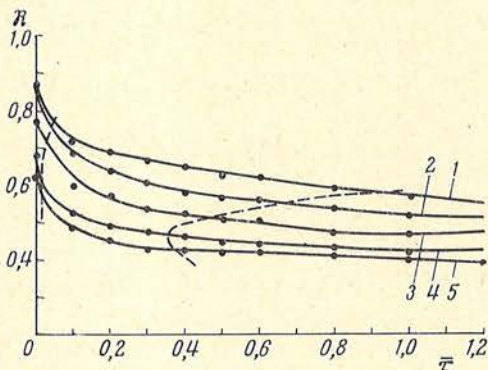
1. Для пяти моделей звездных атмосфер [3] были вычислены для линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  значения  $\mathfrak{K}(P_e, T)$  на различных оптических глубинах  $\tau$ . Анализ изменений оптической глубины  $\tau$ , образования различных частей



линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  [12] показывает, что  $\bar{\tau}_*$  изменяется практически от нуля при  $\Delta\lambda \approx 0$  до глубин, на которых образуется непрерывный спектр, в далеких крыльях линий. Уже при  $\Delta\lambda \approx 2 \text{ \AA}$  глубины образования этих частей линий  $\bar{\tau}_*$  достигают значений порядка 0,05–0,10.

Для изучаемого нами диапазона  $T$  и  $P_e$  (моделей атмосфер звезд O9 — B9) значения  $\mathfrak{R}(P_e, T) \leq 1$ . Поэтому в ядрах линий (при  $\Delta\lambda < 2 \text{ \AA}$ ) роль электронов в увеличении  $W_\lambda$  линий становится несущественной. Оптическая глубина  $\bar{\tau}_{*c}$  формирования непрерывного спектра в фотографической области ( $\bar{\lambda} = 4230 \text{ \AA} \approx \frac{\lambda(H_\gamma) + \lambda(H_\delta)}{2}$ ) меняется от 0,35–0,38 для моделей 4 и 5 до  $\sim 0,9$  для модели 1 (см. табл. 15 из [3]).

Изменения  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  для пяти моделей показаны на фиг. 8. Штриховые линии определяют верхнюю и нижнюю границы тех слоев атмосфер, в которых формируются участки линий от  $\Delta\lambda \leq 2 \text{ \AA}$  (левая кривая, малые  $\bar{\tau}$ ) до самых далеких крыльев (правая кривая,  $\bar{\tau} \approx \bar{\tau}_{*c}$ ). В этих пределах  $\bar{\tau}$  значения параметра  $\mathfrak{R}$  изменяются всего на 20–30%.



Фиг. 8. Зависимость  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  от  $\bar{\tau}$  для пяти моделей атмосфер

Поскольку различные части линий (при различных  $\Delta\lambda$ ) образуются на разных глубинах в атмосфере, то для каждого  $\Delta\lambda$  в формуле (14) нам следует, естественно, брать свое значение  $\mathfrak{R}(P_e, T)$ . Выбор  $\bar{\tau}_*$  и, следовательно,  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  для каждого  $\Delta\lambda$  определяется по сгла-

женной зависимости  $\bar{\tau}_*$  от  $\Delta\lambda$ , которая была проведена через три точки ( $\Delta\lambda \approx 0$ ,  $\bar{\tau}_* \approx 0$ ;  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\text{эфф}}$ ,  $\bar{\tau}_* = \bar{\tau}_{* \text{эфф}}$  и  $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\text{макс}}$ ,  $\bar{\tau}_* = \bar{\tau}_{*c}$ ). Здесь  $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$  соответствует тем участкам линии, которые дают наибольший вклад в  $W_\lambda$ , и определяется, таким образом, из соотношения

$$\Delta\lambda_{\text{эфф}} = \frac{\int R_\lambda \Delta\lambda d\lambda}{\int R_\lambda d\lambda} = \frac{\int R_\lambda \Delta\lambda d\lambda}{W_\lambda}.$$

Эти части контура линии возникают примерно на глубинах  $\bar{\tau}_{* \text{эфф}}$ , которые для линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  вычислены в [4]. Величина  $\Delta\lambda_{\text{макс}}$  соответствует самым далеким от ядра участкам контура данной линии, где крыло линии переходит в непрерывный спектр и где, естественно,  $\bar{\tau}_*(\Delta\lambda_{\text{макс}}) \approx \bar{\tau}_{*c}$ .

Было построено 10 зависимостей  $\bar{\tau}_*$  от  $\Delta\lambda$  (отдельно для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  для пяти моделей атмосфер). Эти зависимости дают возможность найти параметр  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  и оценить вклад электронов в коэффициент поглощения  $\kappa(\Delta\lambda)$  для каждого  $\Delta\lambda$ .

2. Ширины контуров  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , вычисленные Э. Андерхилл для пяти моделей ([4], табл. 5), были разделены на числа, данные в третьей строке табл. 2, для того чтобы при неизменном  $R_0$  добиться согласия вычисленных  $W_\lambda$  этих линий с наблюдаемыми в спектрах звезд соответствующих спектральных классов и светимостей.

3. Затем мы снова обратились к полуэмпирической формуле Миннаэр-та (7), в первом приближении описывающей достаточно хорошо контур линии. Для  $\Delta\lambda = 25, 16, 9, 6, 4$  и  $2 \text{ \AA}$  по  $R_{\Delta\lambda}$  и формуле (7) находилось



значение  $k(\Delta\lambda)$ , которое может быть представлено в виде

$$k(\Delta\lambda) = \frac{CN_{0,2}H}{(\Delta\lambda)^{5/2}} (1 + \Re \sqrt{\Delta\lambda}).$$

Второе слагаемое в скобках легко вычисляется, так как нам известно  $\Re$  как функция  $\tau$  и, следовательно, как функция  $\Delta\lambda$ . Отношение  $e = \Re \sqrt{\Delta\lambda} / (1 + \Re \sqrt{\Delta\lambda})$  определяет нам относительный вклад электронов в  $k(\Delta\lambda)$ , а  $i = 1 / (1 + \Re \sqrt{\Delta\lambda})$  — соответствующий вклад ионов. Таким образом,  $ik(\Delta\lambda) = k(\Delta\lambda)_i$  определяет нам «ионную» оптическую толщину в крыле линии при данном  $\Delta\lambda$ , а значение  $R_i$ , найденное по формуле (7) в результате подстановки в нее  $k(\Delta\lambda)_i$ , является, собственно,  $R_i(\Delta\lambda)$  — глубиной линии в точке  $\Delta\lambda$  в случае, если коэффициент поглощения в линии обусловлен только возмущающим действием ионов. Таким образом, формула (7), записанная в виде  $\frac{1}{R_i} = \frac{1}{k(\Delta\lambda)_i} + \frac{1}{R_c}$ , дает нам возможность полностью построить контур водородной линии, определяемый только расширением за счет ионов. Коэффициент поглощения внутри такого контура описывается, естественно, формулой (8), и к такой линии в полной мере применимо полученное из (8) соотношение (2), связывающее  $W_{\lambda i}$ ,  $n_i$  и  $N_{0,2}H$ .

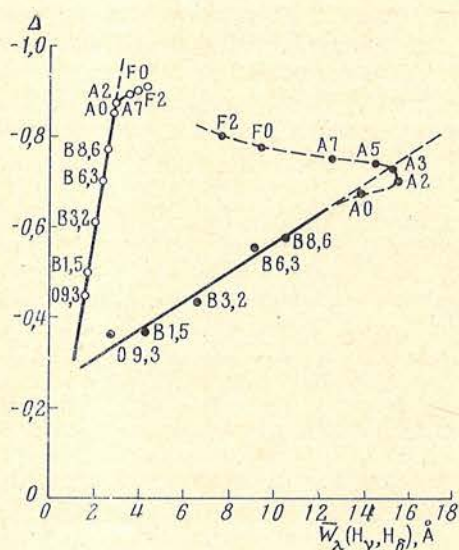
4. Для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в спектрах пяти моделей были вычислены  $W_{\lambda i}$ , затем с помощью формулы (2) была вычислена поправка  $\Delta = \Delta \lg n_e = \frac{5}{2} \lg \left( \frac{W_{\lambda i}}{W_\lambda} \right)$ . Эта поправка освобождает получаемое по формуле (2) из наблюдаемых  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  значение  $\lg n_e$  от влияния электронов. Истинное значение  $\lg n_e$  равно, таким образом,  $\lg n'_e$  из формулы (2) плюс  $\Delta$ .

Таблица 6

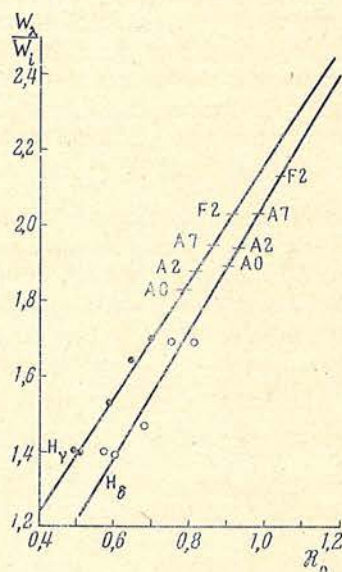
| Номер модели и Sp | Линия      | $\eta_0$ | $W_\lambda, \text{\AA}$ | $W_i, \text{\AA}$ | $W_\lambda/W_i$ | $-\frac{5}{2} \lg W_\lambda/W_i$ | $\Delta$ |
|-------------------|------------|----------|-------------------------|-------------------|-----------------|----------------------------------|----------|
| 5                 | $H_\gamma$ | 0,49     | 2,57                    | 1,85              | 1,40            | -0,36                            |          |
| 09,3              | $H_\delta$ | 0,57     | 2,75                    | 1,98              | 1,40            | -0,36                            | -0,36    |
| 4                 | $H_\gamma$ | 0,51     | 4,27                    | 3,03              | 1,40            | -0,37                            |          |
| B1,5              | $H_\delta$ | 0,60     | 4,41                    | 3,13              | 1,39            | -0,37                            | -0,37    |
| 3                 | $H_\gamma$ | 0,59     | 6,35                    | 4,20              | 1,53            | -0,45                            |          |
| B3,2              | $H_\delta$ | 0,68     | 6,60                    | 4,50              | 1,47            | -0,42                            | -0,44    |
| 2                 | $H_\gamma$ | 0,65     | 8,37                    | 5,10              | 1,64            | -0,54                            |          |
| B6,3              | $H_\delta$ | 0,75     | 9,05                    | 5,34              | 1,69            | -0,57                            | -0,56    |
| 1                 | $H_\gamma$ | 0,70     | 10,70                   | 6,30              | 1,70            | -0,58                            |          |
| B8,6              | $H_\delta$ | 0,81     | 11,10                   | 6,55              | 1,69            | -0,57                            | -0,58    |
| A0                | $H_\gamma$ | 0,78     | 13,7                    | 7,35              | 1,83            | -0,66                            | -0,67    |
|                   | $H_\delta$ | 0,90     |                         |                   | 1,89            | -0,69                            |          |
| A2                | $H_\gamma$ | 0,81     | 15,5                    | 8,10              | 1,88            | -0,68                            | -0,70    |
|                   | $H_\delta$ | 0,93     |                         |                   | 1,94            | -0,72                            |          |
| A5                | $H_\gamma$ | 0,84     | 14,4                    | 7,40              | 1,92            | -0,71                            | -0,73    |
|                   | $H_\delta$ | 0,96     |                         |                   | 1,99            | -0,75                            |          |
| A7                | $H_\gamma$ | 0,86     | 12,45                   | 6,25              | 1,95            | -0,73                            | -0,75    |
|                   | $H_\delta$ | 0,98     |                         |                   | 2,03            | -0,77                            |          |
| F2                | $H_\gamma$ | 0,91     | 7,4                     | 3,55              | 2,03            | -0,77                            | -0,80    |
|                   | $H_\delta$ | 1,04     |                         |                   | 2,13            | -0,82                            |          |



В верхней части табл. 6 даются основные результаты вычислений поправок  $\Delta$  для линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . Здесь  $\mathfrak{R}_0$  — эффективное значение параметра  $\mathfrak{R}$  для данной линии,  $W_\lambda$  — общая (наблюдаемая) эквивалентная ширина линии,  $W_i$  — эквивалентная ширина линии, исправленная за влияние электронов. Поправка  $\Delta = -\frac{5}{2} \lg \frac{W_\lambda}{W_i}$ . Данные табл. 6 подтверждают выводы о значительной роли электронов в расширении контуров и увеличении эквивалентных ширин линий водорода. Вклад электронов



Фиг. 9. Зависимость поправки  $\Delta$  от  $\bar{W}_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и спектрального класса для звезд главной последовательности (темные кружки) по табл. 6 и сверхгигантов (светлые кружки) по табл. 7



Фиг. 10. Соотношение между  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  и  $W_\lambda/W_i$  для пяти моделей (темные и светлые кружки) и для звезд A0 — F2 главной последовательности

увеличивает  $W$  в 1,4—1,7 раза для звезд главной последовательности при изменении спектрального класса от O9 до B8, а соответствующая поправка к  $\lg n_e$ , находимому по формуле (2), составляет от  $-0,36$  до  $-0,58$ .

Зависимость величины  $\Delta$  от  $\bar{W}_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  для звезд главной последовательности представлена на фиг. 9. Прямая линия, представляющая среднюю зависимость  $\Delta$  от  $\bar{W}_\lambda$  для звезд O9,3—B8,6, проэкстраполирована до наибольших наблюдаемых  $W_\lambda$  в спектрах звезд главной последовательности ( $\bar{W}_\lambda \approx 15 \div 16 \text{ Å}$  у звезд A0 — A7), чтобы продемонстрировать, что в этом случае поправка  $\Delta$  может достигнуть значений порядка  $-0,75$ .

Однако нам удалось определить  $W_\lambda/W_i$  и найти  $\Delta$  для звезд A0 — F2 более точным способом. По пяти моделям были построены зависимости  $W_\lambda/W_i$  от  $\mathfrak{R}_0$  (средней для данной атмосферы) по табл. 6 отдельно для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  (фиг. 10). Эти зависимости могут быть аппроксимированы прямыми линиями. Затем для спектральных классов A0, A2, A3, A5, A7, F0 и F2 были найдены по  $T$  и  $\lg P_e$  значения  $\mathfrak{R}_0$  из [9]. По этим значениям  $\mathfrak{R}_0$  мы определяем из фиг. 10 величины  $W_\lambda/W_i$ , а по ним и поправку  $\Delta$ . Эти поправки нанесены на фиг. 9 также черными кружками и соединены прерывистой линией. Необходимые сведения об этом даны в нижней части табл. 6.

Таким образом, установление зависимости поправки  $\Delta$  от  $W_\lambda$  дало нам простой метод определения этой поправки для звезд главной последова-



тельности по двум легко получаемым из наблюдений характеристикам: спектральному классу звезды и  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

Мы сделали попытку оценить примерные ошибки определения величины  $\Delta$  изложенным выше способом. Различные оценки дали значение средней ошибки в  $\Delta$  порядка  $\pm 0,03$  для звезд в интервале O9,3—B8,6 (пять моделей) и порядка 0,05—0,07 для звезд A0—F2.

### § 3. ОЦЕНКА ПОПРАВОК $\delta$ И $\Delta$ ДЛЯ РАННИХ СВЕРХГИГАНТОВ

Анализ методов определения поправок  $\delta$  и  $\Delta$ , описанных в § 1 и 2, позволил нам прийти к заключению о возможности определения приближенных значений этих поправок для ранних сверхгигантов.

Поправки  $\delta$  были определены исходя из следующих соображений (для единообразия мы определяли их сначала в интервале O9—A0, для спектральных классов, соответствующих моделям 1—5).

Из фиг. 7 следует, что абсолютное значение поправки  $\delta$  уменьшается с уменьшением  $W_\lambda$  водородных линий. Следовательно, для звезд полосы сверхгигантов Ib—Ia с их малыми  $W_\lambda$  водородных линий ( $0,8 \text{ \AA} < W_\lambda < 4,5 \text{ \AA}$  в интервале O5—A5) можно ожидать поправок  $\delta$  порядка  $-0,20 \div -0,25$ . Определяя  $\bar{W}_\lambda(H_\gamma, H_\delta)$  для сверхгигантов Ib—Ia спектральных классов O9,3, B1,5, B3,2, B6,3 и B8,6, мы по средней зависимости  $\delta$  от  $W_\lambda$  на фиг. 7 легко можем найти поправки  $\delta'$ . Здесь мы воспользовались материалами, на основе которых выполнена работа [1] —  $W_\lambda$  для 80 сверхгигантов O5—F2;  $\bar{W}_\lambda$  и  $\delta'$  даны во втором и третьем столбце табл. 7.

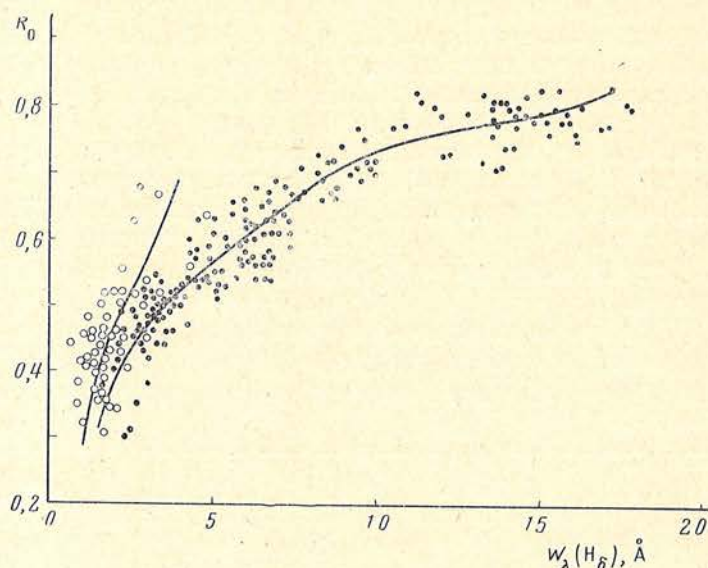
Таблица 7

| Спектральный класс | $\bar{W}_\lambda(H_\gamma, H_\delta), \text{ \AA}$ | $\delta'$ $\delta$ |       | $R_I/R_V$  |            | $R_I$      |            | $W_\lambda/W_i$ |            | $\Delta$   |            | $\bar{\Delta}$ |
|--------------------|----------------------------------------------------|--------------------|-------|------------|------------|------------|------------|-----------------|------------|------------|------------|----------------|
|                    |                                                    |                    |       | $H_\gamma$ | $H_\delta$ | $H_\gamma$ | $H_\delta$ | $H_\gamma$      | $H_\delta$ | $H_\gamma$ | $H_\delta$ |                |
| O9,3               | 1,5                                                | -0,18              | -0,16 | 1,21       | 1,17       | 0,59       | 0,67       | 1,49            | 1,52       | -0,44      | -0,46      | -0,45          |
| B1,5               | 1,7                                                | -0,19              | -0,17 | 1,21       | 1,18       | 0,62       | 0,71       | 1,58            | 1,58       | -0,50      | -0,50      | -0,50          |
| B3,2               | 2,0                                                | -0,20              | -0,16 | 1,22       | 1,22       | 0,72       | 0,83       | 1,74            | 1,77       | -0,60      | -0,62      | -0,61          |
| B6,3               | 2,4                                                | -0,21              | -0,17 | 1,23       | 1,24       | 0,80       | 0,93       | 1,86            | 1,94       | -0,68      | -0,72      | -0,70          |
| B8,6               | 2,6                                                | -0,22              | -0,16 | 1,24       | 1,27       | 0,87       | 1,03       | 1,96            | 2,11       | -0,73      | -0,81      | -0,77          |
| A0                 | 2,75                                               | -0,23              | -0,17 | 1,25       | 1,23       | 0,98       | 1,11       | 2,14            | 2,25       | -0,83      | -0,88      | -0,85          |
| A2                 | 2,9                                                | -0,23              | -0,17 | 1,26       | 1,20       | 1,02       | 1,12       | 2,20            | 2,27       | -0,85      | -0,89      | -0,87          |
| A7                 | 3,5                                                | -0,25              | -0,16 | 1,22       | 1,17       | 1,05       | 1,15       | 2,24            | 2,32       | -0,88      | -0,90      | -0,89          |
| F0                 | 3,9                                                | -0,26              | -0,17 | 1,20       | 1,15       | 1,06       | 1,16       | 2,26            | 2,33       | -0,88      | -0,92      | -0,90          |
| F2                 | 4,3                                                | -0,27              | -0,17 | 1,18       | 1,12       | 1,07       | 1,17       | 2,28            | 2,34       | -0,89      | -0,93      | -0,91          |

Однако форма контуров водородных линий у сверхгигантов и звезд главной последовательности несколько различна. Контуров линий в спектрах сверхгигантов уже и имеют большие центральные глубины  $R_0$  при том же полном поглощении  $W_\lambda$ , чем у линий звезд главной последовательности. Это обстоятельство демонстрируется фиг. 11, построенной по звездам, изученным в [1]: зависимость  $R_0$  от  $W_\lambda(H_\delta)$  для звезд главной последовательности в интервале O5—F2 определенно отличается от аналогичной зависимости для сверхгигантов в том же интервале спектральных классов. Учет этого обстоятельства несколько изменяет полученные значения  $\delta'$ . Окончательные значения  $\delta$  для сверхгигантов приведены в четвертом столбце табл. 7. Ошибки в оценках  $\delta$  в этом случае могут быть, однако, сравнительно большими и достигать значений 0,05—0,07. Для сверхгигантов A0—F2 поправки  $\delta$  находились аналогичным способом. Средняя зависимость  $\delta$  от  $W_\lambda$  для сверхгигантов приведена на фиг. 7.



Оценки поправок  $\Delta$  для сверхгигантов основаны на том обстоятельстве, что относительный вклад электронов в расширение линий возрастает с уменьшением плотности [8]. Мы произвели оценки параметра  $\mathfrak{R}(\bar{P}_e, \bar{T})$  для полосы сверхгигантов Ib — Ia, исходя из уже известных параметров  $\mathfrak{R}(\bar{P}_e, \bar{T})$  для звезд класса светимости V. Искомая разница в  $\lg n_e$  (или  $\lg P_e$ ) для звезд V и Ib — Ia соответствующих спектральных классов взята по [1]. Из соотношения (15) следует, что  $\mathfrak{R}(P_e, T)$  — линейная функция  $\lg P_e$  или  $\lg n_e$ . Разность  $\lg n_e(V) - \lg n_e(\text{Ib} - \text{Ia})$  изменяется от +1,10 для звезд A — F2 до +0,70 для звезд O9 — B0.



Фиг. 11. Зависимость  $R_0$  от  $W_\lambda$  для линий  $H_\delta$

Точки — звезды главной последовательности (классы светимости III — V), светлые кружки — сверхгиганты Ib — Ia.

Отношения  $\mathfrak{R}_I/\mathfrak{R}_V$  для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  даются в пятом столбце табл. 7, откуда следует, что действительно относительный вклад электронов в расширение водородных линий, образующихся в менее плотных атмосферах сверхгигантов, на 17—27% больше, чем для атмосфер звезд главной последовательности.

После умножения  $\mathfrak{R}$  для звезд класса светимости V (табл. 6, столбец 3) на соответствующие множители из пятого столбца табл. 7 были определены  $\mathfrak{R}(H_\gamma)$  и  $\mathfrak{R}(H_\delta)$  для сверхгигантов, а затем по фиг. 10 и значения  $W_\lambda/W_i$  (столбцы 6 и 7 табл. 7). Соответствующие этим  $W_\lambda/W_i$  поправки  $\Delta$  даны в табл. 7 в восьмом столбце, а среднее значение  $\bar{\Delta}$  — в девятом.

Сопоставление  $\bar{\Delta}$  для сверхгигантов (табл. 7) и звезд главной последовательности (табл. 6) показывает, что у сверхгигантов эта поправка больше (по абсолютному значению) на 0,10—0,20, чем у звезд главной последовательности подобного спектрального класса.

Мы оцениваем ошибки определения  $\Delta$  для сверхгигантов 0,05—0,07.

В итоге поправки  $\delta$  и  $\Delta$  из табл. 7 определяют нам ту суммарную поправку, которую надо ввести в  $\lg n_e$ , находимое для сверхгигантов методом А. Унзоляда в обычном его применении (первый вариант), для того чтобы учесть перекрытие крыльев у высших членов балмеровской серии и воздействие электронов на увеличение  $W_\lambda$  у линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

Зависимость поправки  $\Delta$  от  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  для сверхгигантов нанесена с указанием спектрального класса на фиг. 9.



#### § 4. СОПОСТАВЛЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭМПИРИЧЕСКИХ ЗНАЧЕНИЙ $\lg n_e$

После вычисления поправок  $\delta$  и  $\Delta$  мы получаем возможность выяснить, насколько хорошо исправленные таким путем электронные плотности, полученные из анализа водородных линий в спектрах ранних звезд, согласуются с результатами теоретических вычислений электронных плотностей на основе моделей звездных атмосфер.

Удобнее и нагляднее всего провести такое сравнение в форме сопоставления двух независимых рядов значений  $\lg n_e$ . В качестве первого ряда возьмем значения  $\lg n_e(n_m)$ , вычисленные для 272 звезд O5 — F5 по номеру последней наблюдаемой линии балмеровской серии и уже исправленные за расширяющее влияние электронов ([1], табл. 2). Второй ряд — значения  $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ , вычисленные для 317 звезд O5 — F5 обычным методом Унзоляда и также приведенные в [1] (табл. 3).

Мы образовали для каждой звезды, содержащейся в табл. 2 и 3 в [1], следующую разность:

$$X = \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m - \lg n_e(n_m). \quad (16)$$

С другой стороны, используя эффективные оптические глубины образования линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и линии с номером  $n_m$  в атмосферах звезд, вычисленные в [1] по серии моделей из [12], можно определить и разность электронных плотностей, соответствующих этим глубинам.  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  для  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и  $n_m$  даны в табл. 5 и 7 в [1], а значения  $\lg n_e$  на этих глубинах для последовательностей моделей различных классов светимости — в табл. 6 и 8 в [1]. Обозначим разность этих плотностей в виде

$$x = \lg n_e[\bar{\tau}_{\text{эфф}}(H_\gamma, H_\delta)] - \lg n_e[\bar{\tau}_{\text{эфф}}(n_m)]. \quad (17)$$

Далее очевидно, что если поправки  $\delta$  и  $\Delta$  вычислены нами достаточно точно, то, введя их в  $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m$ , мы должны получить равенства

$$\begin{aligned} X + \delta + \Delta &\equiv \lg n_e(H_\gamma, H_\delta)_m + \delta + \Delta - \lg n_e(n_m) = \\ &= \lg n_e(H_\gamma, H_\delta) - \lg n_e(n_m) = x. \end{aligned}$$

И уже эта оставшаяся разница  $x$  должна быть естественным следствием различий в глубинах формирования в атмосферах звезд водородных линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  и линий с номером  $n_m$ .

На фиг. 12 в верхней ее части черными кружками нанесены значения  $X$  для звезд главной последовательности, общих в табл. 2 и 3 в [1]. Сплошной линией по этим точкам проведена средняя зависимость  $X$  от спектрального класса.

В нижней части фиг. 12 через черные кружки и крестики проведена зависимость разницы  $x$ , вычисленной теоретическим путем, от спектрального класса для звезд классов светимости V и III. Для интервала B0—A0 зависимость  $x$  от спектрального класса единая для звезд классов V и III.

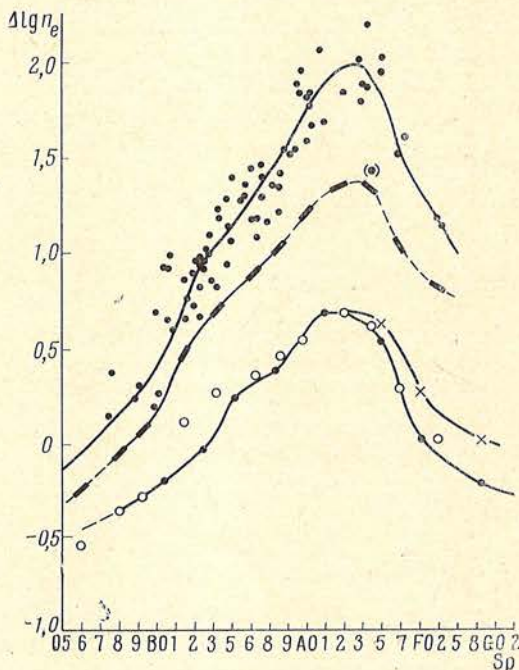
Черными прямоугольниками, соединенными кривой, нанесена зависимость  $X + \delta$  от спектрального класса, т. е. после введения поправки только за перекрытие линий. Поправка  $\delta$  взята из табл. 4. Участок сплошной кривой относится к тому интервалу спектральных классов, где поправка  $\delta$  вычислялась методом, изложенным в § 1. Штриховой участок кривой относится к тем спектральным классам, для которых поправка найдена по экстраполированной линейной зависимости  $\delta$  от  $W_\lambda$  линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  на фиг. 7.



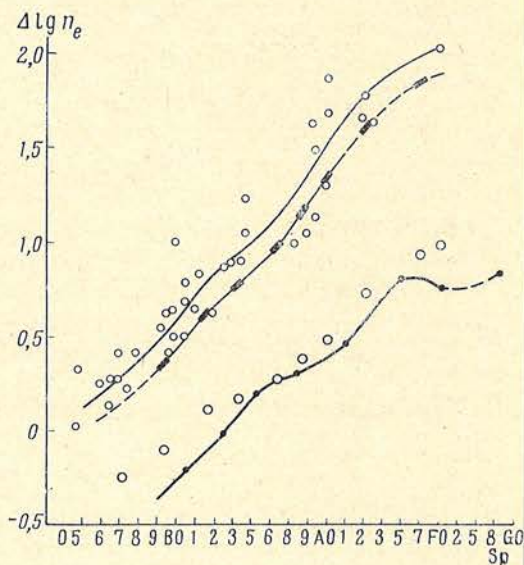
Наконец, значения  $X + \delta + \Delta$ , т. е. полностью исправленные разности электронных плотностей  $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta) - \lg n_e(n_m)$  нанесены большими светлыми кружками. Поправка  $\Delta$  взята по фиг. 9 или табл. 6.

Фиг. 13 аналогична фиг. 12 и построена для звезд полосы сверхгигантов Ib — Ia. Поправки  $\delta$  и  $\Delta$  взяты по табл. 7.

Фиг. 12 и 13 убеждают нас о том, что согласие теоретически вычисленных и полученных на основе наблюдений разностей  $\lg n_e(H_\gamma, H_\delta) - \lg n_e(n_m)$  оказывается весьма хорошим.



Фиг. 12. Зависимость ( $\Delta \lg n_e$ , Sp)



Фиг. 13. Зависимость ( $\Delta \lg n_e$ , Sp)

Некоторые оставшиеся расхождения можно объяснить наличием различного рода ошибок в определениях плотностей. Основные неопределенности и ошибки в сравниваемых разностях помимо неизбежных ошибок в определении наблюдаемых спектральных характеристик звезд ( $W_\lambda$ ,  $n_m$ ,  $R_c$ ,  $R_o$ , Sp и т. п.) проистекают от следующих причин.

1. Модели [12] построены в первом приближении и являются сравнительно грубыми, что должно привести к определенным ошибкам в нахождении  $\tau_{\text{эфф}}$  и соответствующих этим глубинам величин  $\lg n_e$ , в оценке спектральных классов моделей и т. п.

2. Ошибки в поправках  $\delta$ , как уже отмечалось, могут составлять для звезд главной последовательности 0,03—0,05, а для сверхгигантов, учитывая более упрощенный метод нахождения этих поправок, ошибки в  $\delta$  могут достигать 0,05—0,07.

3. В поправках  $\Delta$  можно ожидать ошибок такого же порядка, как и в случае  $\delta$ .

4. Возможна небольшая систематическая ошибка, связанная с упрощенным вычислением поправки к  $\lg n_e(n_m)$ , учитывающей роль электронов [1].

Суммарные неточности в сравниваемых теоретических и эмпирических разностях логарифмов плотностей трудно учесть достаточно корректно, однако фиг. 12 и 13 говорят вполне убедительно о том, что отклонения окончательно найденных эмпирических значений от предсказываемых теорией



не превосходят обычных ошибок, возникающих при фотометрической обработке спектрографического материала и определении необходимых характеристик звездного спектра.

В заключение рассмотрим еще один вопрос, имеющий важное методическое значение.

Оба основных метода определения электронных плотностей в атмосферах горячих звезд по водородному спектру (метод Унзоляда с изложенными выше уточнениями; формула Инглиса — Теллера) дают результаты, неплохо согласующиеся с теоретическими предсказаниями. Однако, опять-таки в соответствии с теорией атмосфер, электронные плотности, находимые этими двумя методами, довольно заметно различаются. Из фиг. 12 и 13, в частности, следует, что с изменением спектрального класса от O5 до F5 — F8 разница  $\lg n_e(\text{H}_\gamma, \text{H}_\delta) - \lg n_e(n_m)$  меняется от  $-0,5$  до  $+0,7 (+0,8)$  (для звезд A), а затем примерно снова до  $-0,2$  (для звезд F5 — F8).

Столь значительные различия в  $\lg n_e$ , получаемых двумя методами, находят себе, как мы видели выше (см. также [1]), естественное объяснение: последняя наблюдаемая линия бальмеровской серии и линии  $\text{H}_\gamma$  и  $\text{H}_\delta$  формируются в атмосферах звезд на разных глубинах при различных  $n_e$ , причем как сами глубины, так и соотношение между ними существенно изменяются в зависимости от спектрального класса звезды (см. фиг. 20 в [1]).

Однако в связи с этим возникает резонный вопрос: какими значениями  $\lg n_e$  предпочтительнее пользоваться при последующем анализе условий в звездных атмосферах: при определении ионизационных температур, при определении относительного обилия химических элементов, при исследовании общей структуры атмосферы и т. д.? Брать какое-либо одно из значений  $\lg n_e(\text{H}_\gamma, \text{H}_\delta)$  и  $\lg n_e(n_m)$  или пользоваться средним из них?

Ответить определенно на эти вопросы можно только после сопоставления для звезд каждого спектрального класса трех следующих величин:

1) эффективной оптической глубины  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  образования в звездной атмосфере последней наблюдаемой линии с номером  $n_m$  (или, что практически то же самое,  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  непрерывного излучения звезды сразу же за бальмеровским пределом,  $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ );

2) эффективной оптической глубины  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  образования линий  $\text{H}_\gamma$  и  $\text{H}_\delta$ ;

3) эффективной оптической глубины формирования всей атмосферы звезды в целом, т. е. некоего среднего значения  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  из  $\tau_{\text{эфф}}$  всех наиболее репрезентативных абсорбционных линий в спектре данной звезды.

Естественно, что после этого можно подобрать то значение  $\lg n_e$  или ту комбинацию значений  $\lg n_e$ , которая лучше всего соответствует тем внешним слоям, в которых формируется в среднем абсорбционный спектр звезды.

Мы привели необходимое сопоставление упомянутых оптических глубин только для звезд главной последовательности, так как есть все основания считать, что полученные выводы должны быть справедливыми и применительно к сверхгигантам. Это следует, в частности, и из рассмотрения фиг. 20 в [1], где каждая зависимость (от спектрального класса) значений  $\tau_{\text{эфф}}$  для трех характеристик водородного спектра ( $D$ ;  $\text{H}_\gamma$ ,  $\text{H}_\delta$  и  $n_m$ ) подобна, с несущественными отклонениями, для звезд главной последовательности и сверхгигантов в широком диапазоне спектральных классов от O до F.

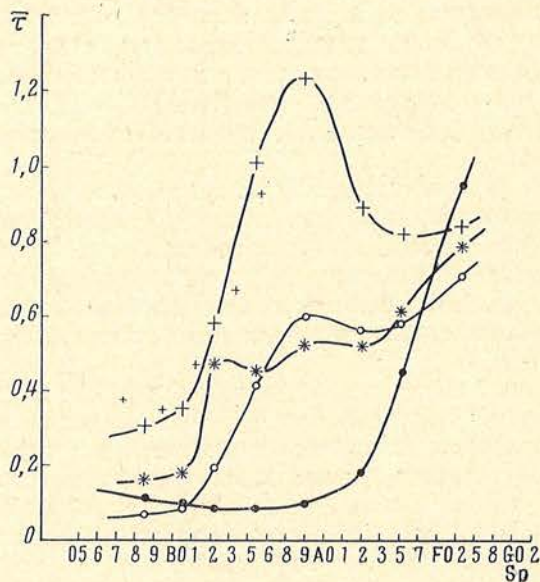
Искомые  $\tau_{\text{эфф}}$  для линий  $\text{H}_\gamma$ ,  $\text{H}_\delta$  и излучения с  $\lambda < 3646 \text{ \AA}$  были вычислены нами в [1] по материалам [12] и даны в табл. 7 и 5 в [1].

Для нахождения  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  для атмосферы звезды в целом, значения  $\tau_0^*$  для каждой линии в избранных моделях из табл. VII.4 в [12] были пересчи-



таны в  $\tau_{\text{эфф}}$  с использованием табл. II.1 из [12]. Затем для каждой модели было найдено простое среднее  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$ .

Были также вычислены для контроля эффективные оптические глубины  $\bar{\tau}_c$  образования непрерывного спектра при  $\lambda \approx 4230 \text{ \AA}$ , что соответствует середине обычно изучаемого методами количественного спектрального анализа диапазона длин волн ( $\lambda\lambda 3646-5000 \text{ \AA}$ ). Для этого по таблицам и графикам Э. Витенз (см. к примеру [2], стр. 182—196) были вычислены соотношения между коэффициентами поглощения для  $\lambda 4230$  и  $\lambda 5012$  для



Фиг. 14. Зависимость эффективных глубин образования различных характеристик спектра от спектрального класса для звезд главной последовательности

различных  $\Theta$  и  $P_e \approx 10^3$ . По этим соотношениям  $\tau_{4230} = 0,64$  пересчитывались в  $\tau_{5012} = \tau_0$ , по которым затем для нужных моделей искали значения  $\bar{\tau}_c$  по табл. II.1 из [12]. Можно было также привлечь результаты вычислений  $\bar{\tau}_c(4230)$ , полученные Э. Андерхилл для ее пяти моделей атмосфер [3].

На фиг. 14 представлены зависимости вычисленных  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  от спектрального класса: черные кружки —  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  для  $n_m$ ; светлые кружки —  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  для  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в среднем; звездочки —  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}$  для абсорбционного спектра звезды в целом; большие крестики —  $\bar{\tau}_c$  для непрерывного излучения при  $\lambda 4230$ , вычисленные нами по моделям [12]; маленькие крестики —  $\bar{\tau}_c(4230)$  по вычислениям Э. Андерхилл [3].

Фиг. 14 дает нам искомый ответ. Оптической глубине формирования абсорбционного спектра звезды в целом довольно хорошо соответствует эффективная глубина образования водородных линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ . В то же время во всех случаях (кроме поздних звезд F, где водородные линии практически перестают быть критерием электронной плотности) имеет место неравенство  $\bar{\tau}_{\text{эфф}}(n_m) < \bar{\tau}_{\text{эфф}}$ .

Во всяком случае, найденная по моделям разница в  $\lg n_e$  тех слоев, где формируются линии  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ , с одной стороны, и весь абсорбционный спектр — с другой, составляет в среднем примерно — 0,10 и изменяется в пределах от — 0,25 (звезды B0 — B5) до + 0,05 (звезды A1 — A7). Срав-



нение  $\lg n_e(n_m)$  и  $\lg n_e(\bar{\tau}_{\text{эфф}})$  дает среднюю разницу порядка  $-0,30$ , а пределы изменений от  $-0,65$  до  $+0,13$ .

Поскольку суммарная ошибка (за счет исходных данных и метода) в величине  $\lg n_e$ , находимой как правильно примененным методом Унзоляда, так и по формуле Инглиса — Теллера, может, по нашим оценкам, достигать значений порядка  $\pm 0,10$  (а иногда и больше), то мы можем сделать следующий важный вывод. Во всем диапазоне спектральных классов, в котором для определения  $\lg n_e$  в атмосферах звезд обычно используются те или иные характеристики водородного спектра, те слои атмосферы, в которых возникает абсорбционный спектр звезды в целом, наилучшим образом характеризуются плотностями, находимыми по эквивалентным ширинам водородных линий методом А. Унзоляда так, как это изложено в § 1, 2.

Автор глубоко благодарен Г. Н. Алексеевой за проведение некоторых вычислений и за подготовку графиков для печати.

Март 1965 г.

### Литература

1. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 26, 232, 1961.
2. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären. Berlin, Springer — Verlag, 1955, S. 478.
3. A. B. Underhill. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 11, N 23, 433, 1962.
4. A. B. Underhill. Publ. Dom. Astrophys. Obs., 11, N 24, 467, 1962.
5. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 69, 1963.
6. F. M. Stienon, S. E. Strom. Astron. J., 69, N 8, 559, 1964.
7. D. Mihalas. Astrophys. J. Suppl. Series, 9, N 92, 321, 1965.
8. G. Odgers. Astrophys. J., 116, 444, 1952.
9. H. R. Griem, A. C. Kolb, a K. Y. Shen. Phys. Rev., 116, 4, 1959.
10. H. R. Griem. Astrophys. J., 131, 811, 1960.
11. H.-G. Croth. Z. für Astrophys., 51, 231, 1961.
12. C. de Jager, L. Neven. Ann. Obs. Roy. Belgique, 8, fasc. 1, 1957.



ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ  
В ПРИМЕНЕНИИ К ЗВЕЗДНЫМ АТМОСФЕРАМ

О. П. Голландский, А. Т. Чуб

Исследуется решение спектрального уравнения изотропной турбулентности, учитывающее диссипацию энергии ударных волн, в применении к условиям в атмосферах сверхгигантов В—F. Показано, что в области волновых чисел, которым соответствуют движения с числами Маха  $M_k \ll 1$ , но где влияние вязкости уже несущественно, спектр близок к колмогоровскому. В области волновых чисел, которым соответствуют движения с  $M_k > 1$ , спектр становится круче колмогоровского, но не круче  $k^{-3}$ .

AN INVESTIGATION OF THE TURBULENCE SPECTRUM IN APPLICATION TO STELLAR ATMOSPHERES, by O. P. Gollandsky and A. T. Chub.— The solution of the spectral equation of isotropic turbulence taking in account the dissipation of energy of shock waves as applied to conditions in B—F supergiant atmospheres is investigated. It is shown that in the region of wave numbers, to which correspond motions with Mach numbers  $M_k \ll 1$ , but where the influence of viscosity is not essential, the spectrum is close to the Kolmogorov. In the region of wave numbers to which correspond motions with  $M_k > 1$ , the spectrum is steeper than the Kolmogorov, but not steeper than  $k^{-3}$ .

1. В атмосферах сверхгигантов В — F существуют турбулентные движения, числа Маха которых нередко превышают единицу [1, 2]. Числа Рейнольдса в атмосферах этих звезд (как обычные, так и магнитные) порядка  $10^9$  и выше [3]. Это обстоятельство свидетельствует о том, что там должна быть стационарная турбулентность с очень большим диапазоном волновых чисел ( $10^{-10}$ — $10^{-3}$  см<sup>-1</sup>) [3], и можно ожидать наличия интервала волновых чисел, где основную роль в переносе энергии играют силы инерции (инерционная подобласть спектра турбулентности [4, гл. VI]).

При разработке моделей атмосфер сверхгигантов необходимо вводить уравнение гидродинамического равновесия (вместо обычного гидростатического), важная роль в котором принадлежит турбулентности. Поэтому представляет большой интерес выяснение вида спектра турбулентности в атмосферах этих звезд.

Следует оговорить, что, в отличие от случая межзвездного газа, единственно приемлемым методом исследования турбулентности в звездных атмосферах (за исключением Солнца) является метод спектральных функций, так как наблюдаемые характеристики движений в атмосфере звезды получаются проинтегрированными по всему спектру.

2. В случае звездной атмосферы спектральное уравнение Гейзенберга [5] для изотропной турбулентности несжимаемой жидкости не позволяет получить спектр турбулентности в области малых волновых чисел (боль-



ших масштабов движений), так как здесь играет существенную роль сжимаемость, следствием которой является генерация акустических шумов [6] и образование ударных волн [7].

Для исследования спектра мы воспользуемся поэтому обобщением уравнения Гейзенберга для случая диссипации энергии ударных волн, сделанным Капланом [7]. Для стационарной турбулентности это обобщенное уравнение имеет вид

$$\varepsilon = 2(\nu + \kappa \int_k^\infty [E(k) k^{-3}]^{1/2} dk) \int_0^k E(k) k^2 dk + 2 \int_0^k \zeta(k) [E(k) k]^{3/2} dk, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — полная диссипация энергии на единицу массы в единицу времени, являющаяся постоянной величиной;  $E(k)$  — спектральная функция, представляющая собой количество кинетической энергии на единицу массы, переносимое вихрями с волновыми числами от  $k$  до  $k + dk$ ;  $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости;  $\kappa$  — некоторая безразмерная постоянная порядка единицы (но не больше единицы);  $\zeta(k)$  — некоторая безразмерная медленно изменяющаяся функция ( $1 > \zeta(k) > 0$ ), она убывает с возрастанием  $k$  (или, что равнозначно, с убыванием масштаба вихрей), стремясь к нулю при  $k \rightarrow \infty$ .

Для интегрального уравнения (1) совместно с аналогичным уравнением для магнитного поля, преобразованным к дифференциальным уравнениям, было найдено решение в области малых волновых чисел [8] путем разложения неизвестной функции в степенной ряд, который обрывался на первом члене.

Поскольку нас интересует спектр турбулентности в атмосферах горячих сверхгигантов, у которых магнитное поле не обнаружено, мы будем рассматривать только уравнение (1). Следуя [8], это уравнение можно преобразовать в дифференциальное уравнение, вводя новые переменные

$$f = \sqrt{\frac{E(k)}{k}}, \quad y = \int_k^\infty \sqrt{\frac{E(k)}{k^3}} dk, \quad (2)$$

где  $f$  представляет собой число Рейнольдса для движений (вихрей) масштаба  $l_k = \pi/k$ , умноженное на  $\nu$  ( $f \sim \nu l_k$ );  $y$  — турбулентная вязкость с точностью до множителя  $\kappa$  порядка единицы.

Переход от дифференцирования по  $k$  к дифференцированию по  $y$  совершается по формуле

$$\frac{d}{dk} = -\frac{f}{k} \frac{d}{dy}. \quad (3)$$

После представления (1) в переменных (2) и двух последовательных дифференцирований с учетом (3) получается дифференциальное уравнение [7]

$$f(y) \frac{dA(y)}{dy} - \left[ 4 - 2 \frac{df(y)}{dy} \right] A(y) + \kappa = 0, \quad (4)$$

где

$$A(y) = \frac{\nu + \kappa y}{f(y)} + \zeta(y). \quad (5)$$

3. Подставив (5) в (4) и разрешив его относительно  $df/dy$ , получим исходное для нашего исследования уравнение

$$\frac{df}{dy} = \frac{4\nu + 4\kappa y + 2(2\zeta - \kappa)f - \zeta' f^2}{\nu + \kappa y + 2f\zeta}. \quad (6)$$



Для нахождения общего решения уравнения (6) необходимо знать вид функции  $\zeta(y)$ . Однако, рассматривая его правую часть, можно все же выявить некоторые свойства этого решения, независимые от вида  $\zeta(y)$ . Существенно только то, что  $\zeta(y)$  есть монотонно возрастающая функция  $y$ , положительная вместе со своей производной.

Уравнение (6) имеет две особые точки:

$$y_1 = -\frac{v}{\kappa}, \quad f_1 = 0, \\ y_2 = \frac{4\zeta(2\zeta + \kappa)}{\zeta'\kappa} - \frac{v}{\kappa}, \quad f_2 = -\frac{2(2\zeta + \kappa)}{\zeta'},$$

которые находятся путем решения системы двух алгебраических уравнений, получаемых приравнением нулю числителя и знаменателя (6). Как легко видеть, в области положительных  $y$  и  $f$ , которые только и имеют физический смысл, особые точки не содержатся.

Так как согласно (2) предельному переходу  $k \rightarrow \infty$  соответствует  $y \rightarrow 0$  и  $f \rightarrow 0$  (при этом достаточно ограниченности  $E(k)$  при  $k \rightarrow \infty$ ), то  $\lim_{y \rightarrow 0} \frac{df}{dy} = 4$ . Это эквивалентно утверждению, что при очень малых масштабах движений  $E(k) \sim k^{-7}$ . Действительно, согласно (2) в таком случае будет иметь место  $f \sim k^{-4}$ , откуда согласно (3) следует, что  $\frac{df}{dy} = -\frac{k}{f} \frac{df}{dk} = 4$ . Подобным же образом ведет себя решение уравнения Гейзенберга в предельном случае малых масштабов движений, при которых главную роль играет кинематическая (молекулярная) вязкость [9].

4. Теперь постараемся хотя бы в самых общих чертах выяснить поведение функции  $\zeta$ . Она введена в [7], по сути дела, как некоторая весовая функция, определяющая величину диссипации энергии турбулентности в области относительно малых волновых чисел, где роль вязкости пренебрежимо мала. В этой области спектра происходит генерация звуковых волн, которые уносят с собой часть энергии.

В случае изотропной турбулентности, когда среднеквадратичные числа Маха турбулентных пульсаций  $M = \frac{(\overline{v^2})^{1/2}}{c} \ll 1$ , выход звуковой энергии согласно теории Лайтхилла [6] пропорционален  $M^5$ . При этом происходит излучение квадрупольного типа под действием внутренних напряжений и изменения потока импульса. Однако звездная атмосфера находится еще под действием силы тяжести, создающей градиент плотности. Как показали Унно и Като [10], в этом случае должно также иметь место излучение звука дипольного типа. Кроме того, возможно излучение униполярного типа, вызванное расширением поднимающихся (или сжатием опускающихся) элементов газа [11]. Эти два последние типа излучения пропорциональны более низким степеням  $M$ , чем пятая [6; 12, § 73].

Хотя теория генерации звука турбулентностью при числах  $M$ , близких к единице, не разработана, можно ожидать увеличения выхода энергии с возрастанием  $M$ , так как должны возникать волны с возрастающей (вместе с  $M$ ) амплитудой [13; 12, § 94]. Такие волны превращаются в ударные, и на них диссипирует энергия. Этот процесс должен быть намного интенсивней, чем выход энергии в виде звуковых волн.

В свете изложенного представим себе турбулентность с очень большим набором масштабов вихрей, число Маха которых  $M_k = v_k/c$  ( $k$  — волновое число вихря) имеют значения как много меньше единицы, так и превышающие единицу. Будем считать, что вихри, у которых  $M_k \ll 1$ , вносят некоторый вклад в диссипацию турбулентной энергии в виде генерации звуковых волн (шумов), и этот вклад  $\propto M_k^\delta$ , где  $5 > \delta > 1$  (величина  $\delta$



зависит от того, в каком соотношении находятся квадрупольное, дипольное и униполярное излучения). Затем, при переходе к вихрям со значениями  $M_k$ , близкими к единице, начинается образование ударных волн, и интенсивность этого процесса возрастает вместе с  $M_k$ . При  $M_k$  порядка единицы и больше значительная часть энергии вихрей диссипирует на ударных волнах, и доля диссипируемой энергии начиная с некоторых значений  $M_k > 1$  становится постоянной величиной  $\beta$ , близкой к единице.

Описанный переход от одного механизма диссипации энергии к другому можно представить, как легко видеть, функцией<sup>1</sup>

$$\zeta_1(M_k) = \frac{\beta M_k^\delta}{1 + M_k^\delta} = \frac{\beta \left(\frac{v_k}{c}\right)^\delta}{1 + \left(\frac{v_k}{c}\right)^\delta}, \quad (7)$$

которая при  $M_k \ll 1$  близка к  $M_k^\delta$ , а при  $M_k \gg 1$  близка к  $\beta = \text{const}$  ( $\beta < 1$ ). В выражении (7)  $v_k$  — скорость вихря с волновым числом  $k$ ;  $c$  — скорость звука, адиабатическая или изотермическая (здесь это несущественно, так как они по порядку величины совпадают).

Выражение (7) может быть представлено через понятия спектральной теории. Так как по определению спектральной функции

$$v_k \sim \sqrt{E(k)k},$$

то можно написать:

$$\zeta_1(M_k) = \zeta_2(k) = \frac{\beta [E(k)k]^{\delta/2}}{c^\delta + [E(k)k]^{\delta/2}}. \quad (8)$$

Спектральную функцию можно представить (не слишком ограничивая общности) как монотонно убывающую функцию  $k$  такого вида:

$$E(k) = pk^{1-2\alpha}, \quad (9)$$

где  $\alpha > 1$  — некоторая медленно изменяющаяся (как это будет видно ниже) функция  $k$ ;  $p$  — некоторый постоянный множитель, который для простоты положим равным единице.

Хотя в звездной атмосфере спектр типа (9) должен при достаточно малых  $k$  (соответствующих масштабам движений порядка высоты однородной атмосферы) переходить в другой вид, зависящий от граничных условий (структура атмосферы, механизм подачи энергии турбулентности и т. п.), будем считать его продолжающимся до значений  $k$ , сколь угодно близких к нулю.

Подставив (9) в (8), получим

$$\zeta_2(k) = \frac{\beta k^{\delta(1-\alpha)}}{c^\delta + k^{\delta(1-\alpha)}}. \quad (10)$$

Перейдем теперь к переменной  $y$ ; согласно (2) и (9)

$$y = \int_k^\infty k^{-(1+\alpha)} dk. \quad (11)$$

Заметим, что переход от переменного  $k$  к переменному  $y$  в (10) при помощи (11) превратит монотонно убывающую функцию  $\zeta_2(k)$  ( $0 < k < \infty$ ) в монотонно возрастающую функцию  $\zeta(y)$  ( $0 < y < \infty$ ). Но, поскольку  $\alpha$ ,

<sup>1</sup> К  $\zeta_1(M_k)$  вида (7) при  $\delta = 1$  можно прийти, предполагая, что ударные волны встречаются тем чаще, чем короче путь  $l$ , на котором волна конечной амплитуды превращается в ударную:  $\zeta \sim \frac{1}{l+1}$ , но  $l \sim \frac{1}{M_k}$ .



входящее в показатель степени при  $k$  в (11), само является некоторой функцией  $k$ , мы не можем написать аналогичное выражение для  $\zeta(y)$ . Мы можем только найти функции, ограничивающие  $\zeta(y)$  и имеющие подобный ей характер изменения.

Действительно, пусть  $\alpha_{\max}$  есть наибольшее значение  $\alpha$ , а  $\alpha_{\min}$  — его наименьшее значение. Тогда, подставив  $\alpha_{\max}$  и  $\alpha_{\min}$  в (11), можно получить, что

$$\frac{1}{\alpha_{\min}} \frac{1}{k^{\alpha_{\min}}} \leq y \leq \frac{1}{\alpha_{\max}} \frac{1}{k^{\alpha_{\max}}} \quad (k < 1),$$

$$\frac{1}{\alpha_{\min}} \frac{1}{k^{\alpha_{\min}}} \geq y \geq \frac{1}{\alpha_{\max}} \frac{1}{k^{\alpha_{\max}}} \quad (k > 1).$$

Отсюда следует, что при  $k < 1$

$$(\alpha_{\max} y)^{-\frac{1}{\alpha_{\max}}} \geq k \geq (\alpha_{\min} y)^{-\frac{1}{\alpha_{\min}}}. \quad (12)$$

В дальнейшем будем делать все оценки неравенств для случая  $k < 1$ , так как в атмосферах сверхгигантов типа В — F волновые числа движений, масштаб которых меньше высоты однородной атмосферы, значительно меньше единицы (см. § 1). [Для случая  $k > 1$  смысл всех неравенств изменится на противоположный, и соответственно поменяются местами функции, ограничивающие  $\zeta(y)$ .]

Подставив левую и правую части (12) в (10), получим

$$\frac{\beta(\alpha_{\max} y)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)}}{c^{\delta} + (\alpha_{\max} y)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)}} \geq \zeta(y) \geq \frac{\beta(\alpha_{\min} y)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}}{c^{\delta} + (\alpha_{\min} y)^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}}. \quad (13)$$

Вводя обозначения

$$a = c^{\delta} \alpha_{\max}^{-\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)} < b = c^{\delta} \alpha_{\min}^{-\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}, \quad (14)$$

переписываем (13) в виде

$$\frac{\beta y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)}}{a + y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)}} \geq \zeta(y) \geq \frac{\beta y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}}{b + y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}}. \quad (13')$$

Из этого выражения видно, что  $\zeta(y)$  действительно изменяется от 0 до  $\beta$  при изменении  $y$  от 0 до  $\infty$ .

Принимая во внимание замечание, сделанное [при замене переменного (14)] относительно функций, ограничивающих  $\zeta(y)$ , можно считать, что производная  $\zeta'(y)$  ограничена производными левой и правой частей (13')

$$\frac{\beta \delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right) a y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right) - 1}}{[a + y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\max}}\right)}]^2} \quad \text{и} \quad \frac{\beta \delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right) b y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right) - 1}}{[b + y^{\delta \left(1 - \frac{1}{\alpha_{\min}}\right)}]^2}, \quad (15)$$

определена всюду, где определены эти функции, и имеет подобный им характер изменения.



Оценим теперь постоянные  $a$  и  $b$  (14). В атмосферах сверхгигантов В — F скорость звука  $c$  имеет значения в пределах от  $3 \cdot 10^6$  до  $0,7 \cdot 10^6$  см/сек [2]. Поэтому вполне разумно в (14) принять ее равной  $10^6$  см/сек.

Величины  $\alpha_{\max}$  и  $\alpha_{\min}$  можно найти следующим образом. В случае  $\alpha = \text{const}$  из (9) и (2) следует, что

$$f = \sqrt{pk}^{-\alpha} = \alpha y \text{ и } \frac{df}{dy} = \alpha. \quad (16)$$

Примем, что (16) в первом приближении выполняется [8]. Будем искать наибольшее и наименьшее значения  $\alpha$  при больших  $y \gg v$ ; как это будет видно ниже, только при таких значениях  $y$  функция  $\zeta(y)$  существенно отлична от нуля.

Подставив (16) в (6) и отбросив члены, содержащие  $v$ , после некоторых преобразований получим

$$\alpha = -\frac{3\kappa - 4\zeta}{2(2\zeta + \zeta'y)} \pm \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{3\kappa - 4\zeta}{2\zeta + \zeta'y} \right)^2 + \frac{4\kappa}{2\zeta + \zeta'y}}.$$

Из (13') следует, что

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \zeta(y) = \beta,$$

а из (15)

$$\lim_{y \rightarrow \infty} y \zeta'(y) = \lim_{y \rightarrow \infty} \frac{1}{\frac{8}{y} \left( 1 - \frac{1}{\alpha} \right)} = 0,$$

так как  $\alpha > 1$  согласно (9). Поэтому

$$\lim_{y \rightarrow \infty} \alpha = -\left( \frac{3}{4} \frac{\kappa}{\beta} - 1 \right) \pm \sqrt{\left( \frac{3}{4} \frac{\kappa}{\beta} - 1 \right)^2 + \frac{2\kappa}{\beta}}. \quad (17)$$

Легко проверить, что (17) является выражением для корней квадратного трехчлена

$$z^2 + \left( \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\beta} - 2 \right) z - 2 \frac{\kappa}{\beta}. \quad (18)$$

Исследование корней (18) показывает, что наибольшее значение положительного корня, равное 2, достигается в пределе, когда  $\kappa/\beta \rightarrow 0$ . Наименьшее значение положительного корня, равное  $4/3$ , достигается при  $\beta/\kappa \rightarrow 0$ . Согласно (9)  $\alpha = 4/3$  соответствует колмогоровский спектр, являющийся решением уравнения Гейзенберга [уравнение (1) без члена, содержащего  $\zeta(k)$ ], которое пригодно для случая, когда никакой диссипации энергии в нижнем участке спектра (малые  $k$ ) нет.

Значения корней (18) при  $\kappa$  и  $\beta$ , взятых в пределах от 0,1 до 1, приведены в таблице.

Поскольку, как видно из таблицы, при разумных с физической точки зрения значениях  $\kappa$  и  $\beta$  величина положительного корня (18) может быть близка к 2, нами принято это число в качестве  $\alpha_{\max}$ , а в качестве  $\alpha_{\min}$  было принято число  $4/3$ .

Подставив  $c = 10^6$  см/сек,  $\alpha_{\max} = 2$ ,  $\alpha_{\min} = 4/3$  в (14), получим

$$a = 10^{68} 2^{-\frac{8}{2}}; \quad b = 10^{68} \left( \frac{4}{3} \right)^{-\frac{8}{4}}. \quad (19)$$

Подставив  $\alpha_{\max} = 2$ ,  $\alpha_{\min} = 4/3$  в (13') и (15), получим, что

$$\frac{\beta y^{\frac{8}{2}}}{a + y^{\frac{8}{2}}} \geq \zeta(y) \geq \frac{\beta y^{\frac{8}{4}}}{b + y^{\frac{8}{4}}} \quad (13'')$$



Значения корней квадратного трехчлена (18)

| x   | β     |       |       |       |       |       | x   | β      |       |       |       |       |       |
|-----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----|--------|-------|-------|-------|-------|-------|
|     | 0,1   | 0,3   | 0,5   | 0,7   | 0,9   | 1,0   |     | 0,1    | 0,3   | 0,5   | 0,7   | 0,9   | 1,0   |
| 0,1 | 1,69  | 1,86  | 1,91  | 1,93  | 1,95  | 1,995 | 0,7 | 1,41   | 1,54  | 1,62  | 1,69  | 1,73  | 1,75  |
|     | -1,19 | -0,36 | -0,21 | -0,15 | -0,11 | -0,10 |     | -9,91  | -3,04 | -1,72 | -1,19 | -0,90 | -0,80 |
| 0,3 | 1,50  | 1,69  | 1,77  | 1,83  | 1,86  | 1,87  | 0,9 | 1,40   | 1,50  | 1,58  | 1,64  | 1,69  | 1,71  |
|     | -4,00 | -1,19 | -0,68 | -0,47 | -0,36 | -0,32 |     | -12,89 | -4,00 | -2,28 | -1,57 | -1,19 | -1,06 |
| 0,5 | 1,44  | 1,59  | 1,69  | 1,75  | 1,79  | 1,80  | 1,0 | 1,39   | 1,49  | 1,56  | 1,62  | 1,67  | 1,69  |
|     | -6,94 | -2,09 | -1,19 | -0,82 | -0,62 | -0,55 |     | -14,39 | -4,49 | -2,56 | -1,76 | -1,33 | -1,19 |

и что  $\zeta'(y)$  заключена между функциями

$$\frac{\frac{\delta}{2} a \beta y^{\frac{\delta}{2}-1}}{(a+y^{\frac{\delta}{2}})^2} \text{ и } \frac{\frac{\delta}{4} b \beta y^{\frac{\delta}{4}-1}}{(b+y^{\frac{\delta}{4}})^2}. \quad (15')$$

При значениях  $y^{\frac{\delta}{2}} \ll a < b$  или согласно (19) при  $y \ll 10^{12}$  будет иметь место

$$1 \gg \frac{\beta y^{\frac{\delta}{2}}}{a} \geq \zeta(y) \geq \frac{\beta y^{\frac{\delta}{4}}}{b}, \quad (20)$$

и соответственно выражения, ограничивающие  $\zeta'(y)$ , будут удовлетворять сильным неравенствам

$$\frac{\frac{\delta}{2} \beta y^{\frac{\delta}{2}-1}}{a} \ll 1 \text{ и } \frac{\frac{\delta}{4} \beta y^{\frac{\delta}{4}-1}}{b} \ll 1. \quad (21)$$

При значениях  $y^{\frac{\delta}{4}} \gg b$  или согласно (19) при  $y \gg 10^{24}$  можно просто положить, как это следует из (13),

$$\zeta(y) = \beta = \text{const}, \quad (22)$$

а  $\zeta'(y)$  будет положительной и ограниченной выражениями

$$\frac{\frac{\delta}{2} a \beta}{y^{\frac{\delta}{2}+1}} \ll 1 \text{ и } \frac{\frac{\delta}{4} b \beta}{y^{\frac{\delta}{4}+1}} \ll 1. \quad (23)$$

5. Сравним члены уравнения (6), содержащие  $\zeta$  и  $\zeta'$ , с членами  $4xy$ ,  $-2xf$ ,  $xy$ , которые назовем основными членами.

Заметим прежде всего, что  $y$  и  $f$  являются величинами одного порядка, так как согласно (16)

$$\frac{4}{3} y \leq f \leq \alpha_{\text{макс}} y < 4y$$

при  $0 \leq y < \infty$  (см. конец § 3 и таблицу). Поэтому сравнения можно производить с любым из основных членов.



В том случае, когда справедливы (20) и (21), сравнение  $4\zeta f$  и  $|-2\kappa f|$  показывает, что

$$\frac{4\zeta f}{2\kappa f} = \frac{2\zeta}{\kappa} \ll 1,$$

как это видно из (20) и (19).

Сравнение  $\zeta' f^2$  с тем же членом показывает, что

$$\frac{\zeta' f^2}{2\kappa f} = \frac{\zeta' f}{2\kappa} \sim \frac{\zeta' y}{2\kappa} \ll 1,$$

как это видно из (21) и (19).

В том случае, когда справедливы (22) и (23), члены, содержащие  $\zeta = \beta$ , будут одного порядка с основными. Сравнение  $\zeta' f^2$  с основными членами показывает, согласно (23) и (19), что этот член намного меньше основных.

Члены, содержащие  $v$ , также малы по сравнению с основными, так как в этом случае  $y \gg v$ , но согласно (16) при достаточно больших  $y$  будет выполняться  $v \gg \zeta' f^2$ .

Из сделанных сравнений можно заключить, что в уравнении (6) при выполнении (20) и (21) членами, содержащими  $\zeta$  и  $\zeta'$ , можно пренебречь по сравнению с основными; при выполнении (22) и (23) можно пренебречь членом  $\zeta' f^2$  по сравнению с основными. Для тех значений  $y$ , при которых (20)–(23) не выполняются, членами, содержащими как  $\zeta$ , так и  $\zeta'$ , пренебрегать нельзя. Этому промежуточному случаю соответствуют масштабы движений, при которых  $M_k$  порядка единицы. При таких  $M_k$  функция изменяется сравнительно быстро, что станет очевидным, если перейти обратно от (13) к (7) и продифференцировать (7) по  $M_k$ .

Действительно, точке перегиба функции  $\zeta_1(M_k)$  (точка, где  $\zeta_1''(M_k) = 0$ ) соответствует  $M_k^0 = \left(\frac{\delta-1}{\delta+1}\right)^{\frac{1}{\delta}}$ . При  $\delta \geq 2$  величина  $M_k^0$  — порядка единицы.

Решение (6) в промежуточном случае можно найти численными методами, задавшись некоторым частным видом функции  $\zeta(y)$  из класса этих функций, определяемого выражениями (13'') и (19). Например, простой вид такой функции получим из левой части (13'') при  $\delta = 2$  и  $a = 10^{12}$ . Этот вопрос будет рассмотрен нами впоследствии.

§ 6. Здесь же мы найдем решение (6) в двух предельных случаях.

I. Значения  $y$  достаточно малы, чтобы членами уравнения (6), содержащими  $\zeta$  и  $\zeta'$ , можно было пренебречь.

Тогда (6) принимает простой вид:

$$\frac{df}{dy} = \frac{4v + \kappa y - 2\kappa f}{v + \kappa y}, \quad (6')$$

что соответствует уравнению Гейзенберга (в переменных  $k, F$ ) для несжимаемой жидкости.

Решением его является функция

$$f = \frac{4}{3} \frac{v + \kappa y}{\kappa} + \frac{C\kappa^2}{(v + \kappa y)^2}.$$

Постоянную интегрирования  $C$  находим из условия, что  $\lim_{y \rightarrow 0} f = 0$ . Это условие следует из (2). Подставив  $C = -\frac{4}{3} \frac{v^3}{\kappa^3}$  в решение, получим

$$f = \frac{4}{3} \left[ y + \frac{v}{\kappa} - \frac{v^3}{\kappa(v + \kappa y)^2} \right].$$



Подставив сюда характерное для атмосфер сверхгигантов значение  $v = 10^5 \text{ см}^2/\text{сек}$  и взяв для простоты  $\kappa = 1$ , получим

$$f(y) = \frac{4}{3} \left[ y + 10^5 - \frac{10^{15}}{(10^5 + y)^2} \right].$$

Продифференцировав эту функцию, получим

$$f'(y) = \frac{4}{3} \left[ 1 + \frac{2 \cdot 10^{15}}{(10^5 + y)^3} \right]. \quad (24)$$

Согласно (9) и (16) первый член (24) соответствует колмогоровскому спектру. Из (24) видно, что для больших значений  $y$ , но таких, которые не выходят из области, где еще пригодно уравнение (6'), спектр становится очень близким к колмогоровскому. Например,

$$f'(10^{10}) \approx \frac{4}{3} \left( 1 + \frac{2}{10^{15}} \right) \approx \frac{4}{3}.$$

Конечно, надо иметь в виду, что действительное отклонение от колмогоровского спектра может быть больше из-за влияния членов уравнения (6), которые отсутствуют в (6').

Заметим еще, что

$$\lim_{y \rightarrow 0} f'(y)' = 4.$$

Это означает, что согласно (9) и (16) при малых  $y$   $E(k) \sim k^{-7}$  в полном согласии с тем, что было получено выше для уравнения (6), и с результатами Чандрасекара [9], получившего аналитическое решение уравнения Гейзенберга.

II. Значения  $y$  достаточно велики, чтобы можно было принять  $\xi = \beta = \text{const}$  и пренебречь членом  $\xi' f^2$ .

Тогда уравнение (6) принимает вид

$$\frac{df}{dy} = \frac{4v + 4\kappa y + 2(2\beta - \kappa)f}{v + \kappa y + 2\beta f}. \quad (6'')$$

Поскольку определитель из коэффициентов при переменных в правой части (6'') отличен от нуля

$$\begin{vmatrix} 2\beta & \kappa \\ -2\kappa + 4\beta & 4\kappa \end{vmatrix} = 2\kappa(2\beta + \kappa) > 0,$$

то при помощи подстановки

$$y = t - \frac{v}{\kappa}, \quad f = tz \quad (25)$$

уравнение (6'') приводится к виду

$$\frac{2\beta z + \kappa}{2\beta z^2 + (3\kappa - 4\beta)z - 4\kappa} dz + \frac{dt}{t} = 0. \quad (26)$$

Затем его можно преобразовать окончательно к такому виду:

$$- \frac{2\beta A + \kappa}{2\beta(B-A)z-A} \frac{dz}{z-A} + \frac{2\beta B + \kappa}{2\beta(B-A)z-B} \frac{dz}{z-B} + \frac{dt}{t} = 0,$$

где

$$A = \frac{-3\kappa + 4\beta + \sqrt{(\kappa + 4\beta)^2 + 8\kappa^2}}{4\beta}; \quad B = \frac{-3\kappa + 4\beta - \sqrt{(\kappa + 4\beta)^2 + 8\kappa^2}}{4\beta} \quad (27)$$

— корни квадратного трехчлена, стоящего в знаменателе первого члена (26), которые совпадают с корнями трехчлена (18). Интегралом уравнения



(26) является выражение

$$(z - A)^{-\frac{2\beta A + \kappa}{2\beta(B-A)}} (z - B)^{\frac{2\beta B + \kappa}{2\beta(B-A)}} = \frac{C}{t}. \quad (28)$$

Обозначим показатели степени при  $z - A$  и  $z - B$  соответственно через  $n_1$  и  $n_2$ . Легко видеть, что

$$n_1 + n_2 = 1. \quad (29)$$

Переходя в (28) к старым переменным согласно (25), получим решение уравнения (6''):

$$\left( \frac{f}{y + \frac{v}{\kappa}} - A \right)^{n_1} \left( \frac{f}{y + \frac{v}{\kappa}} - B \right)^{n_2} = \frac{C}{y + \frac{v}{\kappa}}. \quad (30)$$

Здесь постоянная интегрирования  $C$  определяется согласно (2) из условия, что при  $y \rightarrow 0$   $f \rightarrow 0$ ,

$$C = \frac{fv}{\kappa} (-A)^{n_1} (-B)^{n_2}. \quad (31)$$

Так как согласно данным таблицы при изменении  $\kappa$  и  $\beta$  в интервале  $(0,1; 1)$ , в котором заключены разумные с физической точки зрения значения этих величин,

$$\max |A| < \max |B| < 15,$$

то из (31) и (29) следует, что

$$|C| = \frac{v}{\kappa} |A|^{n_1} |B|^{n_2} < \frac{v}{\kappa} 15^{n_1+n_2} = 15 \frac{v}{\kappa}.$$

Поскольку в области, где пригодно решение уравнения (6''),  $y$  превышает  $v/\kappa$  не менее чем на 8 порядков (см. конец § 5), правая часть (31) близка к (а при  $y \rightarrow \infty$  точно равна) нулю. Поэтому с большой степенью точности мы можем положить правую часть (30) равной нулю. А это означает, что в интересующей нас области интеграл уравнения (6'') распадается на две прямые:

$$f = A \left( y + \frac{v}{\kappa} \right) \approx Ay \quad (A > 0), \quad (32')$$

$$f = B \left( y + \frac{v}{\kappa} \right) \approx By \quad (B < 0). \quad (32'')$$

Угловые коэффициенты  $A$  и  $B$  этих прямых определяют асимптотические направления интегральных кривых уравнения (6''). Но поскольку уравнение (6'') является предельным случаем уравнения (6) в области таких больших  $y$ , при которых  $\zeta = \text{const}$ , решение уравнения (6'') должно совпадать с решением уравнения (6) (при  $\zeta(y)$ , определяемой (13'') и (19), совпадение, строго говоря, будет в пределе при  $y \rightarrow \infty$ ). Следовательно, асимптотические направления интегральных кривых (6'') совпадают с асимптотическими направлениями интегральных кривых (6).

Как легко видеть,  $A$  и  $B$  являются одновременно и корнями трехчлена (18). Поэтому выражение (17), как это теперь видно, также определяет асимптотические направления интегральных кривых уравнения (6). Но, так как при выводе (17) заранее предполагалось постоянство  $df/dy = \alpha$  при  $y \gg v$ , такое заключение сделать было нельзя. Теперь же видно, что  $\alpha = \text{const} = A$  в той области, где решение (6'') совпадает с решением (6).



Спектральная функция в этой области, имеющая физический смысл, соответствует (32') и согласно (2) и (16) имеет вид

$$E(k) \sim k^{1-2A} = k^{-\sigma},$$

где

$$\frac{5}{3} < \sigma < 3,$$

что видно из таблицы.

Соответствующая (32'') спектральная функция не имеет физического смысла, так как она будет неограниченно возрастать при увеличении  $k$ .

7. В результате проведенного исследования решения уравнения (6) можно сделать следующие выводы.

Если турбулентность настолько развита, что существуют вихри, числа Маха которых имеют значения как намного меньшие единицы, так и превышающие единицу, то спектр турбулентности, удовлетворяющий уравнению (1), можно грубо разбить на четыре части:

1) Область больших волновых чисел, где основную роль играет вязкость. В этой области спектр  $\sim k^{-7}$ .

2) Область волновых чисел, где основную роль в переносе энергии играют силы инерции, а масштабы движений таковы, что соответствующие им  $M_k \ll 1$ . Спектр здесь близок к колмогоровскому  $\sim k^{-5/3}$ .

3) Область волновых чисел, которой соответствуют  $M_k$ , близкие к единице. Здесь крутизна спектра относительно быстро изменяется, и спектр нельзя представить в виде степенной функции.

4) Область волновых чисел, которой соответствуют  $M_k > 1$ . Здесь опять можно представить спектр в виде степенной функции  $\sim k^{-\sigma}$ , где  $\sigma > 0$  и по величине близко к 3.

Судя по оценкам чисел  $M_k$  для вихрей, сравнимых по масштабам с высотой однородной атмосферы [3], в атмосферах сверхгигантов В — Г в наблюдаемой микротурбулентности в основном проявляется область 2). Область 3) должна частично проявлять себя как в микро-, так и в макротурбулентности, поскольку числа Маха наибольших вихрей в атмосферах этих звезд порядка 1,5.

Подробное изучение турбулентных скоростей, полученных по спектральным линиям различных элементов и их ионов, образующимся на различных глубинах в атмосфере звезды, возможно, позволит получить участок спектра турбулентности, содержащий область 3). А это, в свою очередь, позволило бы оценить значения  $u$  для этой области как произведения скорости вихря на его размер.

Зная ряд значений  $u$ , можно на основании (13'') и (19) определить функцию  $\zeta(u)$  и с ее помощью численно проинтегрировать уравнение (6). Полученный таким образом спектр турбулентности можно сравнить с наблюдаемым.

Май 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов. Вопросы космогонии, 10, 103, 1964.
2. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 32, 127, 1964.
3. О. П. Голландский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 33, 266, 1965.
4. Дж. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. ИЛ, 1955.
5. W. Heisenberg. Z. Phys., 124, 628, 1948.
6. M. J. Lighthill. Proc. Roy. Soc., A211, 564, 1952.
7. С. А. Каплан. Докл. АН СССР, 94, 33, 1954.
8. С. А. Каплан. ЖЭТФ, 27, 699, 1954.
9. S. Chandrasekhar. Proc. Roy. Soc., A200, 20, 1949.
10. W. Unno, S. Kato. Publ. Astron. Soc. Japan, 14, 417, 1962.
11. Звездные атмосферы. Сб. под ред. Дж. Л. Гринштейна. ИЛ, 1963, стр. 273.
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.
13. М. Лайтхилл. Третий симпозиум по космической газодинамике. ИЛ, 1960, стр. 336.



## БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

А. А. Боярчук

На основании теории движущихся оболочек, предложенной В. В. Соболевым [17], вычислены населенности уровней, вероятности выхода квантов (табл. III) и относительные интенсивности бальмеровских линий (табл. VII) для многих значений электронной температуры  $T_e$ , температуры излучения звезды  $T_{зв}$ , коэффициента дилуции  $w$ , и вероятности выхода  $L_\alpha$ -квантов  $\beta_{21}^0$  (табл. II). При решении рассматривались первые 30 уровней, но была введена поправка за влияние остальных уровней.

Найдено, что бальмеровский декремент сильно зависит от величины  $\beta_{21}^0$ . При уменьшении  $\beta_{21}^0$  бальмеровский декремент становится сперва более крутым, а затем более пологим. Бальмеровский декремент зависит также от  $T_{зв}$  и  $w$  и слабо зависит от  $T_e$ . В случае звезд Be рассчитанный и наблюдаемый декременты согласуются удовлетворительно (фиг. 2).

Показано, что случай B [7] не осуществляется по крайней мере для оболочек звезд, где  $w > 10^{-6}$ .

THE BALMER DECREMENT IN THE SPECTRA OF MOVING MEDIUMS' by A. A. Boyarchuk. — The population of levels, the probability of quanta exit (table III) and the relative Balmer line intensities (table VII) have been computed on the basis of the theory of moving envelopes proposed by V. V. Sobolev [17]. The arguments are given for a wide range of values of the electron temperature  $T_e$ , the radiative stellar temperature  $T_{зв}$ , the dilution coefficient  $w$  and the probability of  $L_\alpha$ -quanta exit  $\beta_{21}^0$  (table II). The first thirty levels were considered in the solution, a correction being applied for the remaining levels.

It is found that there is a strong dependence of the Balmer decrement on  $\beta_{21}^0$ . With decreasing  $\beta_{21}^0$ , the Balmer decrement is at first steep and then becomes flatter. The Balmer decrement also depends on  $T_{зв}$  and  $w$  and only slightly on  $T_e$ . The observed and computed decrements for a Be star are in satisfactory agreement (fig. 2).

(It is shown that case B [7] is not fulfilled at least for stellar envelopes with  $w > 10^{-6}$ .)

## ВВЕДЕНИЕ

Эмиссионные линии водорода присутствуют в спектрах практически всех эмиссионных объектов. Их относительные интенсивности (так называемый бальмеровский декремент) сильно зависят от физических условий в той среде, где возникают эти линии. Поэтому, прежде чем использовать интенсивности водородных линий для различных задач (например, для определения химического состава среды), необходимо определить физические условия в среде. Одним из критериев правильности найденных условий является совпадение наблюдаемого и теоретического бальмеровского декремента. Впервые бальмеровский декремент был рассчитан Кэрролом [1]; с тех пор он рассматривался неоднократно многими авторами при различных предположениях о характере поля излучения в среде. Самым простым будет случай, когда под действием излучения звезды ионизируются атомы водорода, находящиеся на первом энергетическом уровне, а



затем происходят рекомбинации на все уровни и последующие каскадные спонтанные переходы вниз. Предполагается, что все другие процессы неважны и ими можно пренебречь. Эта схема лучше всего реализуется при условиях, существующих в диффузных туманностях. Уравнение стационарности  $i$ -го уровня ( $i \neq 1$ ) в этом случае имеет вид

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} \sum_{l'} A_{il,kl'} = \sum_{k=i+1}^{\infty} \sum_{l'} n_{kl'} A_{kl',il} + n_e n^+ C_{c,i}(T_e), \quad (1)$$

и интенсивность линии бальмеровской линии будет равна

$$I_{i2} = h\nu_{i2} \sum_{l,l'} h_{il} A_{il,2l'}. \quad (2)$$

Здесь  $i, k$  означают главные квантовые числа уровней,  $l, l'$  — азимутальные числа,  $n_i$  — населенность соответствующего подуровня уровня  $i$ ,  $A_{il,kl'}$  — вероятность спонтанного перехода между  $l$ -подуровнем уровня  $i$  и  $l'$ -подуровнем уровня  $k$ ,  $C_{c,i}(T_e)$  — коэффициент рекомбинации на  $l$ -подуровень уровня  $i$ .

Разные авторы [2—4] находили приближенное решение системы (1), заменяя бесконечное число уровней конечным. Недавно Пенджелли [5] нашел точное решение системы (1) для довольно большого набора значений электронной температуры, используя метод каскадной матрицы. Таким образом, задача чисто радиативного декремента для прозрачной среды полностью решена.

Однако в реальных условиях кроме радиативных переходов осуществляются еще переходы под действием электронного удара. Наиболее эффективны переходы типа  $l \rightarrow l \pm 1$ , происходящие между подуровнями. Если эти переходы будут происходить быстрее, чем спонтанные переходы на нижние уровни, то подуровни будут населены пропорционально статистическим весам. Уравнение стационарности  $i$ -го уровня (кроме  $i = 1$ ) будет иметь вид

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n^+ C_{ci}(T_e). \quad (3)$$

Для интенсивности линий вместо (2) имеем

$$I_{i2} = h\nu_{i2} n_i A_{i2}. \quad (4)$$

Здесь  $n_i$  означает населенность  $i$ -го уровня,  $A_{ki}$  — вероятность перехода и  $C_{ci}(T_e)$  — коэффициент рекомбинации на  $i$ -й уровень.

Система (3) была решена Силье [6] для 20 уровней. Мензел и Бекер [7] решили ее для бесконечного числа уровней. Однако, как оказалось позднее, их решение содержит небольшую ошибку. Точное решение системы (3) дал Ситон [8].

Пенджелли и Ситон [9] исследовали условия, при которых населенность подуровней будет пропорциональна их статистическому весу. Оказалось, что такая населенность будет осуществляться для всех уровней при  $n_e > 10^9$ , а при  $n_e \approx 10^4$  она будет осуществляться лишь для уровней, расположенных выше пятнадцатого. После переходов типа  $l \rightarrow l \pm 1$  следующими по эффективности являются переходы под действием электронного удара между соседними уровнями. Их влияние будет тем больше, чем больше электронная плотность среды и чем выше расположен рассматриваемый уровень. Ситон [10] показал, что при  $n_e > 10^4$  населенность уровней  $i > 40$  заметно повышается при учете переходов типа  $i \rightarrow i \pm 1$  под действием электронных ударов, приближаясь к бальмеровской.



С. А. Каплан и С. Б. Пикельнер [14] дали формулу для определения номера уровня, начиная с которого населенность уровней является бальмановской:

$$i \approx \frac{140}{\sqrt[8]{n_e}}. \quad (5)$$

Предельным случаем влияния электронных ударов на населенность уровней является модель [12—14], в которой предполагается, что под действием электронных ударов происходят ионизация и возбуждение атомов с первого уровня, а затем происходят рекомбинации и спонтанные переходы вниз. Остальные процессы не рассматриваются. В этом случае уравнение стационарности  $i$ -го уровня ( $i \neq 1$ ) будет иметь вид:

$$n_i \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} + n_e n_1 q_{1i}(T_e) + n_e n^+ C_{ci}(T_e), \quad (6)$$

где  $q_{1i}(T_e)$  — вероятность перехода с первого уровня на  $i$ -й под действием электронного удара. Наиболее полное решение системы (6) было получено Паркером [14]. Он решил систему для первых 20 уровней, а затем ввел поправки, чтобы получить решение, соответствующее бесконечному числу уровней. Найденный Паркером декремент оказался заметно круче, чем радиативный. Отношение  $I_{H\alpha}/I_{H\beta} = 6,2$ , в то время как при рассмотрении только радиативных процессов оно близко к 2,5.

До сих пор мы рассматривали населенность уровней, определенную радиативными переходами и электронными ударами в оптически тонкой среде. Теперь рассмотрим влияние самопоглощения.

Наиболее простой учет самопоглощения средой сделан Мензелом и Бекером [7] в такой модели. Они рассмотрели два случая:  $A$  — среда прозрачна для излучения во всех линиях;  $B$  — среда прозрачна для излучения в линиях всех серий, кроме лаймановской, в линиях которой она полностью непрозрачна. Уравнения (1), (3) и (6) написаны для случая  $A$ . Они будут справедливы и для случая  $B$ , если суммирование в левой части начать с  $k = 2$ . Уравнения (1), (3) и (6) решались неоднократно для случаев  $A$  и  $B$ . Оказалось, что декремент в случае  $A$  несколько более пологий, чем в случае  $B$  [5, 8, 14].

Гораздо более сложен случай, когда среда полностью непрозрачна в линиях лаймановской серии, частично непрозрачна в линиях бальмеровской серии и полностью прозрачна в линиях остальных серий. Здесь приходится решать систему уравнений переноса энергии излучения в частотах каждой линии бальмеровской серии и задача становится весьма трудной с математической точки зрения. Такая задача была решена В. В. Соболевым [15] для атома, имеющего восемь энергетических уровней без учета азимутального расщепления. Результаты были применены для объяснения бальмеровского декремента солнечных протуберанцев. Каприотти [16] решил подобную задачу для атома, имеющего 20 энергетических уровней с учетом азимутального расщепления уровней. Задача, в которой учитывалась бы частичная непрозрачность среды в линиях более высоких, чем бальмеровская серия, пока еще не решалась.

До сих пор речь шла о неподвижной среде или о среде, движущейся как целое с одинаковой скоростью. Если среда непрозрачна для излучения в линиях, то существование градиента скорости приведет к тому, что часть квантов будет уходить из среды и тем самым градиент скорости будет оказывать влияние на поле излучения в среде. Метод решения этой задачи был предложен В. В. Соболевым [17]. Он основывается на введении некоторого параметра, характеризующего вероятность выхода кванта из среды без поглощения. Расчеты, выполненные этим методом [17, 18],



показали, что теоретический декремент менее крутой по сравнению с наблюдаемым в туманностях и согласуется качественно с декрементом, наблюдаемым в спектрах нестационарных звезд.

Таким образом, из обзора работ, посвященных расчетам бальмеровского декремента, видно, что для нестационарных звезд лучше всего подходят декременты, рассчитанные методом В. В. Соболева [17]. Для анализа эмиссионных спектров этих звезд необходимо иметь бальмеровские декременты, рассчитанные для различных значений температур звезды, температур и размеров среды и различных характеристик поля скоростей в среде. Это и составляет основную цель этой работы.

## 1. СОСТАВЛЕНИЕ УРАВНЕНИЙ

На атом водорода, находящийся в оболочке звезды, действуют три источника энергии: излучение звезды, диффузное излучение среды и кинетическая энергия свободных электронов. Под их воздействием происходят переходы между уровнями, ионизации и рекомбинации, и баланс этих переходов определяет в конечном счете населенность уровней. Относительная роль переходов под действием различных источников энергии меняется в зависимости от условий в среде. Поскольку решать задачу в общем виде довольно сложно, то мы рассмотрим, какими переходами можно пренебречь в первом приближении.

Сперва рассмотрим переходы между дискретными состояниями нейтрального водорода. Пока среда прозрачна для излучения в линиях, такие переходы под действием любого источника не будут иметь существенного значения. Когда среда станет непрозрачной, то резко возрастет число переходов под действием диффузного излучения, и переходы под действием излучения звезды опять не будут иметь решающего значения. Поэтому мы не будем учитывать переходы между дискретными состояниями под действием излучения звезды во всех случаях. Будем предполагать, что эмиссионные линии возникают в той части среды, где водород ионизирован. Диффузное излучение среды в непрерывном спектре будет играть заметную роль лишь в сравнительно небольшом переходном слое между зонами нейтрального и ионизированного водорода. Поскольку мы наблюдаем излучение от всего объекта, то можно пренебречь излучением переходной зоны и не рассматривать ионизацию под действием диффузного излучения среды.

Здесь мы не будем рассматривать переходы под действием электронных ударов. Они будут учтены в следующей работе. Таким образом, мы рассмотрим ионизацию под действием излучения звезды со всех уровней, переходы между дискретными состояниями под действием диффузного излучения среды и спонтанные переходы.

Предположим, что свойства среды меняются достаточно медленно со временем, чтобы считать справедливыми уравнения стационарности.

Поскольку оболочки звезд обычно имеют довольно высокую электронную плотность ( $n_e \approx 10^8 - 10^{11}$ ), то мы будем считать, что населенность подуровней пропорциональна их статистическому весу, и при составлении уравнений стационарности не будем учитывать азимутальное расщепление.

Тогда уравнение стационарности  $i$ -го уровня имеет вид

$$\begin{aligned} n_i \left[ \sum_{k=1}^{i-1} (A_{ik} + B_{ik}\rho_{ik}^d) + \sum_{k=i+1}^{\infty} B_{ik}\rho_{ik}^d + B_{ic}\rho_{ic}^{ab}w \right] = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k (A_{ki} + B_{ki}\rho_{ki}^d) + \sum_{k=1}^{i-1} n_k B_{ki}\rho_{ki}^d + n_e n^+ (C_{ci} + B_{ci}\rho_{ci}^{ab}w), \end{aligned} \quad (7)$$

где  $n_i$ ,  $n_e$  и  $n^+$  — число атомов на  $i$ -м уровне, число свободных электронов и число протонов в  $1 \text{ см}^3$  соответственно;  $\rho_{ik}^d$  — плотность диффузного из-



лучения, соответствующего переходу  $i \rightarrow k$ ;  $\rho_{ic}^{3B}$  — плотность излучения на поверхности звезды;  $w$  — коэффициент дилуции;  $A_{ik}$ ,  $B_{ik}$  и  $B_{ki}$  — вероятности спонтанного и вынужденных переходов между уровнями. Для водорода имеем

$$A_{ik} = \frac{2^{10}\pi^5 e^{10} m}{3 \sqrt{3} c^3 h^6} \frac{g_{ik}}{k i^3 (i^2 - k^2)}, \quad B_{ik} = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} A_{ik}, \quad B_{ki} = \frac{i^2}{k^2} B_{ik}, \quad (8)$$

где  $g_{ik}$  — множитель Гаунта.

Член, соответствующий ионизациям, можно записать в виде

$$B_{ic}\rho_{ic}^{3B}w = w \int_{\nu_i}^{\infty} k_{iv} \frac{c\rho_v^{3B}}{h\nu} d\nu, \quad (9)$$

где  $\nu_i$  — частота ионизации с  $i$ -го уровня, а  $k_{iv}$  — коэффициент поглощения:

$$k_{iv} = \frac{2^6 \pi^4 e^{10} m}{3 \sqrt{3} c h^6} \frac{g_i}{i^5 \nu^3}, \quad (10)$$

где  $g_i$  — множитель Гаунта для связанно-свободных переходов.

Член, соответствующий вынужденным рекомбинациям, можно записать в виде

$$B_{ci}\rho_{ic}^{3B}w = w \int_{\nu_i}^{\infty} k_{iv} \frac{c\rho_v^{3B}}{h\nu} e^{-\frac{h\nu}{kT_{3B}}} d\nu. \quad (11)$$

Коэффициент рекомбинации равен

$$C_{ci} = \frac{2^9 \pi^5 e^{10}}{m^2 c^3 h^3} \left( \frac{m}{6\pi k T_e} \right)^{3/2} \frac{g_i}{i^3} e^{\frac{\chi_i}{kT_e}} E_i \left( \frac{\chi_i}{kT_e} \right), \quad (12)$$

где  $\chi_i$  — энергия связи  $i$ -го уровня и

$$E_i \left( \frac{\chi_i}{kT_e} \right) = E_i(x) = \int_x^{\infty} e^{-x} \frac{dx}{x}.$$

Будем считать, что излучение звезды можно представить формулой Планка:

$$\rho_v^{3B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_{3B}}} - 1}. \quad (13)$$

Для решения системы (7), вообще говоря, необходимо знать плотность диффузного излучения  $\rho_{ik}^d$ . Эта величина в конечном счете также определяется населенностью уровней, и поэтому решение системы уравнений (7) сильно затрудняется. Здесь мы можем несколько упростить задачу, воспользовавшись приемом, предложенным В. В. Соболевым [17]. Если мы предположим, что кванты, возникающие при переходе  $i \rightarrow k$ , частично выходят из среды, то можно написать

$$n_i(A_{ik} + \rho_{ik}^d B_{ik}) - n_k B_{ki} \rho_{ik}^d = n_i A_{ik} \beta_{ik}. \quad (14)$$

Здесь величина  $\beta_{ik}$  означает долю квантов, выходящих из среды. Ее можно рассматривать как вероятность выхода кванта из среды без поглощения. Очевидно, что с ростом оптической толщи величина  $\beta_{ik}$  падает и плотность



диффузного излучения растет. Неизвестная плотность диффузного излучения  $\rho_{ik}^d$  легко находится, если известны  $n_i$ ,  $n_k$  и  $\beta_{ik}$ .

С учетом (14) система (7) примет вид

$$n_i \left[ \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} \beta_{ik} + B_{ic} \rho_{ic}^{3B} w \right] = \sum_{k=i+1}^{\infty} n_k A_{ki} \beta_{ki} + n_e n^+ (C_{ci} + B_{ci} \rho_{ic}^{3B} w). \quad (15)$$

Вместо неизвестных величин  $n_i/n_e n^+$  удобнее ввести величины  $b_i$ , характеризующие отклонение населенности  $i$ -го уровня от ее значения при термодинамическом равновесии с температурой  $T_e$ :

$$\frac{n_i}{n_e n^+} = b_i \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{\frac{h\nu_i}{kT_e}}. \quad (16)$$

С учетом (8) — (13) и (16) можно (15) преобразовать к виду

$$\begin{aligned} b_i \left[ \sum_{k=1}^{i-1} \frac{2i^2 g_{ik}}{k(i^2 - k^2)} \beta_{ik} + w I(x_i^{3B}) \right] = \\ = \sum_{k=i+1}^{\infty} b_k \frac{2i^2 g_{ik}}{k(k^2 - i^2)} \beta_{ki} e^{x_k - x_i} + \bar{g}_i E_i(x_i) + w R(x_i^{3B}), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$I(x_i^{3B}) = \int_{x_i^{3B}}^{\infty} \frac{dx}{x(e^x - 1)}; \quad R(x_i^{3B}) = \int_{x_i^{3B}}^{\infty} \frac{e^{-x} dx}{x(e^x - 1)}; \quad (18)$$

$x_i^{3B} = \frac{\chi_i}{kT_{3B}}$ ,  $T_{3B}$  — температура излучения звезды,  $x_i = \frac{\chi_i}{kT_e}$ ,  $T_e$  — электронная температура среды.

Уравнение (17) впервые было получено В. В. Соболевым [17]. Это уравнение позволяет в принципе найти величины  $b_i$  для любых условий, если известны величины  $\beta_{ik}$ . К сожалению, в общем случае определение величин  $\beta_{ik}$  встречает очень большие математические трудности. Однако для случая, когда вероятность выхода кванта определяется градиентом скорости, в [17] показано, что для величины  $\beta_{ik}$  можно получить сравнительно простое выражение

$$\beta_{ik} = \beta_{ik}^0 \left( 1 - e^{-\frac{1}{\beta_{ik}^0}} \right), \quad (19)$$

где

$$\beta_{ik}^0 = \frac{1}{2u\alpha_{ik}} \left| \frac{\partial v_s}{\partial s} \right|. \quad (20)$$

Величина  $\alpha_{ik}$  представляет собой средний коэффициент поглощения в спектральной линии,  $v_s$  — проекция скорости на произвольное направление  $s$  и  $u$  — тепловая скорость. На основании (20) можно получить формулу, связывающую между собой величины  $\beta_{ik}^0$ ,

$$\beta_{ik}^0 = \beta_{21}^0 \frac{B_{12}}{B_{ik}} \frac{b_1 e^{x_1} - b_2 e^{x_2}}{b_i e^{x_i} - b_k e^{x_k}} = \beta_{21}^0 \frac{0,2832}{g_{ik}} \frac{(k^2 - i^2)^4}{i^5 k^5} \frac{b_1 e^{x_1} - b_2 e^{x_2}}{b_i e^{x_i} - b_k e^{x_k}}. \quad (21)$$

Системы уравнений (17) и (21) дают возможность определить величины  $b_i$  и  $\beta_{ik}$ . Эти уравнения включают в себя четыре параметра: величину  $\beta_{21}^0$ , коэффициент дилуции  $w$ , температуру излучения звезды  $T_{3B}$  и электронную температуру среды  $T_e$ .



## II. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ

Прежде чем приступить к решению системы (17), необходимо найти все атомные постоянные. Множители Гаунта  $g_{ik}$  и величины  $\bar{g}_i E_i(x_i)$  были взяты из [7]. Ситон [8] нашел, что вероятности переходов, вычисленные с использованием этих значений гаунтовских множителей, практически совпадают с вычислениями вероятностей переходов более строгим методом [19]. Для вычисления величин  $I(x_i^{30})$  и  $R(x_i^{30})$  были использованы разложения, приведенные в [18].

Система уравнений (17) является нелинейной относительно  $b_i$ , и для ее решения был использован метод последовательных приближений. В качестве первого приближения использовались  $b_i = 1$  для  $i \geq 2$  и  $b_1 = w^{-1}$ . Из-за возможностей электронно-вычислительной машины «Минск-1», на которой производились все вычисления, мы ограничились первыми тридцатью уровнями. Влияние более высоких уровней было учтено следующим образом. Поскольку  $g_{ik} \rightarrow 1$ ,  $b_k \rightarrow 1$ ,  $\beta_{ik} \rightarrow 1$  и  $x_k \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow \infty$ , то можно предположить, что

$$g_{ik} b_k e^{x_k} \beta_{ik} = 1 \text{ при } k > 30, \quad (22)$$

и тогда в правой части уравнения (17) сумму можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sum_{k=i+1}^{\infty} b_k \frac{2ig_{ik}}{k(k^2-i^2)} \beta_{ik} e^{x_k-x_i} &= \sum_{k=i+1}^{30} b_k \frac{2ig_{ik}}{k(k^2-i^2)} e^{x_k-x_i} \beta_{ik} + \sum_{k=31}^{\infty} \frac{2i^2 g_{ik} b_k \beta_{ik}}{k(k^2-i^2)} e^{x_k-x_i} = \\ &= \sum_{k=i+1}^{30} b_k \frac{2i^2 g_{ik}}{k(k^2-i^2)} \beta_{ik} e^{x_k-x_i} + e^{-x_i} \int_{31}^{\infty} \frac{2i^2 g_{ik} b_k \beta_{ik} e^{x_k}}{k(k^2-i^2)} dk = \\ &= \sum_{k=i+1}^{30} b_k \frac{2i^2 g_{ik}}{k(k^2-i^2)} \beta_{ik} e^{x_k-x_i} - e^{-x_i} \ln \left[ 1 - \left( \frac{i}{31} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (23)$$

Чтобы судить о точности используемой процедуры, для некоторых значений параметров были вычислены величины  $b_i$  с учетом и без учета влияния уровней  $i > 30$ . Эти и все последующие вычисления были выполнены на электронно-вычислительной машине «Минск-1» Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Результаты собраны в табл. I. Из рассмотрения этой таблицы следует, что для случая A величины  $b_i$ , вычисленные без учета влияния уровней  $i > 30$ , меньше величин  $b_i$ , полученных точным решением [8]. Это различие возрастает с ростом номера уровня и становится весьма заметным при  $i > 20$ . Величины  $b_i$ , вычисленные в предположении, что  $b_i = 1$  при  $i > 30$ , несколько превышают их точные значения, но это различие существенно меньше, чем в предыдущем случае. Такой же характер различий величин  $b_i$  сохраняется и при  $\beta_{21}^0 = 10^{-2}$ ,  $10^{-4}$ . Поэтому все вычисления проводились при предположении, что  $b_i = 1$  для всех  $i > 30$ . Учет влияния уровней, расположенных выше тридцатого, производился по формуле (22).

## III. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Решение системы (17) было выполнено для значений параметров  $T_e$ ,  $T_{эв}$  и  $w$ , приведенных в табл. II. Значения параметра  $\beta_{21}^0$  при этом были взяты в пределах  $1-10^{-7}$ . Кроме того, для всех трех значений электронной температуры были произведены вычисления величин  $b_i$  для случая A (все  $\beta_{ik} \equiv 1$  и  $w = 0$ ).

Результаты вычислений собраны в табл. III.1—III.14. В этих таблицах в первом столбце каждой пары даны для заданной величины  $\beta_{21}^0$  значения величин  $b_i$ , а во втором —  $\beta_{i2}$ .



Таблица I

| i  | $T_e = 20\ 000^\circ$ |       |       | $T_e = T_{3B} = 20\ 000^\circ, w = 10^{-4}$ |       |                          |       |
|----|-----------------------|-------|-------|---------------------------------------------|-------|--------------------------|-------|
|    | Случай А              |       |       | $\beta_{21}^0 = 10^{-2}$                    |       | $\beta_{21}^0 = 10^{-4}$ |       |
|    | i = 30                | [8]   | i = ∞ | i = 30                                      | i = ∞ | i = 30                   | i = ∞ |
| 1  |                       | —     |       | 19,5                                        | 19,8  | 10,5                     | 10,6  |
| 2  | 0,048                 | 0,044 | 0,048 | 4,9                                         | 5,0   | 11,3                     | 11,5  |
| 3  | 0,144                 | 0,139 | 0,148 | 0,76                                        | 0,78  | 8,0                      | 8,2   |
| 4  | 0,229                 | 0,223 | 0,235 | 0,46                                        | 0,47  | 5,9                      | 6,0   |
| 5  | 0,292                 | 0,287 | 0,302 | 0,44                                        | 0,45  | 4,5                      | 4,6   |
| 6  | 0,34                  | 0,34  | 0,35  | 0,44                                        | 0,46  | 3,6                      | 3,7   |
| 7  | 0,38                  | 0,38  | 0,39  | 0,46                                        | 0,48  | 3,0                      | 3,1   |
| 8  | 0,41                  | 0,41  | 0,42  | 0,47                                        | 0,51  | 2,56                     | 2,64  |
| 9  | 0,43                  | 0,44  | 0,45  | 0,50                                        | 0,54  | 2,22                     | 2,29  |
| 10 | 0,45                  | 0,46  | 0,47  | 0,54                                        | 0,57  | 1,97                     | 2,04  |
| 11 | 0,46                  | 0,48  | 0,49  | 0,57                                        | 0,59  | 1,77                     | 1,84  |
| 12 | 0,48                  | 0,49  | 0,51  | 0,59                                        | 0,61  | 1,62                     | 1,69  |
| 13 | 0,49                  | 0,50  | 0,53  | 0,61                                        | 0,64  | 1,51                     | 1,58  |
| 14 | 0,49                  | 0,52  | 0,54  | 0,63                                        | 0,66  | 1,42                     | 1,49  |
| 15 | 0,50                  | 0,53  | 0,55  | 0,65                                        | 0,68  | 1,35                     | 1,42  |
| 16 | 0,51                  |       | 0,57  | 0,67                                        | 0,70  | 1,30                     | 1,36  |
| 17 | 0,51                  |       | 0,58  | 0,68                                        | 0,71  | 1,25                     | 1,32  |
| 18 | 0,52                  |       | 0,59  | 0,69                                        | 0,73  | 1,21                     | 1,28  |
| 19 | 0,52                  |       | 0,60  | 0,70                                        | 0,74  | 1,18                     | 1,25  |
| 20 | 0,52                  | 0,57  | 0,61  | 0,71                                        | 0,76  | 1,15                     | 1,23  |
| 21 | 0,52                  |       | 0,61  | 0,72                                        | 0,77  | 1,13                     | 1,21  |
| 22 | 0,52                  |       | 0,62  | 0,73                                        | 0,79  | 1,11                     | 1,19  |
| 23 | 0,52                  |       | 0,63  | 0,74                                        | 0,81  | 1,10                     | 1,18  |
| 24 | 0,52                  |       | 0,64  | 0,75                                        | 0,83  | 1,08                     | 1,17  |
| 25 | 0,51                  | 0,60  | 0,65  | 0,77                                        | 0,85  | 1,07                     | 1,16  |
| 26 | 0,51                  |       | 0,66  | 0,78                                        | 0,87  | 1,06                     | 1,16  |
| 27 | 0,50                  |       | 0,67  | 0,79                                        | 0,89  | 1,05                     | 1,16  |
| 28 | 0,49                  |       | 0,68  | 0,81                                        | 0,91  | 1,04                     | 1,17  |
| 29 | 0,47                  |       | 0,69  | 0,82                                        | 0,94  | 1,04                     | 1,18  |
| 30 | 0,44                  | 0,62  | 0,70  | 0,83                                        | 0,98  | 1,03                     | 1,20  |

Как уже отмечалось, найденные величины  $b_i$  зависят от четырех параметров:  $\beta_{21}^0$ ,  $w$ ,  $T_e$  и  $T_{3B}$ . Представляет интерес рассмотреть отдельно влияние каждого параметра.

Таблица II

| $T_e$   | $T_{3B}$ | $w$                | $T_e$   | $T_{3B}$ | $w$                                          |
|---------|----------|--------------------|---------|----------|----------------------------------------------|
| 10 000° | 10 000°  | $10^{-1}$          | 20 000° | 20 000°  | $10^{-1}, 10^{-2}$                           |
|         | 20 000   | $10^{-1}, 10^{-2}$ |         | 40 000   | $10^{-1}, 10^{-2}$                           |
|         | 40 000   | $10^{-6}$          |         | 80 000   | $10^{-8}$                                    |
|         | 80 000   | $10^{-8}$          |         | 40 000   | $10^{-1}, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-3}, 10^{-6}$ |



Таблица III.1

 $T_{\text{эв}} = 20\,000^\circ$ ,  $T_e = 10\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$ 

| $i$ | $\frac{0}{\rho_{21}}$ |                    |                  |                  |                  |                  |
|-----|-----------------------|--------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
|     | 5·10 <sup>-3</sup>    | 5·10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-5</sup> | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-7</sup> |
| 1   | 23,5                  | 19,8               | 14,4             | 10,6             | 10,0             | 10,0             |
| 2   | 1,21                  | 9,6                | 21,9             | 26,5             | 48,5             | 42,3             |
| 3   | 0,109                 | 0,139              | 0,51             | 5,7              | 11,37            | 11,0             |
| 4   | 0,184                 | 0,215              | 0,280            | 1,75             | 6,57             | 8,5              |
| 5   | 0,240                 | 0,280              | 0,31             | 0,81             | 4,13             | 6,6              |
| 6   | 0,280                 | 0,34               | 0,36             | 0,58             | 2,79             | 5,3              |
| 7   | 0,32                  | 0,39               | 0,41             | 0,54             | 2,02             | 4,4              |
| 8   | 0,35                  | 0,43               | 0,45             | 0,54             | 1,57             | 3,8              |
| 9   | 0,38                  | 0,46               | 0,49             | 0,55             | 1,30             | 3,26             |
| 10  | 0,40                  | 0,49               | 0,52             | 0,56             | 1,14             | 2,86             |
| 11  | 0,43                  | 0,51               | 0,54             | 0,57             | 1,05             | 2,54             |
| 12  | 0,45                  | 0,53               | 0,57             | 0,58             | 0,99             | 2,29             |
| 13  | 0,48                  | 0,54               | 0,59             | 0,60             | 0,95             | 2,08             |
| 14  | 0,50                  | 0,55               | 0,61             | 0,62             | 0,93             | 1,91             |
| 15  | 0,52                  | 0,56               | 0,62             | 0,64             | 0,92             | 1,78             |
| 16  | 0,53                  | 0,58               | 0,64             | 0,66             | 0,91             | 1,67             |
| 17  | 0,55                  | 0,59               | 0,65             | 0,68             | 0,90             | 1,59             |
| 18  | 0,56                  | 0,60               | 0,67             | 0,70             | 0,89             | 1,52             |
| 19  | 0,58                  | 0,62               | 0,68             | 0,72             | 0,88             | 1,47             |
| 20  | 0,60                  | 0,63               | 0,69             | 0,74             | 0,88             | 1,42             |
| 21  | 0,62                  | 0,64               | 0,70             | 0,75             | 0,88             | 1,39             |
| 22  | 0,63                  | 0,65               | 0,70             | 0,77             | 0,88             | 1,37             |
| 23  | 0,64                  | 0,66               | 0,70             | 0,79             | 0,88             | 1,35             |
| 24  | 0,66                  | 0,67               | 0,71             | 0,81             | 0,89             | 1,33             |
| 25  | 0,67                  | 0,68               | 0,71             | 0,83             | 0,90             | 1,33             |
| 26  | 0,68                  | 0,69               | 0,72             | 0,86             | 0,91             | 1,32             |
| 27  | 0,69                  | 0,71               | 0,76             | 0,89             | 0,94             | 1,33             |
| 28  | 0,70                  | 0,73               | 0,79             | 0,93             | 0,98             | 1,34             |
| 29  | 0,72                  | 0,77               | 0,83             | 0,97             | 1,04             | 1,36             |
| 30  | 0,77                  | 0,83               | 0,89             | 1,04             | 1,11             | 1,41             |



Таблица III.2

$$T_e = 10\,000^\circ, T_{\text{эв}} = 20\,000^\circ, w = 10^{-1}$$

|    | $\beta_{21}^0$ |                     |             |                   |                           |
|----|----------------|---------------------|-------------|-------------------|---------------------------|
|    | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$   | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$                 |
| 1  | 3,81           | 2,39                | 1,44        | 0,91              | 0,26                      |
| 2  | 1,56           | 2,90                | 2,91        | 2,45              | 1,35                      |
| 3  | 0,41 0,280     | 1,65 0,027          | 2,44 0,0074 | 2,47 0,0029       | 2,27 4,6·10 <sup>-4</sup> |
| 4  | 0,31 0,79      | 1,05 0,170          | 1,87 0,046  | 2,30 0,0180       | 2,65 2,7·10 <sup>-3</sup> |
| 5  | 0,270 0,92     | 0,78 0,43           | 1,53 0,129  | 2,07 0,051        | 2,69 7,1·10 <sup>-3</sup> |
| 6  | 0,30 0,96      | 0,67 0,65           | 1,27 0,260  | 1,83 0,104        | 2,60 0,0142               |
| 7  | 0,34 0,98      | 0,62 0,78           | 1,11 0,42   | 1,62 0,182        | 2,42 0,0241               |
| 8  | 0,38 0,99      | 0,60 0,85           | 1,01 0,56   | 1,45 0,281        | 2,36 0,037                |
| 9  | 0,42 1,00      | 0,59 0,90           | 0,94 0,67   | 1,32 0,39         | 2,12 0,055                |
| 10 | 0,46 1,00      | 0,58 0,93           | 0,89 0,75   | 1,22 0,49         | 2,00 0,076                |
| 11 | 0,49 1,00      | 0,58 0,95           | 0,87 0,80   | 1,16 0,58         | 1,89 0,102                |
| 12 | 0,53 1,00      | 0,58 0,96           | 0,85 0,85   | 1,10 0,66         | 1,79 0,132                |
| 13 | 0,55 1,00      | 0,59 0,97           | 0,85 0,88   | 1,07 0,72         | 1,70 0,168                |
| 14 | 0,58 1,00      | 0,61 0,97           | 0,84 0,90   | 1,04 0,77         | 1,62 0,210                |
| 15 | 0,61 1,00      | 0,63 0,98           | 0,84 0,92   | 1,02 0,80         | 1,55 0,250                |
| 16 | 0,64 1,00      | 0,66 0,98           | 0,83 0,93   | 1,01 0,84         | 1,49 0,30                 |
| 17 | 0,66 1,00      | 0,69 0,98           | 0,83 0,94   | 1,00 0,86         | 1,45 0,35                 |
| 18 | 0,68 1,00      | 0,72 0,99           | 0,83 0,95   | 0,99 0,88         | 1,40 0,40                 |
| 19 | 0,71 1,00      | 0,75 0,99           | 0,84 0,96   | 0,99 0,90         | 1,36 0,45                 |
| 20 | 0,73 1,00      | 0,77 0,99           | 0,84 0,97   | 0,99 0,91         | 1,33 0,49                 |
| 21 | 0,75 1,00      | 0,79 0,99           | 0,85 0,97   | 0,99 0,92         | 1,31 0,54                 |
| 22 | 0,77 1,00      | 0,82 0,99           | 0,85 0,97   | 0,99 0,93         | 1,28 0,58                 |
| 23 | 0,79 1,00      | 0,84 1,00           | 0,86 0,98   | 1,00 0,94         | 1,27 0,62                 |
| 24 | 0,81 1,00      | 0,86 1,00           | 0,87 0,98   | 1,00 0,95         | 1,25 0,65                 |
| 25 | 0,83 1,00      | 0,88 1,00           | 0,89 0,98   | 1,01 0,95         | 1,24 0,68                 |
| 26 | 0,86 1,00      | 0,90 1,00           | 0,91 0,99   | 1,02 0,96         | 1,23 0,71                 |
| 27 | 0,88 1,00      | 0,92 1,00           | 0,93 0,99   | 1,03 0,96         | 1,23 0,73                 |
| 28 | 0,90 1,00      | 0,94 1,00           | 0,96 0,99   | 1,04 0,97         | 1,24 0,76                 |
| 29 | 0,93 1,00      | 0,97 1,00           | 0,99 0,99   | 1,06 0,97         | 1,25 0,78                 |
| 30 | 0,97 1,00      | 1,01 1,00           | 1,03 0,99   | 1,09 0,97         | 1,28 0,80                 |

Таблица III.3

$$T_e = 10\,000^\circ, T_{\text{эв}} = 20\,000^\circ, w = 10^{-2}$$

| i  | $\beta_{21}^0$ |                     |            |                   |                            |                           |
|----|----------------|---------------------|------------|-------------------|----------------------------|---------------------------|
|    | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$  | $5 \cdot 10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$        | $10^{-4}$                 |
| 1  | 39,5           | 36,6                | 31,7       | 25,9              | 19,2                       | 11,1                      |
| 2  | 1,94           | 7,7                 | 15,6       | 22,4              | 26,6                       | 25,4                      |
| 3  | 0,17 0,81      | 1,01 0,135          | 4,0 0,024  | 8,8 0,0072        | 14,8 2,34·10 <sup>-3</sup> | 19,9 6,3·10 <sup>-4</sup> |
| 4  | 0,19 0,97      | 0,44 0,62           | 1,57 0,162 | 4,2 0,048         | 8,8 0,0151                 | 15,6 3,9·10 <sup>-3</sup> |
| 5  | 0,23 0,99      | 0,34 0,84           | 0,89 0,42  | 2,5 0,139         | 5,9 0,044                  | 12,4 0,0112               |
| 6  | 0,26 1,00      | 0,35 0,92           | 0,68 0,64  | 1,65 0,284        | 4,2 0,092                  | 10,0 0,023                |
| 7  | 0,29 1,00      | 0,36 0,96           | 0,61 0,77  | 1,24 0,45         | 3,2 0,163                  | 8,2 0,041                 |
| 8  | 0,32 1,00      | 0,37 0,97           | 0,56 0,85  | 1,03 0,59         | 2,44 0,257                 | 6,8 0,066                 |
| 9  | 0,34 1,00      | 0,39 0,98           | 0,54 0,90  | 0,91 0,69         | 2,00 0,36                  | 5,7 0,098                 |
| 10 | 0,37 1,00      | 0,40 0,99           | 0,53 0,93  | 0,84 0,77         | 1,70 0,47                  | 4,8 0,138                 |
| 11 | 0,39 1,00      | 0,42 0,99           | 0,52 0,94  | 0,79 0,82         | 1,50 0,56                  | 4,1 0,187                 |
| 12 | 0,41 1,00      | 0,43 1,00           | 0,52 0,96  | 0,76 0,86         | 1,36 0,64                  | 3,6 0,245                 |
| 13 | 0,43 1,00      | 0,44 1,00           | 0,51 0,97  | 0,74 0,89         | 1,26 0,70                  | 3,1 0,31                  |
| 14 | 0,45 1,00      | 0,46 1,00           | 0,51 0,97  | 0,72 0,91         | 1,18 0,75                  | 2,8 0,37                  |
| 15 | 0,47 1,00      | 0,47 1,00           | 0,51 0,98  | 0,70 0,93         | 1,13 0,79                  | 2,54 0,43                 |



Таблица III.3 (окончание)

| i  | $\rho_{21}^0$ |                     |           |                   |                     |           |
|----|---------------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|
|    | $10^{-2}$     | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 16 | 0,48 1,00     | 0,49 1,00           | 0,52 0,98 | 0,69 0,94         | 1,09 0,82           | 2,34 0,49 |
| 17 | 0,50 1,00     | 0,51 1,00           | 0,53 0,99 | 0,69 0,95         | 1,05 0,85           | 2,17 0,55 |
| 18 | 0,51 1,00     | 0,52 1,00           | 0,54 0,99 | 0,68 0,96         | 1,02 0,87           | 2,04 0,60 |
| 19 | 0,52 1,00     | 0,54 1,00           | 0,56 0,99 | 0,67 0,96         | 1,00 0,89           | 1,93 0,64 |
| 20 | 0,54 1,00     | 0,56 1,00           | 0,59 1,00 | 0,67 0,97         | 1,00 0,91           | 1,85 0,68 |
| 21 | 0,55 1,00     | 0,58 1,00           | 0,62 1,00 | 0,67 0,97         | 0,99 0,92           | 1,78 0,72 |
| 22 | 0,56 1,00     | 0,61 1,00           | 0,64 1,00 | 0,67 0,98         | 0,99 0,93           | 1,72 0,75 |
| 23 | 0,58 1,00     | 0,63 1,00           | 0,67 1,00 | 0,68 0,98         | 0,99 0,94           | 1,68 0,78 |
| 24 | 0,61 1,00     | 0,66 1,00           | 0,70 1,00 | 0,71 0,98         | 0,99 0,94           | 1,65 0,80 |
| 25 | 0,63 1,00     | 0,69 1,00           | 0,73 1,00 | 0,74 0,99         | 1,00 0,95           | 1,63 0,82 |
| 26 | 0,67 1,00     | 0,73 1,00           | 0,77 1,00 | 0,78 0,99         | 1,01 0,96           | 1,62 0,84 |
| 27 | 0,71 1,00     | 0,77 1,00           | 0,81 1,00 | 0,83 0,99         | 1,02 0,96           | 1,63 0,85 |
| 28 | 0,75 1,00     | 0,82 1,00           | 0,86 1,00 | 0,87 0,99         | 1,05 0,97           | 1,65 0,87 |
| 29 | 0,81 1,00     | 0,88 1,00           | 0,92 1,00 | 0,95 0,99         | 1,08 0,97           | 1,70 0,88 |
| 30 | 0,91 1,00     | 1,01 1,00           | 1,02 1,00 | 1,05 1,00         | 1,15 0,95           | 1,82 0,89 |

Таблица III.4

$$T_e = 10\,000^\circ, T_{\text{вв}} = 40\,000^\circ, w = 10^{-6}$$

| i  | $\rho_{21}^0$  |                |                          |                          |                           |
|----|----------------|----------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
|    | $10^{-2}$      | $10^{-4}$      | $2,5 \cdot 10^{-5}$      | $10^{-5}$                | $10^{-6}$                 |
| 1  | $2 \cdot 10^6$ | $2 \cdot 10^6$ | $1,5 \cdot 10^6$         | $1,2 \cdot 10^6$         | $1,1 \cdot 10^6$          |
| 2  | 4,2            | 5,57           | 1870                     | 4800                     | $2 \cdot 10^5$            |
| 3  | 0,175 1,00     | 14,1 0,0183    | 131 $1,24 \cdot 10^{-3}$ | 650 $2,27 \cdot 10^{-4}$ | 9000 $4,1 \cdot 10^{-5}$  |
| 4  | 0,205 1,00     | 1,85 0,131     | 33,7 $8,7 \cdot 10^{-3}$ | 190 $1,54 \cdot 10^{-3}$ | 4700 $2,66 \cdot 10^{-4}$ |
| 5  | 0,236 1,00     | 0,70 0,36      | 12,4 0,026               | 82 $4,6 \cdot 10^{-3}$   | 3000 $7,7 \cdot 10^{-4}$  |
| 6  | 0,264 1,00     | 0,54 0,58      | 6,1 0,055                | 44 $9,7 \cdot 10^{-3}$   | 2140 $1,62 \cdot 10^{-3}$ |
| 7  | 0,290 1,00     | 0,49 0,73      | 3,5 0,099                | 27 0,0174                | 1590 2,88                 |
| 8  | 0,32 1,00      | 0,48 0,82      | 2,31 0,160               | 18,3 0,0281              | 1230 4,6                  |
| 9  | 0,34 1,00      | 0,49 0,87      | 1,70 0,237               | 13,0 0,042               | 970 6,9                   |
| 10 | 0,36 1,00      | 0,50 0,91      | 1,35 0,32                | 9,6 0,080                | 780 $9,8 \cdot 10^{-3}$   |
| 11 | 0,38 1,00      | 0,52 0,93      | 1,17 0,41                | 6,7 0,082                | 640 $1,33 \cdot 10^{-2}$  |
| 12 | 0,39 1,00      | 0,54 0,95      | 1,06 0,50                | 5,9 0,101                | 540 1,77                  |
| 13 | 0,41 1,00      | 0,56 0,96      | 0,98 0,57                | 4,8 0,140                | 450 2,28                  |
| 14 | 0,42 1,00      | 0,57 0,97      | 0,93 0,63                | 4,0 0,177                | 380 2,88                  |
| 15 | 0,44 1,00      | 0,58 0,97      | 0,89 0,69                | 3,4 0,219                | 330 $3,6 \cdot 10^{-2}$   |
| 16 | 0,46 1,00      | 0,59 0,98      | 0,86 0,74                | 2,95 0,264               | 290 $4,4 \cdot 10^{-2}$   |
| 17 | 0,47 1,00      | 0,59 0,98      | 0,83 0,77                | 2,62 0,31                | 255 5,3                   |
| 18 | 0,48 1,00      | 0,59 0,98      | 0,82 0,81                | 2,37 0,36                | 226 6,3                   |
| 19 | 0,49 1,00      | 0,59 0,99      | 0,80 0,83                | 2,18 0,41                | 202 7,5                   |
| 20 | 0,50 1,00      | 0,59 0,99      | 0,80 0,85                | 2,04 0,46                | 181 $8,7 \cdot 10^{-2}$   |
| 21 | 0,51 1,00      | 0,59 0,99      | 0,79 0,87                | 1,94 0,50                | 164 0,01                  |
| 22 | 0,52 1,00      | 0,59 0,99      | 0,79 0,89                | 1,86 0,54                | 149 0,117                 |
| 23 | 0,53 1,00      | 0,60 1,00      | 0,80 0,90                | 1,81 0,58                | 137 0,134                 |
| 24 | 0,54 1,00      | 0,63 1,00      | 0,81 0,91                | 1,76 0,62                | 126 0,152                 |
| 25 | 0,55 1,00      | 0,67 1,00      | 0,83 0,92                | 1,73 0,65                | 117 0,173                 |
| 26 | 0,56 1,00      | 0,71 1,00      | 0,85 0,93                | 1,70 0,68                | 110 0,195                 |
| 27 | 0,57 1,00      | 0,76 1,00      | 0,89 0,94                | 1,70 0,71                | 104 0,218                 |
| 28 | 0,58 1,00      | 0,81 1,00      | 0,96 0,94                | 1,71 0,73                | 99 0,244                  |
| 29 | 0,65 1,00      | 0,87 1,00      | 1,05 0,95                | 1,77 0,75                | 97 0,271                  |
| 30 | 0,74 1,00      | 0,99 1,00      | 1,20 0,95                | 1,89 0,77                | 98 0,301                  |



$T_e = 10000^\circ$ ,  $T_{3B} = 80000^\circ$ ,  $w = 10^{-8}$ 

| i  | $P_{21}^0$     |                |                |                    |                      |                      |
|----|----------------|----------------|----------------|--------------------|----------------------|----------------------|
|    | $10^{-2}$      | $10^{-3}$      | $10^{-4}$      | $10^{-5}$          | $10^{-6}$            | $10^{-7}$            |
| 1  | $2 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^8$ | $2 \cdot 10^8$     | $1,5 \cdot 10^8$     | $1,1 \cdot 10^8$     |
| 2  | 6,3            | 80             | 860            | 8500               | $7,0 \cdot 10^8$     | $3 \cdot 10^7$       |
| 3  | 0,197 1,00     | 0,263 0,97     | 2,28 0,132     | 232 1,36 $10^{-3}$ | $8,3 \cdot 10^8$     | $1,05 \cdot 10^5$    |
| 4  | 0,215 1,00     | 0,276 0,99     | 0,38 0,62      | 31 9,7 $10^{-3}$   | $2,84 \cdot 10^4$    | $3,1 \cdot 10^{-7}$  |
| 5  | 0,242 1,00     | 0,32 1,00      | 0,36 0,84      | 8,6 0,0290         | $1,03 \cdot 10^3$    | $2,0 \cdot 10^{-6}$  |
| 6  | 0,268 1,00     | 0,35 1,00      | 0,39 0,92      | 3,4 0,062          | $5,67$               | $3,6 \cdot 10^4$     |
| 7  | 0,293 1,00     | 0,38 1,00      | 0,42 0,96      | 1,80 0,112         | $7,6 \cdot 10^{-4}$  | $1,27 \cdot 10^{-5}$ |
| 8  | 0,32 1,00      | 0,40 1,00      | 0,45 0,97      | 1,24 0,179         | $1,36 \cdot 10^{-3}$ | 1,92                 |
| 9  | 0,34 1,00      | 0,42 1,00      | 0,48 0,98      | 1,03 0,264         | 2,49                 | 1,49                 |
| 10 | 0,36 1,00      | 0,43 1,00      | 0,50 0,99      | 0,89 0,36          | 3,28                 | $1,18 \cdot 10^4$    |
| 11 | 0,38 1,00      | 0,44 1,00      | 0,52 0,99      | 0,78 0,45          | $4,7 \cdot 10^{-3}$  | 5,5                  |
| 12 | 0,40 1,00      | 0,45 1,00      | 0,53 1,00      | 0,73 0,53          | $6,4 \cdot 10^{-3}$  | $7,7 \cdot 10^{-5}$  |
| 13 | 0,42 1,00      | 0,46 1,00      | 0,54 1,00      | 0,71 0,60          | $8,5 \cdot 10^{-3}$  | $1,05 \cdot 10^{-4}$ |
| 14 | 0,43 1,00      | 0,46 1,00      | 0,55 1,00      | 0,69 0,67          | 0,0109               | 1,39                 |
| 15 | 0,44 1,00      | 0,47 1,00      | 0,56 1,00      | 0,69 0,72          | 0,0138               | 1,80                 |
| 16 | 0,45 1,00      | 0,48 1,00      | 0,57 1,00      | 0,69 0,76          | 0,0172               | 2,27                 |
| 17 | 0,46 1,00      | 0,48 1,00      | 0,58 1,00      | 0,68 0,80          | 0,0210               | $4,1 \cdot 10^3$     |
| 18 | 0,48 1,00      | 0,49 1,00      | 0,59 1,00      | 0,67 0,82          | 0,0254               | $3,6 \cdot 10^3$     |
| 19 | 0,49 1,00      | 0,50 1,00      | 0,60 1,00      | 0,67 0,85          | 0,030                | 3,2                  |
| 20 | 0,50 1,00      | 0,51 1,00      | 0,61 1,00      | 0,67 0,87          | 0,036                | 4,2                  |
| 21 | 0,51 1,00      | 0,52 1,00      | 0,61 1,00      | 0,68 0,89          | 0,042                | 2,81                 |
| 22 | 0,52 1,00      | 0,53 1,00      | 0,61 1,00      | 0,68 0,89          | 0,049                | 5,0                  |
| 23 | 0,53 1,00      | 0,54 1,00      | 0,61 1,00      | 0,69 0,90          | 0,056                | 5,9                  |
| 24 | 0,54 1,00      | 0,55 1,00      | 0,61 1,00      | 0,71 0,91          | 0,064                | $2,25 \cdot 10^3$    |
| 25 | 0,55 1,00      | 0,56 1,00      | 0,61 1,00      | 0,74 0,92          | 0,073                | $6,9 \cdot 10^{-4}$  |
| 26 | 0,56 1,00      | 0,57 1,00      | 0,61 1,00      | 0,80 0,93          | 0,083                | $2,04 \cdot 10^3$    |
| 27 | 0,56 1,00      | 0,58 1,00      | 0,62 1,00      | 0,85 0,94          | 0,094                | $8,0 \cdot 10^{-4}$  |
| 28 | 0,57 1,00      | 0,59 1,00      | 0,69 1,00      | 0,90 0,94          | 0,105                | $1,86$               |
| 29 | 0,60 1,00      | 0,66 1,00      | 0,78 1,00      | 0,96 0,95          | 0,117                | $9,2 \cdot 10^{-4}$  |
| 30 | 0,69 1,00      | 0,76 1,00      | 0,89 1,00      | 1,05 0,95          | 0,130                | $1,70$               |
|    |                |                |                | 1,19 0,96          | 0,144                | $1,05 \cdot 10^{-3}$ |
|    |                |                |                |                    |                      | 1,21                 |
|    |                |                |                |                    |                      | 1,23                 |
|    |                |                |                |                    |                      | $1,23 \cdot 10^3$    |
|    |                |                |                |                    |                      | $2,36 \cdot 10^{-3}$ |



| $i$ | $10^{-1}$ | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2.5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2.5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
|-----|-----------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|
| 1   | 22,0      | 19,8      | 18,0              | 15,9                | 13,4      | 11,1                | 10,6      |
| 2   | 0,54      | 5,0       | 7,9               | 10,7                | 12,7      | 12,7                | 11,5      |
| 3   | 0,218     | 0,40      | 1,83              | 3,6                 | 6,1       | 8,0                 | 8,2       |
| 4   | 0,277     | 0,47      | 0,79              | 1,58                | 3,3       | 5,4                 | 6,0       |
| 5   | 0,34      | 0,45      | 0,61              | 1,00                | 2,05      | 3,9                 | 4,6       |
| 6   | 0,39      | 0,46      | 0,58              | 0,80                | 1,48      | 3,0                 | 3,7       |
| 7   | 0,44      | 0,48      | 0,57              | 0,73                | 1,20      | 2,39                | 3,1       |
| 8   | 0,48      | 0,51      | 0,56              | 0,70                | 1,06      | 1,99                | 2,64      |
| 9   | 0,51      | 0,54      | 0,57              | 0,68                | 0,98      | 1,71                | 2,29      |
| 10  | 0,54      | 0,57      | 0,58              | 0,67                | 0,92      | 1,53                | 2,04      |
| 11  | 0,57      | 0,59      | 0,59              | 0,67                | 0,89      | 1,40                | 1,84      |
| 12  | 0,60      | 0,61      | 0,62              | 0,67                | 0,87      | 1,31                | 1,69      |
| 13  | 0,63      | 0,64      | 0,65              | 0,68                | 0,85      | 1,24                | 1,58      |
| 14  | 0,65      | 0,66      | 0,68              | 0,69                | 0,83      | 1,19                | 1,49      |
| 15  | 0,67      | 0,68      | 0,70              | 0,70                | 0,82      | 1,15                | 1,42      |
| 16  | 0,69      | 0,70      | 0,71              | 0,71                | 0,81      | 1,12                | 1,35      |
| 17  | 0,70      | 0,71      | 0,72              | 0,73                | 0,81      | 1,10                | 1,32      |
| 18  | 0,72      | 0,73      | 0,74              | 0,75                | 0,81      | 1,08                | 1,28      |
| 19  | 0,73      | 0,74      | 0,75              | 0,77                | 0,81      | 1,07                | 1,25      |
| 20  | 0,74      | 0,76      | 0,77              | 0,79                | 0,82      | 1,06                | 1,23      |
| 21  | 0,75      | 0,77      | 0,79              | 0,81                | 0,83      | 1,05                | 1,21      |
| 22  | 0,77      | 0,79      | 0,81              | 0,83                | 0,84      | 1,05                | 1,19      |
| 23  | 0,78      | 0,81      | 0,83              | 0,85                | 0,86      | 1,04                | 1,18      |
| 24  | 0,79      | 0,83      | 0,85              | 0,87                | 0,88      | 1,04                | 1,17      |
| 25  | 0,80      | 0,85      | 0,87              | 0,89                | 0,89      | 1,04                | 1,16      |
| 26  | 0,82      | 0,87      | 0,89              | 0,90                | 0,91      | 1,04                | 1,16      |
| 27  | 0,84      | 0,89      | 0,91              | 0,92                | 0,93      | 1,05                | 1,16      |
| 28  | 0,87      | 0,91      | 0,93              | 0,94                | 0,96      | 1,06                | 1,17      |
| 29  | 0,90      | 0,94      | 0,96              | 0,97                | 0,99      | 1,08                | 1,18      |
| 30  | 0,94      | 0,98      | 1,00              | 1,01                | 1,02      | 1,10                | 1,20      |



$$T_e = 20\,000^\circ, \quad T_{3B} = 20\,000^\circ, \quad w = 10^{-2}$$
58



$T_e = 20\,000^\circ, T_{зв} = 40\,000^\circ, v = 10^{-1}$ 

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |                     |           |                     |           |  |  |
|-----|----------------|-----------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|--|--|
|     | 1              | $10^{-1}$ | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |  |  |
| 1   | 4,94           | 4,53      | 3,61                | 2,72      | 1,44                | 0,82      | 0,33                | 0,186     |  |  |
| 2   | 0,13           | 0,71      | 1,62                | 2,13      | 2,26                | 2,15      | 2,05                | 2,04      |  |  |
| 3   | 0,20           | 0,39      | 1,02                | 1,67      | 2,39                | 2,60      | 2,73                | 2,77      |  |  |
| 4   | 0,29           | 0,34      | 0,75                | 1,31      | 2,19                | 2,30      | 2,74                | 2,79      |  |  |
| 5   | 0,36           | 0,37      | 0,67                | 1,07      | 1,92                | 2,33      | 2,54                | 2,59      |  |  |
| 6   | 0,43           | 0,44      | 0,64                | 0,95      | 1,69                | 2,08      | 2,34                | 2,39      |  |  |
| 7   | 0,49           | 0,51      | 0,64                | 0,91      | 1,50                | 1,89      | 2,15                | 2,20      |  |  |
| 8   | 0,55           | 0,57      | 0,65                | 0,89      | 1,36                | 1,73      | 1,99                | 2,05      |  |  |
| 9   | 0,59           | 0,61      | 0,66                | 0,88      | 1,27                | 1,59      | 1,86                | 1,92      |  |  |
| 10  | 0,63           | 0,65      | 0,68                | 0,88      | 1,21                | 1,49      | 1,75                | 1,81      |  |  |
| 11  | 0,66           | 0,69      | 0,71                | 0,88      | 1,16                | 1,40      | 1,66                | 1,73      |  |  |
| 12  | 0,69           | 0,72      | 0,74                | 0,88      | 1,13                | 1,34      | 1,59                | 1,65      |  |  |
| 13  | 0,72           | 0,75      | 0,77                | 0,88      | 1,12                | 1,29      | 1,52                | 1,59      |  |  |
| 14  | 0,74           | 0,77      | 0,79                | 0,88      | 1,11                | 1,26      | 1,47                | 1,53      |  |  |
| 15  | 0,76           | 0,80      | 0,82                | 0,88      | 1,10                | 1,23      | 1,42                | 1,49      |  |  |
| 16  | 0,78           | 0,82      | 0,84                | 0,88      | 1,09                | 1,20      | 1,38                | 1,45      |  |  |
| 17  | 0,79           | 0,84      | 0,86                | 0,89      | 1,09                | 1,18      | 1,34                | 1,41      |  |  |
| 18  | 0,81           | 0,85      | 0,87                | 0,90      | 1,08                | 1,17      | 1,31                | 1,38      |  |  |
| 19  | 0,82           | 0,87      | 0,89                | 0,90      | 1,08                | 1,16      | 1,29                | 1,35      |  |  |
| 20  | 0,84           | 0,89      | 0,90                | 0,91      | 1,08                | 1,15      | 1,27                | 1,33      |  |  |
| 21  | 0,85           | 0,90      | 0,92                | 0,92      | 1,08                | 1,14      | 1,25                | 1,31      |  |  |
| 22  | 0,87           | 0,91      | 0,93                | 0,93      | 1,07                | 1,14      | 1,23                | 1,29      |  |  |
| 23  | 0,88           | 0,92      | 0,94                | 0,95      | 1,07                | 1,13      | 1,22                | 1,27      |  |  |
| 24  | 0,89           | 0,93      | 0,95                | 0,96      | 1,07                | 1,13      | 1,21                | 1,26      |  |  |
| 25  | 0,91           | 0,95      | 0,97                | 0,97      | 1,07                | 1,13      | 1,20                | 1,25      |  |  |
| 26  | 0,92           | 0,96      | 0,98                | 0,98      | 1,08                | 1,13      | 1,20                | 1,24      |  |  |
| 27  | 0,93           | 0,97      | 0,99                | 1,00      | 1,08                | 1,13      | 1,19                | 1,24      |  |  |
| 28  | 0,94           | 0,98      | 1,01                | 1,00      | 1,08                | 1,13      | 1,19                | 1,23      |  |  |
| 29  | 0,96           | 0,99      | 1,02                | 1,03      | 1,09                | 1,14      | 1,20                | 1,24      |  |  |
| 30  | 0,99           | 1,01      | 1,04                | 1,05      | 1,11                | 1,16      | 1,21                | 1,25      |  |  |



Таблица III.9

 $T_c = 20\,000^\circ$ ,  $T_{3B} = 40\,000$ ,  $w = 10^{-2}$ 

| i  | $\beta_{21}^0$ |                     |           |                   |                     |           |
|----|----------------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|
|    | $10^{-1}$      | $2.5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2.5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ |
| 1  | 21,6           | 20,9                | 19,7      | 4,1               | 3,3                 | 2,34      |
| 2  | 0,80           | 2,84                | 5,7       | 4,7               | 7,4                 | 14,3      |
| 3  | 0,280          | 0,78                | 2,61      | 4,1               | 7,3                 | 13,1      |
| 4  | 0,290          | 0,96                | 1,47      | 3,1               | 5,9                 | 13,4      |
| 5  | 0,32           | 0,99                | 1,01      | 2,19              | 4,6                 | 9,3       |
| 6  | 0,38           | 1,00                | 0,83      | 1,77              | 3,5                 | 7,6       |
| 7  | 0,43           | 1,00                | 0,76      | 1,45              | 2,79                | 6,2       |
| 8  | 0,46           | 1,00                | 0,72      | 1,31              | 2,32                | 5,1       |
| 9  | 0,49           | 1,00                | 0,69      | 1,21              | 2,02                | 4,2       |
| 10 | 0,52           | 1,00                | 0,68      | 1,16              | 1,83                | 3,6       |
| 11 | 0,53           | 1,00                | 0,67      | 1,13              | 1,71                | 3,17      |
| 12 | 0,56           | 1,00                | 0,67      | 1,12              | 1,62                | 2,84      |
| 13 | 0,58           | 1,00                | 0,67      | 1,11              | 1,57                | 2,60      |
| 14 | 0,60           | 1,00                | 0,67      | 1,11              | 1,53                | 2,42      |
| 15 | 0,62           | 1,00                | 0,68      | 1,10              | 1,50                | 2,30      |
| 16 | 0,63           | 1,00                | 0,69      | 1,10              | 1,48                | 2,20      |
| 17 | 0,65           | 1,00                | 0,71      | 1,10              | 1,46                | 2,13      |
| 18 | 0,67           | 1,00                | 0,73      | 1,10              | 1,45                | 2,07      |
| 19 | 0,69           | 1,00                | 0,76      | 1,10              | 1,45                | 2,03      |
| 20 | 0,71           | 1,00                | 0,78      | 1,10              | 1,45                | 1,99      |
| 21 | 0,73           | 1,00                | 0,81      | 1,11              | 1,45                | 1,96      |
| 22 | 0,76           | 1,00                | 0,84      | 1,11              | 1,45                | 1,94      |
| 23 | 0,79           | 1,00                | 0,87      | 1,11              | 1,45                | 1,92      |
| 24 | 0,81           | 1,00                | 0,90      | 1,12              | 1,45                | 1,91      |
| 25 | 0,84           | 1,00                | 0,94      | 1,12              | 1,46                | 1,90      |
| 26 | 0,87           | 1,00                | 0,97      | 1,13              | 1,47                | 1,90      |
| 27 | 0,91           | 1,00                | 1,01      | 1,15              | 1,49                | 1,91      |
| 28 | 0,95           | 1,00                | 1,06      | 1,17              | 1,52                | 1,94      |
| 29 | 1,01           | 1,00                | 1,11      | 1,21              | 1,57                | 1,99      |
| 30 | 1,09           | 1,00                | 1,22      | 1,32              | 1,64                | 2,06      |



$T_e = 20\,000^\circ$ ,  $T_{3R} = 80\,000^\circ$ ,  $\nu = 10^{-8}$ 

| $i$ | $\beta_{21}^0$         |                        |                        |                        |                        |                         |
|-----|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-------------------------|
|     | $10^{-2}$              | $10^{-3}$              | $10^{-4}$              | $10^{-5}$              | $2,7 \cdot 10^{-4}$    | $5 \cdot 10^{-7}$       |
| 1   | 1,85 · 10 <sup>7</sup> | 1,85 · 10 <sup>7</sup> | 1,85 · 10 <sup>7</sup> | 1,85 · 10 <sup>7</sup> | 1,85 · 10 <sup>7</sup> | 1,30 · 10 <sup>7</sup>  |
| 2   | 15,1                   | 179                    | 4890                   | 1,84 · 10 <sup>4</sup> | 6,4 · 10 <sup>4</sup>  | 2,76 · 10 <sup>5</sup>  |
| 3   | 0,45                   | 0,57                   | 4,8                    | 473                    | 4010                   | 2,74                    |
| 4   | 0,43                   | 0,53                   | 0,73                   | 59                     | 815                    | 2,74                    |
| 5   | 0,43                   | 0,55                   | 0,63                   | 14,2                   | 273                    | 1,29 · 10 <sup>5</sup>  |
| 6   | 0,44                   | 0,57                   | 0,63                   | 5,2                    | 121                    | 7,4 · 10 <sup>4</sup>   |
| 7   | 0,46                   | 0,58                   | 0,64                   | 2,57                   | 64                     | 4,8 · 10 <sup>4</sup>   |
| 8   | 0,47                   | 0,59                   | 0,66                   | 1,68                   | 38                     | 3,4                     |
| 9   | 0,48                   | 0,59                   | 0,67                   | 1,30                   | 24,8                   | 2,46                    |
| 10  | 0,49                   | 0,59                   | 0,68                   | 1,13                   | 17,1                   | 3,3                     |
| 11  | 0,51                   | 0,59                   | 0,69                   | 1,03                   | 12,4                   | 1,86                    |
| 12  | 0,53                   | 0,59                   | 0,70                   | 0,95                   | 9,3                    | 1,46 · 10 <sup>4</sup>  |
| 13  | 0,54                   | 0,59                   | 0,70                   | 0,90                   | 7,2                    | 9,5 · 10 <sup>3</sup>   |
| 14  | 0,55                   | 0,60                   | 0,71                   | 0,87                   | 5,7                    | 7,7                     |
| 15  | 0,56                   | 0,60                   | 0,71                   | 0,85                   | 4,7                    | 6,6                     |
| 16  | 0,57                   | 0,60                   | 0,71                   | 0,84                   | 3,9                    | 5,6 · 10 <sup>3</sup>   |
| 17  | 0,58                   | 0,60                   | 0,72                   | 0,83                   | 3,4                    | 4,8 · 10 <sup>3</sup>   |
| 18  | 0,59                   | 0,60                   | 0,72                   | 0,83                   | 2,97                   | 4,2                     |
| 19  | 0,60                   | 0,61                   | 0,72                   | 0,83                   | 2,67                   | 3,7                     |
| 20  | 0,60                   | 0,61                   | 0,72                   | 0,82                   | 2,43                   | 3,3                     |
| 21  | 0,61                   | 0,61                   | 0,73                   | 0,82                   | 2,25                   | 2,90 · 10 <sup>3</sup>  |
| 22  | 0,61                   | 0,62                   | 0,73                   | 0,82                   | 2,12                   | 2,60 · 10 <sup>3</sup>  |
| 23  | 0,62                   | 0,62                   | 0,73                   | 0,82                   | 2,02                   | 2,36                    |
| 24  | 0,63                   | 0,63                   | 0,73                   | 0,83                   | 1,94                   | 2,14                    |
| 25  | 0,64                   | 0,64                   | 0,73                   | 0,84                   | 1,88                   | 1,96                    |
| 26  | 0,65                   | 0,65                   | 0,73                   | 0,91                   | 1,84                   | 1,80 · 10 <sup>3</sup>  |
| 27  | 0,66                   | 0,66                   | 0,73                   | 0,97                   | 1,82                   | 1,68 · 10 <sup>3</sup>  |
| 28  | 0,67                   | 0,67                   | 0,79                   | 1,05                   | 1,81                   | 1,57                    |
| 29  | 0,68                   | 0,72                   | 0,87                   | 1,13                   | 1,82                   | 1,49                    |
| 30  | 0,75                   | 0,84                   | 0,96                   | 1,27                   | 1,85                   | 1,44                    |
|     |                        |                        |                        |                        |                        | 1,45 · 10 <sup>3</sup>  |
|     |                        |                        |                        |                        |                        | 2,16 · 10 <sup>-3</sup> |



Таблица III.11

 $T_e = 40\,000^\circ, T_{32} = 40\,000^\circ, w = 10^{-1}$ 

| i  | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |                   |                     |           |                   |           |
|----|----------------|-----------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|
|    | 1              | $10^{-1}$ | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 1  | 19,5           | 18,7      | 16,7                | 14,7      | 13,2              | 12,1                | 11,1      | 10,6              | 10,1      |
| 2  | 0,32           | 1,80      | 4,5                 | 6,4       | 7,4               | 7,9                 | 8,1       | 8,4               | 8,0       |
| 3  | 0,36           | 0,63      | 1,90                | 3,3       | 4,3               | 5,1                 | 5,6       | 5,8               | 5,9       |
| 4  | 0,45           | 0,54      | 1,40                | 2,04      | 2,89              | 3,6                 | 4,2       | 4,4               | 4,6       |
| 5  | 0,52           | 0,56      | 0,97                | 1,43      | 2,08              | 2,71                | 3,3       | 3,5               | 3,8       |
| 6  | 0,57           | 0,59      | 0,83                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 7  | 0,60           | 0,62      | 0,99                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 8  | 0,64           | 0,66      | 0,99                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 9  | 0,68           | 0,70      | 0,96                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 10 | 0,71           | 0,72      | 0,97                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 11 | 0,74           | 0,75      | 0,98                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 12 | 0,76           | 0,78      | 0,98                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 13 | 0,78           | 0,80      | 0,99                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 14 | 0,80           | 0,82      | 0,99                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 15 | 0,81           | 0,83      | 0,99                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 16 | 0,83           | 0,85      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 17 | 0,84           | 0,86      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 18 | 0,85           | 0,87      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 19 | 0,86           | 0,88      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 20 | 0,87           | 0,90      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 21 | 0,88           | 0,91      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 22 | 0,88           | 0,92      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 23 | 0,89           | 0,93      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 24 | 0,90           | 0,94      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 25 | 0,91           | 0,95      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 26 | 0,93           | 0,96      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 27 | 0,94           | 0,97      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 28 | 0,96           | 0,98      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 29 | 0,98           | 1,00      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |
| 30 | 1,00           | 1,03      | 1,00                | 1,46      | 2,14              | 2,45                | 2,71      | 2,96              | 3,2       |



$T_e = 40\,000^\circ$ ,  $T_{33} = 40\,000^\circ$ ,  $w = 5 \cdot 10^{-3}$ 

| $z$ | $\beta_{21}^0$ |           |                   |                     |           |                   |           |                   |                      |                      |
|-----|----------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|-------------------|----------------------|----------------------|
|     | $10^{-1}$      | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ |                      |                      |
| 1   | 96             | 91        | 87                | 84                  | 72        | 65                | 54        | 52                |                      |                      |
| 2   | 2,41           | 46,6      | 26,9              | 40                  | 57        | 66                | 75        | 76                |                      |                      |
| 3   | 0,52           | 5,1       | 1,01              | 17,5                | 30        | 39                | 51        | 53                | $6,3 \cdot 10^{-5}$  | $3,0 \cdot 10^{-5}$  |
| 4   | 0,48           | 2,22      | 4,9               | 9,5                 | 48,4      | 25,8              | 37        | 40                | $3,6 \cdot 10^{-4}$  | $1,72 \cdot 10^{-4}$ |
| 5   | 0,51           | 1,35      | 2,80              | 5,8                 | 12,2      | 18,1              | 27,9      | 29,8              | $9,9 \cdot 10^{-4}$  | $4,7 \cdot 10^{-4}$  |
| 6   | 0,53           | 1,04      | 1,88              | 3,8                 | 8,6       | 13,3              | 21,9      | 23,7              | $2,02 \cdot 10^{-3}$ | $9,6 \cdot 10^{-4}$  |
| 7   | 0,56           | 0,91      | 1,45              | 2,76                | 6,4       | 10,2              | 17,7      | 19,3              | $3,5$                | $1,67 \cdot 10^{-3}$ |
| 8   | 0,59           | 0,85      | 1,24              | 2,15                | 4,9       | 8,0               | 14,6      | 16,1              | $5,6$                | $2,64$               |
| 9   | 0,61           | 0,82      | 1,12              | 1,80                | 3,9       | 6,5               | 12,3      | 13,7              | $8,2 \cdot 10^{-3}$  | $3,98$               |
| 10  | 0,63           | 0,80      | 1,05              | 1,58                | 3,2       | 5,3               | 10,5      | 11,9              | $0,0146$             | $5,5 \cdot 10^{-3}$  |
| 11  | 0,66           | 0,79      | 1,01              | 1,45                | 2,71      | 4,5               | 9,1       | 10,4              | $0,0158$             | $7,5 \cdot 10^{-3}$  |
| 12  | 0,68           | 0,78      | 0,98              | 1,36                | 2,38      | 3,8               | 8,0       | 9,2               | $0,0208$             | $9,8 \cdot 10^{-3}$  |
| 13  | 0,69           | 0,78      | 0,96              | 1,30                | 2,15      | 3,3               | 7,1       | 8,2               | $0,0267$             | $0,0126$             |
| 14  | 0,70           | 0,77      | 0,94              | 1,25                | 1,98      | 2,98              | 6,4       | 7,4               | $0,034$              | $0,0159$             |
| 15  | 0,71           | 0,77      | 0,93              | 1,22                | 1,86      | 2,71              | 5,7       | 6,7               | $0,042$              | $0,0197$             |
| 16  | 0,72           | 0,78      | 0,92              | 1,20                | 1,77      | 2,50              | 5,2       | 6,2               | $0,051$              | $0,0240$             |
| 17  | 0,73           | 0,78      | 0,91              | 1,18                | 1,70      | 2,33              | 4,8       | 5,7               | $0,061$              | $0,0289$             |
| 18  | 0,73           | 0,79      | 0,91              | 1,16                | 1,65      | 2,21              | 4,4       | 5,2               | $0,073$              | $0,034$              |
| 19  | 0,74           | 0,80      | 0,90              | 1,15                | 1,61      | 2,11              | 4,0       | 4,9               | $0,086$              | $0,041$              |
| 20  | 0,76           | 0,82      | 0,90              | 1,14                | 1,58      | 2,03              | 3,8       | 4,6               | $0,101$              | $0,048$              |
| 21  | 0,77           | 0,84      | 0,90              | 1,13                | 1,55      | 1,96              | 3,5       | 4,3               | $0,117$              | $0,055$              |
| 22  | 0,79           | 0,88      | 0,91              | 1,13                | 1,54      | 1,91              | 3,3       | 4,0               | $0,136$              | $0,064$              |
| 23  | 0,82           | 0,91      | 0,94              | 1,12                | 1,53      | 1,88              | 3,2       | 3,8               | $0,154$              | $0,073$              |
| 24  | 0,84           | 0,94      | 0,92              | 1,12                | 1,52      | 1,85              | 3,0       | 3,7               | $0,175$              | $0,083$              |
| 25  | 0,87           | 0,96      | 0,94              | 1,11                | 1,52      | 1,83              | 2,90      | 3,5               | $0,197$              | $0,094$              |
| 26  | 0,90           | 1,00      | 0,97              | 1,11                | 1,52      | 1,82              | 2,81      | 3,4               | $0,221$              | $0,106$              |
| 27  | 0,94           | 1,03      | 1,01              | 1,12                | 1,53      | 1,82              | 2,74      | 3,3               | $0,246$              | $0,118$              |
| 28  | 0,98           | 1,08      | 1,07              | 1,14                | 1,55      | 1,83              | 2,70      | 3,2               | $0,272$              | $0,132$              |
| 29  | 1,03           | 1,13      | 1,14              | 1,18                | 1,58      | 1,86              | 2,69      | 3,2               | $0,299$              | $0,147$              |
| 30  | 1,11           | 1,22      | 1,23              | 1,26                | 1,65      | 1,95              | 2,76      | 3,2               | $0,33$               | $0,163$              |



$T_e = 40\,000^\circ$ ,  $T_{3B} = 40\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-3}$  $\beta_{21}^0$ 

| i  | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |                   |           |                     |                      |                      |  |
|----|----------------|-----------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|---------------------|----------------------|----------------------|--|
|    | $10^{-2}$      | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-5}$ | $2,5 \cdot 10^{-6}$ |                      |                      |  |
| 1  | 1910           | 1810      | 1610                | 1430      | 1290              | 1090      | 1020                |                      |                      |  |
| 2  | 25,3           | 189       | 440                 | 610       | 700               | 770       | 780                 |                      |                      |  |
| 3  | 1,77           | 45        | 167                 | 294       | 390               | 510       | 540                 | $1,25 \cdot 10^{-5}$ | $3,3 \cdot 10^{-6}$  |  |
| 4  | 0,80           | 16,0      | 80                  | 167       | 242               | 360       | 390                 | $7,2 \cdot 10^{-5}$  | $1,90 \cdot 10^{-5}$ |  |
| 5  | 0,88           | 7,6       | 46                  | 105       | 164               | 268       | 299                 | $1,98 \cdot 10^{-4}$ | $5,2 \cdot 10^{-5}$  |  |
| 6  | 0,64           | 4,3       | 28,8                | 72        | 117               | 207       | 237                 | $4,0 \cdot 10^{-4}$  | $1,06 \cdot 10^{-4}$ |  |
| 7  | 0,62           | 2,81      | 19,5                | 52        | 88                | 165       | 192                 | $7,1 \cdot 10^{-4}$  | 1,85                 |  |
| 8  | 0,63           | 2,08      | 14,0                | 39        | 68                | 134       | 160                 | $1,42 \cdot 10^{-3}$ | 2,92                 |  |
| 9  | 0,64           | 1,67      | 10,4                | 29,7      | 53                | 112       | 135                 | 1,66                 | 4,3                  |  |
| 10 | 0,65           | 1,42      | 8,0                 | 23,5      | 43                | 94        | 116                 | $2,3 \cdot 10^{-3}$  | $6,1 \cdot 10^{-4}$  |  |
| 11 | 0,67           | 1,27      | 6,4                 | 18,9      | 35                | 81        | 1,01                | $3,2 \cdot 10^{-3}$  | $8,3 \cdot 10^{-4}$  |  |
| 12 | 0,68           | 1,16      | 5,2                 | 15,6      | 29,6              | 70        | 89                  | 4,2                  | $1,09 \cdot 10^{-3}$ |  |
| 13 | 0,69           | 1,09      | 4,3                 | 13,0      | 25,0              | 61        | 79                  | $5,4$                | 1,40                 |  |
| 14 | 0,70           | 1,05      | 3,7                 | 11,0      | 21,4              | 54        | 71                  | 6,8                  | 1,76                 |  |
| 15 | 0,70           | 1,02      | 3,2                 | 9,4       | 18,5              | 48        | 64                  | $8,4 \cdot 10^{-3}$  | $2,18 \cdot 10^{-3}$ |  |
| 16 | 0,71           | 0,99      | 2,86                | 8,4       | 16,4              | 43        | 58                  | 0,0103               | $2,66 \cdot 10^{-3}$ |  |
| 17 | 0,72           | 0,97      | 2,60                | 7,1       | 14,2              | 39        | 53                  | 0,0123               | 3,20                 |  |
| 18 | 0,72           | 0,95      | 2,40                | 6,3       | 12,6              | 35        | 48                  | 0,0147               | 3,8                  |  |
| 19 | 0,73           | 0,93      | 2,24                | 5,6       | 11,2              | 32        | 45                  | 0,0174               | 4,5                  |  |
| 20 | 0,73           | 0,92      | 2,12                | 5,0       | 10,1              | 29,2      | 42                  | 0,0203               | $5,3 \cdot 10^{-3}$  |  |
| 21 | 0,73           | 0,91      | 2,03                | 4,6       | 9,4               | 26,9      | 39                  | 0,0236               | $6,1 \cdot 10^{-3}$  |  |
| 22 | 0,74           | 0,91      | 1,96                | 4,3       | 8,3               | 24,9      | 36                  | 0,0272               | 7,0                  |  |
| 23 | 0,75           | 0,90      | 1,91                | 4,0       | 7,6               | 23,2      | 34                  | 0,031                | 8,1                  |  |
| 24 | 0,76           | 0,91      | 1,87                | 3,7       | 7,0               | 21,7      | 32                  | 0,035                | $9,2 \cdot 10^{-3}$  |  |
| 25 | 0,80           | 0,91      | 1,84                | 3,6       | 6,5               | 20,4      | 31                  | 0,040                | 0,0404               |  |
| 26 | 0,84           | 0,92      | 1,83                | 3,4       | 6,1               | 19,3      | 29,4                | 0,045                | 0,0417               |  |
| 27 | 0,89           | 0,95      | 1,84                | 3,3       | 5,8               | 18,4      | 28,3                | 0,051                | 0,0434               |  |
| 28 | 0,95           | 1,01      | 1,86                | 3,3       | 5,6               | 17,7      | 27,5                | 0,055                | 0,0446               |  |
| 29 | 1,02           | 1,10      | 1,90                | 3,3       | 5,5               | 17,3      | 29,1                | 0,063                | 0,0463               |  |
| 30 | 1,12           | 1,23      | 2,01                | 3,4       | 5,6               | 17,5      | 27,7                | 0,070                | 0,0480               |  |



$T_e = 40\,000^\circ$ ,  $T_{3B} = 40\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-6}$ 

| $i$ | $\beta_{21}^0$   |                  |                  |                      |                      |
|-----|------------------|------------------|------------------|----------------------|----------------------|
|     | $10^{-2}$        | $10^{-4}$        | $10^{-5}$        | $10^{-6}$            | $10^{-7}$            |
| 1   | $2,2 \cdot 10^6$ | $2,4 \cdot 10^6$ | $2,1 \cdot 10^6$ | $1,87 \cdot 10^6$    | $1,42 \cdot 10^6$    |
| 2   | 27,5             | 3020             | 7860             | $3,5 \cdot 10^5$     | $6,2 \cdot 10^5$     |
| 3   | 0,78             | 29,8             | 1940             | $1,3 \cdot 10^4$     | 2,95                 |
| 4   | 0,71             | 2,20             | 360              | $4,1 \cdot 10^{-4}$  | $1,0 \cdot 10^{-7}$  |
| 5   | 0,65             | 0,257            | 107              | $2,85 \cdot 10^{-3}$ | $1,0 \cdot 10^{-6}$  |
| 6   | 0,63             | 0,11             | 43               | $8,5 \cdot 10^{-3}$  | 3,0                  |
| 7   | 0,63             | 0,96             | 21,1             | 0,0481               | $7,2 \cdot 10^4$     |
| 8   | 0,63             | 0,75             | 11,9             | 0,033                | $6,2 \cdot 10^{-6}$  |
| 9   | 0,64             | 0,85             | 7,3              | 0,053                | $1,0 \cdot 10^{-5}$  |
| 10  | 0,64             | 0,90             | 4,9              | 0,079                | 1,76                 |
| 11  | 0,65             | 0,89             | 3,6              | 0,112                | 2,62                 |
| 12  | 0,63             | 0,89             | 2,80             | 0,154                | $3,7 \cdot 10^{-5}$  |
| 13  | 0,67             | 0,88             | 2,32             | 0,202                | $1,90 \cdot 10^4$    |
| 14  | 0,68             | 0,88             | 2,00             | 0,257                | 1,56                 |
| 15  | 0,68             | 0,88             | 1,77             | 0,32                 | 6,7                  |
| 16  | 0,69             | 0,88             | 1,63             | 0,38                 | $8,7 \cdot 10^{-3}$  |
| 17  | 0,70             | 0,88             | 1,55             | 0,44                 | $1,1 \cdot 10^{-4}$  |
| 18  | 0,70             | 0,88             | 1,48             | 0,49                 | 1,36                 |
| 19  | 0,71             | 0,88             | 1,42             | 0,54                 | $1,10 \cdot 10^4$    |
| 20  | 0,72             | 0,87             | 1,36             | 0,59                 | 9,4                  |
| 21  | 0,72             | 0,87             | 1,31             | 0,63                 | $1,66 \cdot 10^{-4}$ |
| 22  | 0,73             | 0,87             | 1,26             | 0,67                 | 2,01                 |
| 23  | 0,73             | 0,86             | 1,22             | 0,71                 | 70                   |
| 24  | 0,73             | 0,85             | 1,19             | 0,74                 | 2,40                 |
| 25  | 0,74             | 0,85             | 1,17             | 0,76                 | 6,2                  |
| 26  | 0,74             | 0,84             | 1,17             | 0,79                 | 5,5                  |
| 27  | 0,75             | 0,84             | 1,17             | 0,81                 | 2,83                 |
| 28  | 0,76             | 0,85             | 1,19             | 0,83                 | $3,3 \cdot 10^{-4}$  |
| 29  | 0,77             | 0,85             | 1,23             | 0,86                 | $3,8 \cdot 10^{-4}$  |
| 30  | 0,80             | 0,98             | 1,40             | 0,87                 | 4,4                  |
|     |                  | 1,09             |                  |                      | 4,0                  |
|     |                  |                  |                  |                      | 5,1                  |
|     |                  |                  |                  |                      | 5,8                  |
|     |                  |                  |                  |                      | 6,6                  |
|     |                  |                  |                  |                      | 3,4                  |
|     |                  |                  |                  |                      | 8,3                  |
|     |                  |                  |                  |                      | $9,2 \cdot 10^{-4}$  |
|     |                  |                  |                  |                      | $1,03 \cdot 10^{-3}$ |
|     |                  |                  |                  |                      | $1,14 \cdot 10^{-3}$ |
|     |                  |                  |                  |                      | $2,39 \cdot 10^3$    |



## 1. Влияние параметра $\beta_{21}^0$

Из рассмотрения табл. III.4—III.14 видно, что при уменьшении величины  $\beta_{21}^0$  возрастают величины  $b_i$  для всех уровней, кроме первого, населенность которого уменьшается. Это объясняется ростом плотности диффузного излучения и, следовательно, увеличением числа переходов с первого уровня на более высокие. При очень малых значениях  $\beta_{21}^0$  величины  $b_2$  могут также уменьшаться за счет переходов со второго уровня на более высокие под действием диффузного излучения среды. Диапазон изменения величин  $b_i$  довольно велик. Величины  $b_i$  даже для высоких уровней ( $i \approx 25$ ) в отдельных случаях меняются в сотни раз. Изменение  $b_i$  для нижних уровней ( $i \approx 2$ ) иногда достигает пяти порядков.

Вычисления показывают, что при очень малых значениях  $\beta_{21}^0$  величины  $\beta_{ik}$  при  $i \approx k > 30$  также очень малы и, следовательно,

$$g_{ik} b_k e^{x_k} \beta_{ik} < 1. \quad (24)$$

Это привело к тому, что, используя формулу (23), мы в некоторых случаях несколько переоценили вклад уровней с  $i > 30$ . Однако значение переходов с этих уровней падает с уменьшением номера нижнего уровня, и можно считать, что переоценка их роли не окажет заметного влияния на населенность уровней  $i < 25$ .

## 2. Влияние величины коэффициента дилуции $w$

Этот параметр вместе с температурой излучения звезды определяет число ионизаций с основного и возбужденных уровней. В табл. IV приведены величины  $b_i$  некоторых уровней для  $T_e = T_{зв} = 40\,000^\circ$  и разных значений  $\beta_{21}^0$  и  $w$ . Из таблицы видно, что с уменьшением  $w$  растет различие между величинами  $b_i$  для нижних и верхних уровней. Причем это различие увеличивается с уменьшением параметра  $\beta_{21}^0$ . Такое поведение отражает тот факт, что в первом приближении  $b_1 \approx w^{-1}$ .

Таблица IV

| i  | $\beta_{21}^0$ |                   |           |           |           |                   |           |           |
|----|----------------|-------------------|-----------|-----------|-----------|-------------------|-----------|-----------|
|    | $10^{-2}$      |                   |           |           | $10^{-4}$ |                   |           |           |
|    | w              |                   |           |           |           |                   |           |           |
|    | $10^{-1}$      | $5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $10^{-6}$ | $10^{-1}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $10^{-6}$ |
| 2  | 6,4            | 16,6              | 25,3      | 27,5      | 8,0       | 75                | 610       | 3020      |
| 5  | 1,43           | 1,35              | 0,68      | 0,65      | 3,8       | 27,9              | 105       | 1,11      |
| 10 | 0,93           | 0,80              | 0,65      | 0,64      | 2,07      | 10,5              | 23,5      | 0,89      |
| 25 | 0,98           | 0,96              | 0,80      | 0,74      | 1,25      | 2,90              | 3,6       | 0,84      |

## 3. Влияние температуры излучения звезды

В табл. V приведены величины  $b_i$  некоторых уровней для  $T_e = 20\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$  и различных значений  $T_{зв}$  и  $\beta_{21}^0$ . Мы видим, что влияние  $T_{зв}$  на величины  $b_i$  довольно сложно. Можно лишь отметить, что населенность нижних уровней уменьшается с увеличением температуры звезды. Это является следствием увеличения числа ионизаций при повышении температуры.

## 4. Влияние величины электронной температуры среды

Этот параметр определяет число рекомбинаций. В табл. VI приведены величины  $b_i$  для  $T_{зв} = 40\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$  и различных значений  $T_e$  и  $\beta_{21}^0$ .

Таким образом, величины  $b_i$  существенно зависят от всех четырех параметров:  $\beta_{21}^0$ ,  $w$ ,  $T_{зв}$  и  $T_e$ , причем зависимость от  $\beta_{21}^0$  наиболее четкая. Влияние остальных трех параметров довольно сложное, и можно лишь качественно отметить его характер.



Таблица V

| i  | $\beta_{21}^0$ |         |           |         |           |         |
|----|----------------|---------|-----------|---------|-----------|---------|
|    | $10^{-1}$      |         | $10^{-2}$ |         | $10^{-4}$ |         |
|    | $T_{эв}$       |         |           |         |           |         |
|    | 20 000°        | 40 000° | 20 000°   | 40 000° | 20 000°   | 40 000° |
| 2  | 0,54           | 0,13    | 5,0       | 2,13    | 11,5      | 2,04    |
| 5  | 0,34           | 0,36    | 0,45      | 1,07    | 4,6       | 2,59    |
| 10 | 0,54           | 0,63    | 0,57      | 0,88    | 2,04      | 1,81    |
| 25 | 0,80           | 0,91    | 0,85      | 0,97    | 1,16      | 1,25    |

Таблица VI

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |         |           |         |
|-----|----------------|---------|-----------|---------|
|     | $10^{-1}$      |         | $10^{-2}$ |         |
|     | $T_e$          |         |           |         |
|     | 20 000°        | 40 000° | 20 000°   | 40 000° |
| 2   | 0,71           | 1,80    | 2,15      | 8,10    |
| 5   | 0,37           | 0,55    | 2,30      | 3,29    |
| 10  | 0,65           | 0,72    | 1,49      | 1,61    |
| 25  | 0,95           | 0,95    | 1,13      | 1,12    |

## IV. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ

Если мы предположим, что величины  $\beta_{ik}$  одни и те же для любого места среды, то для интенсивности водородной линии, возникающей в этой среде, можно написать следующее выражение:

$$I_{i2} = h\nu_{i2}\beta_{i2}b_iN_i^0, \quad (25)$$

где  $N_i^0$  — число атомов на  $i$ -м уровне, соответствующее случаю термодинамического равновесия с температурой  $T_e$ . Относительные интенсивности водородных линий или бальмеровский декремент будут равны

$$\frac{I_{i2}}{I_{42}} = \frac{i^2\nu_{i2}b_ie^{x_i-x_4}\beta_{i2}}{16\nu_{42}b_4\beta_{42}}. \quad (26)$$

Результаты расчетов, выполненные по формуле (26), даны в табл. VII.1—VII.14. В последней строке каждой таблицы приведена величина

$$K \equiv \lg \frac{I_4}{I_{\lambda=3640}} - \lg \frac{I_4^A}{I_{\lambda=3640}^A} = \lg \frac{\beta_{42}b_4}{b_4^A}, \quad (27)$$

Таблица VII.1

$$T_e = 10\,000^\circ, \quad T_{эв} = 10\,000^\circ, \quad w = 10^{-1}$$

| i  | $\beta_{21}^0$     |                    |                  |                  |                  |                  | i  | $\beta_{21}^0$     |                    |                  |                  |                  |                  |
|----|--------------------|--------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|----|--------------------|--------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
|    | 5·10 <sup>-3</sup> | 5·10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-5</sup> | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-7</sup> |    | 5·10 <sup>-3</sup> | 5·10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-4</sup> | 10 <sup>-5</sup> | 10 <sup>-6</sup> | 10 <sup>-7</sup> |
| 3  | 2,79               | 2,79               | 2,74             | 2,30             | 1,08             | 0,92             | 11 | 0,051              | 0,053              | 0,054            | 0,062            | 0,130            | 0,35             |
| 4  | 1,00               | 1,00               | 1,00             | 1,00             | 1,00             | 1,00             | 12 | 0,041              | 0,042              | 0,043            | 0,049            | 0,105            | 0,31             |
| 5  | 0,48               | 0,50               | 0,50             | 0,52             | 0,68             | 0,86             | 13 | 0,033              | 0,033              | 0,035            | 0,039            | 0,085            | 0,28             |
| 6  | 0,27               | 0,29               | 0,29             | 0,30             | 0,48             | 0,71             | 14 | 0,027              | 0,027              | 0,028            | 0,032            | 0,069            | 0,25             |
| 7  | 0,175              | 0,187              | 0,189            | 0,21             | 0,35             | 0,60             | 15 | 0,023              | 0,022              | 0,023            | 0,027            | 0,058            | 0,22             |
| 8  | 0,120              | 0,129              | 0,131            | 0,152            | 0,27             | 0,52             | 20 | 0,010              | 0,010              | 0,010            | 0,013            | 0,025            | 0,165            |
| 9  | 0,088              | 0,091              | 0,093            | 0,107            | 0,21             | 0,45             | 25 | 0,006              | 0,005              | 0,006            | 0,008            | 0,016            | 0,069            |
| 10 | 0,064              | 0,070              | 0,071            | 0,081            | 0,162            | 0,40             | 30 | 0,004              | 0,004              | 0,004            | 0,005            | 0,010            | 0,056            |
|    |                    |                    |                  |                  |                  |                  | K  | 0,28               | 0,34               | 0,36             | 0,28             | 0,03             | -0,69            |



Таблица VII.2

$$T_e = 10\,000^\circ, \quad T_{зв} = 20\,000^\circ, \quad w = 10^{-1}$$

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |                     |           |                   |           | $i$ | $\beta_{21}^0$ |                     |           |                   |           |
|-----|----------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|-----|----------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|
|     | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |     | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 3   | 2,20           | 1,17                | 0,98      | 0,82              | 0,69      | 11  | 0,043          | 0,067               | 0,176     | 0,36              | 0,59      |
| 4   | 1,00           | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00      | 12  | 0,036          | 0,052               | 0,140     | 0,29              | 0,55      |
| 5   | 0,38           | 0,69                | 0,85      | 0,95              | 0,99      | 13  | 0,029          | 0,041               | 0,111     | 0,24              | 0,51      |
| 6   | 0,21           | 0,43                | 0,68      | 0,83              | 0,92      | 14  | 0,024          | 0,033               | 0,087     | 0,194             | 0,47      |
| 7   | 0,138          | 0,27                | 0,55      | 0,73              | 0,83      | 15  | 0,020          | 0,028               | 0,072     | 0,160             | 0,44      |
| 8   | 0,097          | 0,180               | 0,42      | 0,63              | 0,74      | 20  | 0,009          | 0,014               | 0,030     | 0,070             | 0,29      |
| 9   | 0,072          | 0,124               | 0,31      | 0,53              | 0,69      | 25  | 0,006          | 0,008               | 0,017     | 0,040             | 0,20      |
| 10  | 0,056          | 0,090               | 0,23      | 0,43              | 0,63      | 30  | 0,004          | 0,005               | 0,010     | 0,023             | 0,13      |
|     |                |                     |           |                   |           | K   | 0,41           | 0,27                | -0,05     | -0,37             | -1,13     |

Таблица VII.3

$$T_e = 10\,000^\circ, \quad T_{зв} = 20\,000^\circ, \quad w = 10^{-2}$$

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |                     |           |                   |                     |           | $i$ | $\beta_{21}^0$ |                     |           |                   |                     |           |
|-----|----------------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|-----|----------------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|
|     | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |     | $10^{-2}$      | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 3   | 3,50           | 2,34                | 1,77      | 1,47              | 1,23                | 0,96      | 11  | 0,046          | 0,033               | 0,042     | 0,070             | 0,138               | 0,27      |
| 4   | 1,00           | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00                | 1,00      | 12  | 0,037          | 0,026               | 0,033     | 0,054             | 0,112               | 0,24      |
| 5   | 0,46           | 0,39                | 0,54      | 0,64              | 0,71                | 0,84      | 13  | 0,030          | 0,021               | 0,025     | 0,042             | 0,085               | 0,30      |
| 6   | 0,25           | 0,21                | 0,31      | 0,41              | 0,53                | 0,67      | 14  | 0,024          | 0,017               | 0,019     | 0,032             | 0,064               | 0,170     |
| 7   | 0,159          | 0,128               | 0,187     | 0,28              | 0,40                | 0,56      | 15  | 0,020          | 0,014               | 0,016     | 0,026             | 0,054               | 0,144     |
| 8   | 0,110          | 0,083               | 0,118     | 0,190             | 0,30                | 0,46      | 20  | 0,009          | 0,007               | 0,007     | 0,010             | 0,022               | 0,066     |
| 9   | 0,077          | 0,059               | 0,080     | 0,130             | 0,23                | 0,38      | 25  | 0,006          | 0,004               | 0,005     | 0,006             | 0,012               | 0,037     |
| 10  | 0,060          | 0,043               | 0,057     | 0,095             | 0,178               | 0,32      | 30  | 0,004          | 0,003               | 0,004     | 0,005             | 0,080               | 0,024     |
|     |                |                     |           |                   |                     |           | K   | 0,28           | 0,45                | 0,42      | 0,32              | 0,14                | -0,20     |

Таблица VII.4

$$T_e = 10\,000^\circ, \quad T_{зв} = 40\,000^\circ, \quad w = 10^{-6}$$

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |           | $i$ | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |           |
|-----|----------------|-----------|---------------------|-----------|-----------|-----|----------------|-----------|---------------------|-----------|-----------|
|     | $10^{-2}$      | $10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-5}$ | $10^{-6}$ |     | $10^{-2}$      | $10^{-4}$ | $2,5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-5}$ | $10^{-6}$ |
| 3   | 4,00           | 4,98      | 2,60                | 2,36      | 1,38      | 11  | 0,040          | 0,043     | 0,037               | 0,046     | 0,148     |
| 4   | 1,00           | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00      | 12  | 0,032          | 0,034     | 0,030               | 0,037     | 0,124     |
| 5   | 0,42           | 0,38      | 0,41                | 0,47      | 0,68      | 13  | 0,025          | 0,028     | 0,024               | 0,029     | 0,105     |
| 6   | 0,23           | 0,23      | 0,21                | 0,26      | 0,49      | 14  | 0,020          | 0,023     | 0,020               | 0,024     | 0,089     |
| 7   | 0,141          | 0,148     | 0,119               | 0,161     | 0,37      | 15  | 0,017          | 0,019     | 0,017               | 0,020     | 0,076     |
| 8   | 0,098          | 0,102     | 0,080               | 0,112     | 0,28      | 20  | 0,008          | 0,012     | 0,007               | 0,010     | 0,040     |
| 9   | 0,069          | 0,074     | 0,061               | 0,081     | 0,22      | 25  | 0,004          | 0,005     | 0,005               | 0,003     | 0,027     |
| 10  | 0,052          | 0,056     | 0,047               | 0,060     | 0,181     | 30  | 0,003          | 0,004     | 0,004               | 0,005     | 0,021     |
|     |                |           |                     |           |           | K   | 0,33           | 0,40      | 0,48                | 0,48      | 0,11      |



Таблица VII.5

$$T_e = 10\,000^\circ, T_{\text{зв}} = 80\,000^\circ, w = 10^{-8}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |           |           |           |           |           |
|-----|--------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|     | $10^{-2}$          | $10^{-3}$ | $10^{-4}$ | $10^{-5}$ | $10^{-6}$ | $10^{-7}$ |
| 3   | 4,30               | 4,37      | 6,00      | 4,86      | 2,37      | 1,35      |
| 4   | 1,00               | 1,00      | 1,00      | 1,00      | 1,00      | 1,00      |
| 5   | 0,41               | 0,43      | 0,47      | 0,30      | 0,48      | 0,71      |
| 6   | 0,22               | 0,23      | 0,27      | 0,125     | 0,281     | 0,56      |
| 7   | 0,138              | 0,140     | 0,274     | 0,068     | 0,182     | 0,48      |
| 8   | 0,094              | 0,092     | 0,127     | 0,047     | 0,124     | 0,41      |
| 9   | 0,066              | 0,064     | 0,084     | 0,036     | 0,089     | 0,32      |
| 10  | 0,050              | 0,047     | 0,063     | 0,030     | 0,066     | 0,26      |
| 11  | 0,038              | 0,035     | 0,049     | 0,025     | 0,053     | 0,21      |
| 12  | 0,031              | 0,027     | 0,037     | 0,021     | 0,042     | 0,182     |
| 13  | 0,024              | 0,021     | 0,029     | 0,018     | 0,034     | 0,151     |
| 14  | 0,020              | 0,017     | 0,023     | 0,015     | 0,027     | 0,129     |
| 15  | 0,016              | 0,014     | 0,019     | 0,013     | 0,020     | 0,110     |
| 20  | 0,007              | 0,006     | 0,008     | 0,006     | 0,011     | 0,060     |
| 25  | 0,004              | 0,004     | 0,004     | 0,004     | 0,008     | 0,041     |
| 30  | 0,003              | 0,003     | 0,003     | 0,003     | 0,006     | 0,032     |
| K   | 0,35               | 0,45      | 0,39      | 0,50      | 0,47      | 0,06      |

Таблица VII.6

$$T_e = 20\,000^\circ, T_{\text{зв}} = 20\,000^\circ, w = 10^{-1}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |           |                   |                     |           |                     |           |
|-----|--------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|
|     | $10^{-1}$          | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 3   | 2,50               | 2,51      | 1,59              | 1,09                | 0,91      | 0,74                | 0,69      |
| 4   | 1,00               | 1,00      | 1,00              | 1,00                | 1,00      | 1,00                | 1,00      |
| 5   | 0,54               | 0,48      | 0,47              | 0,57                | 0,79      | 0,91                | 0,98      |
| 6   | 0,33               | 0,27      | 0,26              | 0,32                | 0,56      | 0,78                | 0,87      |
| 7   | 0,22               | 0,170     | 0,160             | 0,19                | 0,36      | 0,66                | 0,78      |
| 8   | 0,132              | 0,117     | 0,105             | 0,123               | 0,25      | 0,54                | 0,68      |
| 9   | 0,117              | 0,085     | 0,075             | 0,085               | 0,174     | 0,44                | 0,60      |
| 10  | 0,089              | 0,065     | 0,055             | 0,063               | 0,125     | 0,35                | 0,54      |
| 11  | 0,071              | 0,050     | 0,042             | 0,047               | 0,093     | 0,28                | 0,47      |
| 12  | 0,056              | 0,040     | 0,033             | 0,035               | 0,071     | 0,22                | 0,40      |
| 13  | 0,045              | 0,032     | 0,026             | 0,027               | 0,054     | 0,170               | 0,33      |
| 14  | 0,037              | 0,027     | 0,022             | 0,023               | 0,044     | 0,141               | 0,28      |
| 15  | 0,032              | 0,022     | 0,019             | 0,018               | 0,035     | 0,115               | 0,25      |
| 20  | 0,015              | 0,011     | 0,009             | 0,010               | 0,016     | 0,065               | 0,108     |
| 25  | 0,008              | 0,006     | 0,005             | 0,005               | 0,008     | 0,025               | 0,057     |
| 30  | 0,005              | 0,004     | 0,003             | 0,003               | 0,005     | 0,015               | 0,035     |
| K   | 0,07               | 0,93      | 0,32              | 0,30                | 0,09      | -0,34               | -0,68     |



Таблица VII.7

$$T_e = 20\,000^\circ, T_{зв} = 20\,000^\circ, w = 10^{-2}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |                     |                     |           |                     |           |           |
|-----|--------------------|---------------------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|-----------|
|     | $10^{-1}$          | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $10^{-5}$ |
| 3   | 2,50               | 3,00                | 2,69                | 1,70      | 1,17                | 0,95      | 0,71      |
| 4   | 1,00               | 1,00                | 1,00                | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00      |
| 5   | 0,53               | 0,49                | 0,48                | 0,47      | 0,66                | 0,76      | 0,93      |
| 6   | 0,33               | 0,29                | 0,26                | 0,25      | 0,42                | 0,69      | 0,81      |
| 7   | 0,21               | 0,186               | 0,162               | 0,151     | 0,28                | 0,51      | 0,71      |
| 8   | 0,148              | 0,130               | 0,107               | 0,098     | 0,195               | 0,32      | 0,59      |
| 9   | 0,110              | 0,093               | 0,075               | 0,067     | 0,138               | 0,24      | 0,50      |
| 10  | 0,083              | 0,071               | 0,056               | 0,049     | 0,100               | 0,186     | 0,45      |
| 11  | 0,065              | 0,055               | 0,043               | 0,037     | 0,074               | 0,145     | 0,38      |
| 12  | 0,051              | 0,043               | 0,033               | 0,027     | 0,055               | 0,115     | 0,33      |
| 13  | 0,040              | 0,034               | 0,027               | 0,022     | 0,042               | 0,091     | 0,29      |
| 14  | 0,033              | 0,028               | 0,022               | 0,018     | 0,033               | 0,074     | 0,26      |
| 15  | 0,028              | 0,023               | 0,018               | 0,015     | 0,027               | 0,060     | 0,24      |
| 20  | 0,013              | 0,011               | 0,008               | 0,006     | 0,012               | 0,025     | 0,159     |
| 25  | 0,007              | 0,006               | 0,004               | 0,005     | 0,006               | 0,012     | 0,096     |
| 30  | 0,005              | 0,004               | 0,003               | 0,003     | 0,004               | 0,007     | 0,069     |
| K   | 0,05               | 0,13                | 0,28                | 0,32      | 0,25                | 0,05      | -0,71     |

Таблица VII.8

$$T_e = 20\,000^\circ, T_{зв} = 40\,000^\circ, w = 10^{-1}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |           |                     |           |                     |           |                     |           |
|-----|--------------------|-----------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|---------------------|-----------|
|     | 1                  | $10^{-1}$ | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 3   | 2,49               | 1,82      | 0,77                | 0,71      | 0,65                | 0,66      | 0,66                | 0,71      |
| 4   | 1,00               | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00                | 1,00      |
| 5   | 1,55               | 0,54      | 0,83                | 0,97      | 1,00                | 1,00      | 1,00                | 0,98      |
| 6   | 0,35               | 0,34      | 0,56                | 0,88      | 0,91                | 0,90      | 0,89                | 0,89      |
| 7   | 0,24               | 0,24      | 0,36                | 0,73      | 0,83                | 0,83      | 0,81                | 0,80      |
| 8   | 0,174              | 0,174     | 0,26                | 0,58      | 0,76                | 0,75      | 0,72                | 0,73      |
| 9   | 0,129              | 0,130     | 0,190               | 0,44      | 0,70                | 0,68      | 0,66                | 0,68      |
| 10  | 0,100              | 0,100     | 0,151               | 0,35      | 0,66                | 0,64      | 0,62                | 0,63      |
| 11  | 0,078              | 0,079     | 0,115               | 0,27      | 0,60                | 0,59      | 0,58                | 0,60      |
| 12  | 0,062              | 0,063     | 0,091               | 0,21      | 0,55                | 0,56      | 0,54                | 0,56      |
| 13  | 0,049              | 0,050     | 0,073               | 0,168     | 0,49                | 0,53      | 0,50                | 0,53      |
| 14  | 0,041              | 0,042     | 0,060               | 0,140     | 0,44                | 0,52      | 0,49                | 0,50      |
| 15  | 0,034              | 0,035     | 0,051               | 0,115     | 0,39                | 0,51      | 0,48                | 0,49      |
| 20  | 0,016              | 0,017     | 0,025               | 0,054     | 0,22                | 0,40      | 0,44                | 0,45      |
| 25  | 0,008              | 0,008     | 0,012               | 0,029     | 0,113               | 0,26      | 0,38                | 0,39      |
| 30  | 0,005              | 0,005     | 0,008               | 0,017     | 0,067               | 0,18      | 0,37                | 0,37      |
| K   | 0,09               | 0,10      | -0,06               | -0,40     | -1,00               | -1,48     | -2,44               | -3,22     |



Таблица VII.9

$$T_e = 20\,000^\circ, T_{3B} = 40\,000^\circ, w = 10^{-2}$$

| <i>i</i> | $\beta_{21}^\circ$ |                     |           |                   |                     |           |                     |
|----------|--------------------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|---------------------|
|          | $10^{-1}$          | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ |
| 3        | 2,46               | 1,10                | 0,91      | 0,81              | 0,76                | 0,75      | 0,76                |
| 4        | 1,00               | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00                | 1,00      | 1,00                |
| 5        | 0,50               | 0,58                | 0,74      | 0,85              | 0,83                | 0,91      | 0,90                |
| 6        | 0,32               | 0,31                | 0,51      | 0,70              | 0,68                | 0,76      | 0,76                |
| 7        | 0,21               | 0,190               | 0,35      | 0,59              | 0,54                | 0,62      | 0,64                |
| 8        | 0,148              | 0,125               | 0,24      | 0,52              | 0,46                | 0,50      | 0,54                |
| 9        | 0,110              | 0,089               | 0,165     | 0,45              | 0,40                | 0,43      | 0,45                |
| 10       | 0,083              | 0,067               | 0,120     | 0,38              | 0,37                | 0,35      | 0,39                |
| 11       | 0,065              | 0,053               | 0,091     | 0,32              | 0,34                | 0,32      | 0,35                |
| 12       | 0,051              | 0,043               | 0,069     | 0,26              | 0,31                | 0,28      | 0,31                |
| 13       | 0,040              | 0,034               | 0,054     | 0,22              | 0,29                | 0,25      | 0,21                |
| 14       | 0,034              | 0,029               | 0,045     | 0,187             | 0,27                | 0,23      | 0,25                |
| 15       | 0,027              | 0,025               | 0,036     | 0,160             | 0,25                | 0,22      | 0,24                |
| 20       | 0,014              | 0,012               | 0,019     | 0,078             | 0,148               | 0,20      | 0,17                |
| 25       | 0,008              | 0,007               | 0,011     | 0,038             | 0,083               | 0,13      | 0,12                |
| 30       | 0,006              | 0,005               | 0,008     | 0,025             | 0,054               | 0,14      | 0,11                |
| <i>K</i> | 0,08               | 0,17                | 0,00      | -0,49             | -0,76               | -1,27     | -2,38               |

Таблица VII.10

$$T_e = 20\,000^\circ, T_{3B} = 80\,000^\circ, w = 10^{-8}$$

| <i>i</i> | $\beta_{21}^\circ$ |           |           |           |                     |                   |           |
|----------|--------------------|-----------|-----------|-----------|---------------------|-------------------|-----------|
|          | $10^{-2}$          | $10^{-3}$ | $10^{-4}$ | $10^{-5}$ | $2,7 \cdot 10^{-6}$ | $5 \cdot 10^{-7}$ | $10^{-7}$ |
| 3        | 3,35               | 3,30      | 4,42      | 3,56      | 2,24                | 1,47              | 0,85      |
| 4        | 1,00               | 1,00      | 1,00      | 1,00      | 1,00                | 1,00              | 1,00      |
| 5        | 0,44               | 0,46      | 0,52      | 0,32      | 0,44                | 0,60              | 0,74      |
| 6        | 0,24               | 0,25      | 0,30      | 0,132     | 0,22                | 0,37              | 0,58      |
| 7        | 0,151              | 0,154     | 0,20      | 0,071     | 0,125               | 0,25              | 0,41      |
| 8        | 0,100              | 0,101     | 0,135     | 0,048     | 0,079               | 0,18              | 0,30      |
| 9        | 0,071              | 0,069     | 0,091     | 0,038     | 0,054               | 0,132             | 0,24      |
| 10       | 0,052              | 0,050     | 0,069     | 0,032     | 0,038               | 0,102             | 0,190     |
| 11       | 0,041              | 0,037     | 0,052     | 0,027     | 0,028               | 0,079             | 0,155     |
| 12       | 0,032              | 0,029     | 0,040     | 0,023     | 0,021               | 0,063             | 0,125     |
| 13       | 0,024              | 0,021     | 0,031     | 0,019     | 0,016               | 0,050             | 0,100     |
| 14       | 0,020              | 0,018     | 0,025     | 0,016     | 0,013               | 0,043             | 0,087     |
| 15       | 0,017              | 0,014     | 0,020     | 0,014     | 0,010               | 0,036             | 0,076     |
| 20       | 0,008              | 0,006     | 0,009     | 0,007     | 0,006               | 0,019             | 0,042     |
| 25       | 0,005              | 0,004     | 0,005     | 0,004     | 0,004               | 0,011             | 0,025     |
| 30       | 0,003              | 0,002     | 0,003     | 0,003     | 0,003               | 0,008             | 0,019     |
| <i>K</i> | 0,26               | 0,36      | 0,29      | 0,39      | 0,44                | 0,30              | 0,02      |



Т а б л и ц а VII.11

$$T_e = 40\,000^\circ, T_{\text{ав}} = 40\,000^\circ, w = 10^{-1}$$

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |           |                     |           |                   |                     |           |                   |           |
|-----|----------------|-----------|---------------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|
|     | 1              | $10^{-1}$ | $2,5 \cdot 10^{-2}$ | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ |
| 3   | 2,42           | 2,07      | 0,95                | 0,86      | 0,75              | 0,72                | 0,68      | 0,67              | 0,67      |
| 4   | 1,00           | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00      |
| 5   | 0,56           | 0,52      | 0,69                | 0,99      | 1,00              | 1,02                | 1,04      | 1,06              | 1,05      |
| 6   | 0,35           | 0,32      | 0,44                | 0,76      | 0,84              | 0,94                | 0,96      | 1,01              | 1,06      |
| 7   | 0,23           | 0,21      | 0,28                | 0,55      | 0,70              | 0,82                | 0,89      | 0,93              | 0,99      |
| 8   | 0,16           | 0,147     | 0,19                | 0,41      | 0,57              | 0,72                | 0,82      | 0,86              | 0,93      |
| 9   | 0,118          | 0,110     | 0,135               | 0,30      | 0,45              | 0,62                | 0,75      | 0,80              | 0,87      |
| 10  | 0,089          | 0,082     | 0,098               | 0,22      | 0,35              | 0,52                | 0,68      | 0,74              | 0,83      |
| 11  | 0,069          | 0,062     | 0,074               | 0,170     | 0,27              | 0,43                | 0,62      | 0,69              | 0,77      |
| 12  | 0,056          | 0,051     | 0,059               | 0,133     | 0,22              | 0,36                | 0,56      | 0,64              | 0,73      |
| 13  | 0,044          | 0,040     | 0,047               | 0,106     | 0,176             | 0,30                | 0,50      | 0,60              | 0,70      |
| 14  | 0,036          | 0,034     | 0,038               | 0,086     | 0,144             | 0,25                | 0,44      | 0,56              | 0,67      |
| 15  | 0,030          | 0,027     | 0,032               | 0,071     | 0,121             | 0,21                | 0,40      | 0,53              | 0,65      |
| 20  | 0,019          | 0,016     | 0,013               | 0,040     | 0,068             | 0,100               | 0,21      | 0,34              | 0,55      |
| 25  | 0,007          | 0,006     | 0,008               | 0,016     | 0,026             | 0,049               | 0,113     | 0,19              | 0,47      |
| 30  | 0,004          | 0,004     | 0,005               | 0,010     | 0,015             | 0,029               | 0,068     | 0,12              | 0,38      |
| K   | 0,02           | 0,07      | 0,00                | -0,32     | -0,52             | -0,78               | -1,15     | -1,43             | -2,50     |

Т а б л и ц а VII.12

$$T_e = 40\,000^\circ, T_{\text{ав}} = 40\,000^\circ, w = 5 \cdot 10^{-3}$$

| $i$ | $\beta_{21}^0$ |           |                   |                     |           |                   |           |                   |
|-----|----------------|-----------|-------------------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|-------------------|
|     | $10^{-1}$      | $10^{-2}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ |
| 3   | 2,78           | 1,18      | 0,98              | 0,90                | 0,81      | 0,76              | 0,71      | 0,70              |
| 4   | 1,00           | 1,00      | 1,00              | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00      | 1,00              |
| 5   | 0,52           | 0,66      | 0,79              | 0,83                | 0,89      | 0,94              | 1,01      | 1,00              |
| 6   | 0,30           | 0,38      | 0,56              | 0,64                | 0,73      | 0,79              | 0,89      | 0,91              |
| 7   | 0,20           | 0,24      | 0,38              | 0,49                | 0,58      | 0,65              | 0,77      | 0,79              |
| 8   | 0,139          | 0,157     | 0,27              | 0,38                | 0,47      | 0,54              | 0,67      | 0,70              |
| 9   | 0,100          | 0,110     | 0,187             | 0,30                | 0,39      | 0,45              | 0,58      | 0,61              |
| 10  | 0,074          | 0,079     | 0,137             | 0,23                | 0,32      | 0,38              | 0,50      | 0,54              |
| 11  | 0,057          | 0,058     | 0,102             | 0,176               | 0,27      | 0,32              | 0,44      | 0,47              |
| 12  | 0,047          | 0,046     | 0,081             | 0,143               | 0,24      | 0,29              | 0,40      | 0,43              |
| 13  | 0,036          | 0,035     | 0,061             | 0,113               | 0,20      | 0,25              | 0,35      | 0,38              |
| 14  | 0,030          | 0,029     | 0,050             | 0,092               | 0,175     | 0,22              | 0,32      | 0,35              |
| 15  | 0,025          | 0,023     | 0,041             | 0,076               | 0,151     | 0,196             | 0,29      | 0,32              |
| 20  | 0,011          | 0,011     | 0,018             | 0,033               | 0,077     | 0,122             | 0,20      | 0,23              |
| 25  | 0,006          | 0,006     | 0,009             | 0,016               | 0,040     | 0,071             | 0,143     | 0,163             |
| 30  | 0,004          | 0,004     | 0,007             | 0,010               | 0,026     | 0,049             | 0,126     | 0,147             |
| K   | 0,05           | 0,10      | -0,08             | -0,27               | -0,58     | -0,84             | -1,50     | -1,80             |



Таблица VII.13

$$T_e = 40\,000^\circ, T_{\text{зв}} = 40\,000^\circ, w = 10^{-3}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |           |                     |           |                   |           |                     |
|-----|--------------------|-----------|---------------------|-----------|-------------------|-----------|---------------------|
|     | $10^{-2}$          | $10^{-3}$ | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | $10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-5}$ | $2,5 \cdot 10^{-6}$ |
| 3   | 3,81               | 1,28      | 0,99                | 0,86      | 0,80              | 0,71      | 0,70                |
| 4   | 1,00               | 1,00      | 1,00                | 1,00      | 1,00              | 1,00      | 1,00                |
| 5   | 0,45               | 0,68      | 0,79                | 0,85      | 0,91              | 0,98      | 1,00                |
| 6   | 0,25               | 0,44      | 0,58                | 0,68      | 0,75              | 0,84      | 0,91                |
| 7   | 0,147              | 0,29      | 0,43                | 0,53      | 0,62              | 0,74      | 0,79                |
| 8   | 0,100              | 0,192     | 0,33                | 0,42      | 0,50              | 0,63      | 0,69                |
| 9   | 0,071              | 0,129     | 0,26                | 0,33      | 0,40              | 0,55      | 0,60                |
| 10  | 0,052              | 0,088     | 0,20                | 0,27      | 0,34              | 0,46      | 0,52                |
| 11  | 0,040              | 0,063     | 0,168               | 0,22      | 0,27              | 0,40      | 0,46                |
| 12  | 0,032              | 0,048     | 0,136               | 0,192     | 0,24              | 0,36      | 0,42                |
| 13  | 0,025              | 0,036     | 0,107               | 0,157     | 0,20              | 0,31      | 0,37                |
| 14  | 0,020              | 0,029     | 0,090               | 0,136     | 0,180             | 0,28      | 0,32                |
| 15  | 0,017              | 0,023     | 0,074               | 0,117     | 0,153             | 0,25      | 0,30                |
| 20  | 0,007              | 0,010     | 0,032               | 0,062     | 0,087             | 0,159     | 0,21                |
| 25  | 0,004              | 0,005     | 0,016               | 0,034     | 0,052             | 0,104     | 0,140               |
| 30  | 0,003              | 0,004     | 0,010               | 0,024     | 0,040             | 0,089     | 0,125               |
| $K$ | 0,21               | 0,19      | -0,11               | -0,36     | -0,60             | -1,21     | -1,75               |

Таблица VII.14

$$T_e = 40\,000^\circ, T_{\text{зв}} = 40\,000^\circ, w = 10^{-6}$$

| $i$ | $\beta_{21}^\circ$ |           |           |           |           |
|-----|--------------------|-----------|-----------|-----------|-----------|
|     | $10^{-2}$          | $10^{-4}$ | $10^{-5}$ | $10^{-6}$ | $10^{-7}$ |
| 3   | 3,23               | 5,57      | 2,30      | 1,61      | 0,71      |
| 4   | 1,00               | 1,00      | 1,00      | 1,00      | 1,00      |
| 5   | 0,44               | 0,54      | 0,43      | 0,57      | 0,90      |
| 6   | 0,24               | 0,34      | 0,21      | 0,33      | 0,71      |
| 7   | 0,147              | 0,23      | 0,113     | 0,20      | 0,55      |
| 8   | 0,098              | 0,158     | 0,068     | 0,134     | 0,44      |
| 9   | 0,069              | 0,113     | 0,043     | 0,094     | 0,35      |
| 10  | 0,050              | 0,083     | 0,030     | 0,068     | 0,28      |
| 11  | 0,037              | 0,062     | 0,021     | 0,050     | 0,23      |
| 12  | 0,030              | 0,049     | 0,017     | 0,040     | 0,20      |
| 13  | 0,023              | 0,028     | 0,014     | 0,031     | 0,16      |
| 14  | 0,019              | 0,031     | 0,012     | 0,025     | 0,14      |
| 15  | 0,016              | 0,025     | 0,010     | 0,021     | 0,12      |
| 20  | 0,007              | 0,011     | 0,006     | 0,010     | 0,07      |
| 25  | 0,004              | 0,005     | 0,003     | 0,005     | 0,04      |
| 30  | 0,002              | 0,004     | 0,002     | 0,004     | 0,03      |
| $K$ | 0,23               | 0,13      | 0,38      | 0,32      | -0,37     |



характеризующая изменение отношения интенсивностей  $I_{42}$  и непрерывного спектра по сравнению со случаем  $A$ , т. е. полностью прозрачной средой.

Характер бальмеровского декремента, так же как и величины  $b_i$ , зависит от четырех параметров:  $\beta_{21}^0$ ,  $w$ ,  $T_e$  и  $T_{зв}$ .

### 1. Влияние параметра $\beta_{21}^0$

Как видно из табл. VII.1—VII.14, при уменьшении величины  $\beta_{21}^0$  сначала бальмеровский декремент становится круче. Особенно сильно возрастает величина отношения  $I_{32}/I_{42}$ . Это является следствием увеличения величин  $b_i$ . При дальнейшем уменьшении  $\beta_{21}^0$  крутизна декремента перестает увеличиваться, а затем начинает уменьшаться. Декремент становится довольно пологим. Величина отношения  $I_{202}/I_{42}$  может достигнуть значения 0,1, а отношение  $I_{32}/I_{42}$  может стать меньшим единицы. Такое положение объясняется тем, что при малых  $\beta_{21}^0$  рост величин  $b_i$  не компенсирует уменьшения величин  $\beta_{ik}$ .

Следует подчеркнуть, что изменение величины  $\beta_{21}^0$  оказывает большое влияние на интенсивность первых членов серии и особенно на интенсивность линии  $H_\alpha$ .

### 2. Влияние величины коэффициента дилуции $w$

В табл. VIII приведены значения  $I_{32}/I_{42}$  некоторых линий для  $T_e = T_{зв} = 40\,000^\circ$ .

Таблица VIII

| i  | $\beta_{21}^0$ |                   |           |           |           |                   |           |           |
|----|----------------|-------------------|-----------|-----------|-----------|-------------------|-----------|-----------|
|    | $10^{-2}$      |                   |           |           | $10^{-4}$ |                   |           |           |
|    | w              |                   |           |           |           |                   |           |           |
|    | $10^{-1}$      | $5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $10^{-6}$ | $10^{-1}$ | $5 \cdot 10^{-3}$ | $10^{-3}$ | $10^{-6}$ |
| 3  | 0,86           | 1,18              | 3,81      | 3,23      | 0,67      | 0,71              | 0,86      | 5,57      |
| 5  | 0,99           | 0,66              | 0,45      | 0,44      | 1,05      | 1,01              | 0,85      | 0,54      |
| 10 | 0,22           | 0,079             | 0,052     | 0,050     | 0,81      | 0,50              | 0,27      | 0,083     |
| 20 | 0,040          | 0,011             | 0,007     | 0,007     | 0,55      | 0,20              | 0,067     | 0,011     |

Из этой таблицы видно, что с уменьшением величины  $w$  декремент становится круче. Величина  $I_{32}/I_{42}$  может достигать значения  $\sim 6$ , т. е. в несколько раз больше, чем в случае полностью прозрачной среды.

### 3. Влияние температуры излучения звезды $T_{зв}$

Относительные интенсивности некоторых линий  $I_{i2}/I_{42}$  приведены в табл. IX для  $T_e = 20\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$  и разных значений  $T_{зв}$  и  $\beta_{21}^0$ . Легко видеть, что с ростом температуры звезды бальмеровский декремент становится положе. Очевидно, здесь сказывается увеличение числа ионизаций с возбужденных уровней под действием излучения звезды.



Таблица IX

| $\xi$ | $\beta_{21}^0$ |         |           |         |           |         |
|-------|----------------|---------|-----------|---------|-----------|---------|
|       | $10^{-1}$      |         | $10^{-2}$ |         | $10^{-4}$ |         |
|       | $T_{3B}$       |         |           |         |           |         |
|       | 20 000°        | 40 000° | 20 000°   | 40 000° | 20 000°   | 40 000° |
| 3     | 2,50           | 1,82    | 2,51      | 0,71    | 0,69      | 0,71    |
| 5     | 0,54           | 0,54    | 0,48      | 0,97    | 0,98      | 0,98    |
| 10    | 0,089          | 0,100   | 0,065     | 0,35    | 0,54      | 0,63    |
| 20    | 0,015          | 0,017   | 0,011     | 0,054   | 0,108     | 0,45    |

#### 4. Влияние электронной температуры среды $T_e$

В табл. X приведены относительные интенсивности некоторых линий для  $T_{3B} = 40\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$  и различных значений  $T_e$  и  $\beta_{21}^0$ . Из таблицы видно, что бальмеровский декремент, как и в случае среды, прозрачной для излучения в бальмеровских линиях, сравнительно слабо зависит от электронной температуры среды.

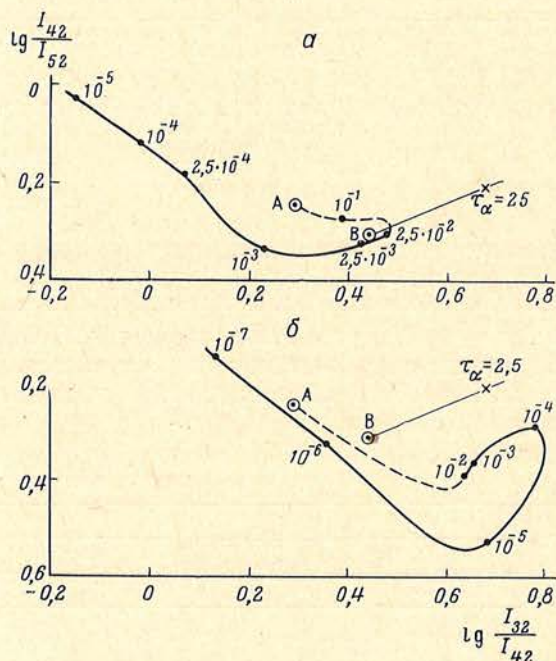
Таблица X

| i  | $\beta_{21}^0$ |         |           |         |
|----|----------------|---------|-----------|---------|
|    | $10^{-1}$      |         | $10^{-3}$ |         |
|    | $T_e$          |         |           |         |
|    | 20 000°        | 40 000° | 20 000°   | 40 000° |
| 3  | 1,82           | 2,07    | 0,66      | 0,68    |
| 5  | 0,54           | 0,52    | 1,00      | 1,04    |
| 10 | 0,10           | 0,08    | 0,64      | 0,68    |
| 20 | 0,02           | 0,02    | 0,40      | 0,21    |

Таким образом, мы видим, что бальмеровский декремент, возникающий в оптически толстой для излучения в линиях среде, движущейся с градиентом скорости, зависит главным образом от трех параметров:  $\beta_{21}^0$ ,  $w$  и  $T_{3B}$ . Существующая в настоящее время точность определения интенсивности линий в спектрах звезд, а также неоднородность условий в звездных оболочках не позволяет найти из сравнения наблюдаемого и теоретического декрементов значения всех трех параметров. Необходимо значения двух параметров найти из других наблюдений, тогда третий может быть найден по виду декремента. Например, мы можем во многих случаях определить температуру излучения по спектральному классу звезды и в некоторых случаях сделать заключение о величине  $w$  по характеру спектра оболочки. Тогда мы можем из сравнения наблюдаемого и теоретического декрементов определить величину  $\beta_{21}^0$ , т. е. получить некоторые сведения о характере движения вещества в оболочке. Могут осуществляться и другие варианты определения величин  $\beta_{21}^0$ ,  $w$  и  $T_{3B}$ . Что же касается определения электронной температуры, то, поскольку бальмеровский декремент слабо зависит от нее, ее всегда нужно будет определять из других соотношений.



Рассмотрим величину  $K$ , определенную равенством (27). Эта величина характеризует соотношение интенсивностей линий и континуума. Из табл. VII.1—VII.14 видно, что при уменьшении  $\beta_{21}^0$  величина  $K$  сначала растет. Наибольшее значение, которое она достигает, равно 0,5. Это означает, что отношение интенсивности  $H_\beta$  к интенсивности континуума может в три раза превышать эту же величину для случая полностью прозрачной



Фиг. 1. Зависимость  $\lg I_{42}/I_{52}$  от  $\lg I_{32}/I_{42}$  для случаев а и б

среды. При дальнейшем уменьшении  $\beta_{21}^0$  величина  $K$  начинает быстро падать и в наших вычислениях достигает значения  $-2,5$ . Такой характер зависимости  $K$  от  $\beta_{21}^0$  приведет к тому, что если мы будем пренебрегать непрозрачностью среды и для определения числа водородных атомов использовать соотношения, справедливые для случая прозрачной среды, то можем его фиктивно завысить только в три раза, а занижить в несколько сотен раз.

Влияние остальных параметров  $T_e$ ,  $T_{зв}$  и  $w$  на величину  $K$  сводится к тому, что положение ее максимума сдвигается в сторону меньших  $\beta_{21}^0$  при уменьшении  $T_{зв}$ ,  $w$  и увеличении  $T_e$ . Причем влияние параметра  $T_e$  слабее, чем  $T_{зв}$  и  $w$ .

В последнее время при анализе эмиссионных спектров стали использовать зависимости величин  $\lg I_{42}/I_{52}$  от величин  $\lg I_{32}/I_{42}$ . Такие зависимости позволяют разделить влияние межзвездного поглощения и самопоглощения среды на наблюдаемое соотношение интенсивностей балмеровских линий. На фиг. 1 представлено соотношение величин  $\lg I_{42}/I_{52}$  и  $\lg I_{32}/I_{42}$  в зависимости от параметра  $\beta_{21}^0$  для а)  $T_e = 20\,000^\circ$ ,  $T_{зв} = 20\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-2}$  и б)  $T_e = 10\,000^\circ$ ,  $T_{зв} = 80\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-8}$ . Цифры у точек на кривой соответствуют значению параметра  $\beta_{21}^0$ . Кривые имеют довольно сложный вид. Это и понятно. При их построении использовалось шесть величин:  $b_3$ ,  $b_4$ ,  $b_5$ ,  $\beta_{32}$ ,  $\beta_{42}$  и  $\beta_{52}$ , каждая из которых в конечном счете по-своему зависит от  $\beta_{21}^0$ . На фиг. 1 тонкой линией показана аналогич-



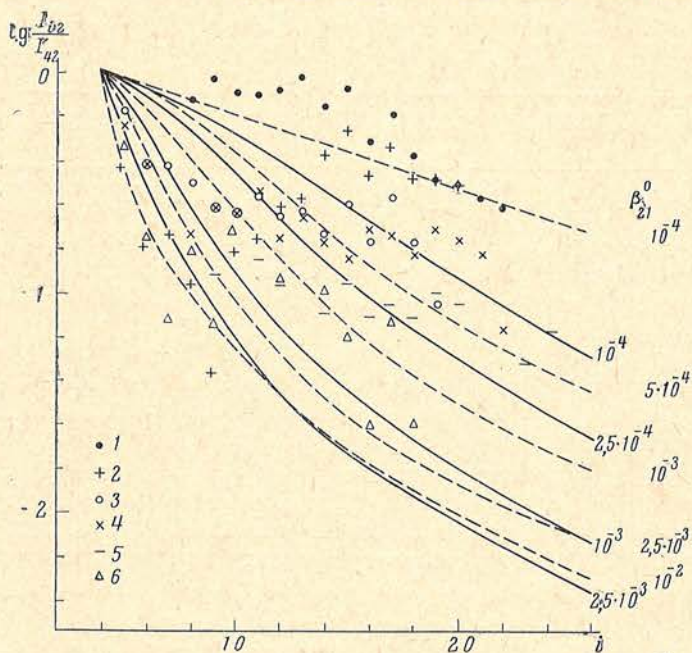
ная зависимость, полученная Каприотти [16] для неподвижной среды, а также отмечены положения точек, соответствующих случаям *A* и *B*.

Наиболее существенным различием между кривыми, полученными нами и Каприотти, является то, что первые кривые простираются вправо и влево от точек, соответствующих случаям *A* и *B*, в то время как кривая, полученная Каприотти, простирается только вправо. Основная причина этого состоит, по-видимому, в том, что Каприотти [16] предполагал полную прозрачность среды в линиях пашеновской и более высоких серий даже при больших значениях оптической толщи в  $H_\alpha$ .

Для других значений параметров  $T_e$ ,  $T_{зв}$  и  $w$  мы будем иметь кривые, аналогичные представленным на фиг. 1. Эти кривые будут простираются вправо тем больше, чем меньше значение параметра  $w$ .

## V. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Эмиссионные линии водорода присутствуют в спектрах почти всех нестационарных звезд и туманностей. Однако выполненные выше расчеты применимы не ко всем объектам, поскольку предполагалось, что ионизация водородных атомов происходит под действием излучения звезды.



Фиг. 2. Сравнение наблюдаемых и вычисленных декрементов для звезд Be

Сплошные линии представляют бальмеровский декремент, вычисленный для  $T_e = T_{зв} = 20\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$ ; штриховые —  $T_e = 10\,000^\circ$ ,  $T_{зв} = 20\,000^\circ$  и  $w = 10^{-1}$ ; значения  $\beta_{21}^0$  указаны справа; 1 — 12 Aur; 2 —  $\gamma$  Oph; 3 — HD 58050; 4 — 11 Cam; 5 — HD 37998; 6 — X Per

Поэтому мы ограничимся здесь рассмотрением эмиссионных линий водорода в спектрах горячих звезд ( $T_{зв} > 10\,000^\circ$ ).

Наиболее полные данные об интенсивностях эмиссионных линий водорода имеются для звезд Be. На фиг. 2 представлены бальмеровские декременты в спектрах звезд 12 Aur, HD 58050, 11 Cam, HD 37998 [19],  $\gamma$  Oph и X Per [20]. В среднем эти звезды имеют спектральный класс B2, т. е. мы можем принять  $T_{зв} = 20\,000^\circ$ . На основании ширин эмиссионных



линий было найдено, что  $w = 10^{-1}$  [21]. Цой Дяй О [22] показал, что величина электронной температуры в оболочках звезд Ве составляет  $2/3$  величины температуры излучения. На фиг. 2 представлены бальмеровские декременты, рассчитанные для  $T_{зв} = 20\,000^\circ$ ,  $w = 10^{-1}$  и разных значений  $\beta_{21}^0$ .

При рассмотрении фиг. 2 следует иметь в виду, что из наблюдений мы получаем интенсивность различных линий с разной точностью. Дело в том, что в спектрах звезд Ве эмиссионные линии накладываются на широкие линии поглощения водорода. Поэтому для линий  $H_6-H_{15}$ , интенсивность которых сравнительно невелика, при определении их интенсивности возникают большие трудности, связанные с учетом подложки. Кроме того, при определении интенсивностей линий, возникающих в оптически толстой среде, необходимы дополнительные исследования для определения непрерывного спектра [20]. Для линий более высоких, чем  $H_{15}$ , положение улучшается. Там линии поглощения водорода исчезают вследствие перекрытий и положение подложки фиксируется уверенней. Поэтому при рассмотрении фиг. 2 следует больше внимания уделять линиям  $H_{15}-H_{20}$ . Мы видим, что вычисленные декременты удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми. В табл. XI даны параметры  $\beta_{21}^0$  для оболочек звезд, найденные из сравнения декрементов.

Т а б л и ц а X I

| Звезда     | $T_e = T_{зв}$      | $T_e = 1/2 T_{зв}$  | Звезда   | $T_e = T_{зв}$      | $T_e = 1/2 T_{зв}$  |
|------------|---------------------|---------------------|----------|---------------------|---------------------|
| 12 Aur     | $2,5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-4}$           | HD 58050 | $10^{-4}$           | $2,5 \cdot 10^{-4}$ |
| $\chi$ Oph | $2,5 \cdot 10^{-5}$ | $10^{-4}$           | HD 37998 | $1,5 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-4}$   |
| 11 Cam     | $10^{-4}$           | $2,5 \cdot 10^{-4}$ | X Per    | $3 \cdot 10^{-4}$   | $10^{-3}$           |

Однако между наблюдаемыми и вычисленными декрементами имеется некоторое различие: вычисленные интенсивности линий  $H_8-H_{12}$  несколько выше наблюдаемых. Помимо указанной выше причины здесь могут иметь значение некоторые упрощения, введенные при вычислении декремента. Во-первых, мы предполагали, что  $\beta_{21}^0$  не меняется в среде и, во-вторых, пренебрегли переходами под действием электронных ударов. Возможно, учет этих двух обстоятельств позволит сделать согласие между наблюдаемыми и теоретическими декрементами еще лучшим.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты величин  $b_i$  и  $\beta_{ik}$  позволяют сделать некоторые заключения о прозрачности оболочек для излучения в линиях различных серий и, в частности, о справедливости схемы В (см. «Введение»).

Сначала рассмотрим оболочки, расположенные близко к поверхности звезды, т. е. для которых  $w = 10^{-1}$ . Расчеты показывают, что для  $T_{зв} = 20\,000^\circ$  уже при  $\beta_{21}^0 \approx 0,05$  линии бальмеровской серии перестают быть прозрачными. В табл. XII приведены значения  $\beta_{i1}$  и  $\beta_{i2}$  для некоторых линий. Такое положение означает, что случай В (среда полностью непрозрачна для излучения в лаймановской серии и полностью прозрачна для излучения во всех остальных сериях) не осуществляется в околозвездных оболочках.

Как видно из табл. XIII, с уменьшением коэффициента дилуции  $w$  различие между  $\beta_{i1}$  и  $\beta_{i2}$  в целом растет. Поэтому при  $w = 10^{-8}$  случай В, вероятно, уже может осуществляться. Это и понятно. В оболочках звезд



Таблица XII

| i  | $\beta_{21}^0$ |              |              |              |              |              |                   |              |              |                   |                   |                   |
|----|----------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-------------------|--------------|--------------|-------------------|-------------------|-------------------|
|    | $10^{-1}$      |              |              | $10^{-2}$    |              |              | $5 \cdot 10^{-3}$ |              |              | $10^{-4}$         |                   |                   |
|    | $\beta_{i1}$   | $\beta_{i2}$ | $\beta_{i3}$ | $\beta_{i1}$ | $\beta_{i2}$ | $\beta_{i3}$ | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$ | $\beta_{i3}$ | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$      | $\beta_{i3}$      |
| 3  | 0,50           | 1,00         | —            | 0,06         | 0,40         | —            | 0,03              | 0,13         | —            | $6 \cdot 10^{-4}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ | —                 |
| 4  | 0,77           | 1,00         | 1,00         | 0,18         | 0,86         | 0,74         | 0,09              | 0,61         | 0,27         | $2 \cdot 10^{-3}$ | $8 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ |
| 5  | 0,88           | 1,00         | 1,00         | 0,35         | 0,95         | 0,96         | 0,19              | 0,84         | 0,78         | $4 \cdot 10^{-3}$ | 0,02              | $6 \cdot 10^{-3}$ |
| 10 | 0,99           | 1,00         | 1,00         | 0,87         | 1,00         | 1,00         | 0,76              | 1,00         | 1,00         | $3 \cdot 10^{-2}$ | 0,28              | 0,14              |
| 20 | 1,00           | 1,00         | 1,00         | 0,98         | 1,00         | 1,00         | 0,97              | 1,00         | 1,00         | 0,27              | 0,83              | 0,71              |

$b_1 \approx w^{-1}$ , а  $b_2 \approx 0,1$  в случае, когда они прозрачны для излучения в линиях. Таким образом, различие в населенностях, а следовательно, и различие в оптических толщах возрастает с уменьшением  $w$ .

Рассмотрим вопрос о соотношении оптических толщ среды для излучения в линиях бальмеровской и более высоких серий. Из табл. XIII видно, что уже при сравнительно небольших отклонениях  $\beta_{i2}$  от единицы величины  $\beta_{i3}$  также начинают уменьшаться. Это означает, что предположение [15, 16] о том, что оболочки звезд могут быть полностью непрозрачны в линиях лаймановской серии, частично непрозрачны в линиях бальмеровской серии и полностью прозрачны в линиях более высоких серий, может выполняться лишь для малых  $\tau_{H\alpha}$ .

Таблица XIII

$$T_e = T_{\text{ав}} = 40\,000^\circ, \beta_{21}^0 = 10^{-4}$$

| i  | w                 |                   |                   |                   |                   |                   |                   |                   |                   |                   |              |              |
|----|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|--------------|--------------|
|    | $10^{-1}$         |                   |                   | $5 \cdot 10^{-2}$ |                   |                   | $10^{-2}$         |                   |                   | $10^{-3}$         |              |              |
|    | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$      | $\beta_{i3}$      | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$      | $\beta_{i3}$      | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$      | $\beta_{i3}$      | $\beta_{i1}$      | $\beta_{i2}$ | $\beta_{i3}$ |
| 3  | $6 \cdot 10^{-4}$ | $1 \cdot 10^{-4}$ | —                 | $6 \cdot 10^{-4}$ | $6 \cdot 10^{-5}$ | —                 | $6 \cdot 10^{-4}$ | $2 \cdot 10^{-4}$ | —                 | $6 \cdot 10^{-4}$ | 0,04         | —            |
| 4  | $2 \cdot 10^{-3}$ | $7 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-5}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | $3 \cdot 10^{-5}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-4}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | 0,26         | 0,57         |
| 5  | $4 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^{-3}$ | $3 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-3}$ | $3 \cdot 10^{-3}$ | $6 \cdot 10^{-4}$ | $4 \cdot 10^{-4}$ | 0,57         | 0,92         |
| 10 | 0,03              | 0,02              | $6 \cdot 10^{-3}$ | 0,03              | 0,01              | $3 \cdot 10^{-3}$ | 0,03              | 0,04              | 0,01              | 0,03              | 0,95         | 1,00         |
| 20 | 0,27              | 0,19              | 0,06              | 0,27              | 0,10              | 0,03              | 0,27              | 0,32              | 0,15              | 0,27              | 1,00         | 1,00         |

Для определения межзвездного поглощения часто используют отношения интенсивностей бальмеровских и пашеновских линий, имеющих общий верхний уровень. Как видно из табл. XII, величины  $\beta_{i2}$  и  $\beta_{i3}$  заметно отличаются даже для малых  $\beta_{21}^0$ . Это означает, что указанный метод определения межзвездного поглощения неприменим для звезд, имеющих близко расположенные оболочки.

При расчетах мы предполагаем, что излучение в линиях выходит из среды вследствие существования градиента скорости, т. е. вследствие эффекта Доплера. При очень малом градиенте скоростей ( $\beta_{21}^0 \ll 1$ ) может быть существенным выход излучения в крыльях линии вследствие некогерентного рассеяния. При небольшой электронной плотности к этому еще добавится возможность ухода  $L_\alpha$ -квантов путем двухфотонных переходов. В этих условиях формула (14), дающая связь между величинами



$\beta_{ik}$ , перестает быть справедливой. Поэтому при малых  $n_e$  вычисленные декременты могут быть неточными.

В заключение выражаю благодарность В. В. Соболеву и Р. Е. Гершбергу за ценные советы при выполнении работы, Т. Г. Буславской за выполнение расчетов на электронной машине «Минск-1» и Г. Н. Шарповой за помощь при подготовке рукописи.

Май 1965 г.

### Литература

1. F. Carrol. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 90, 588, 1930.
2. Е. Р. Рындина. Уч. зап. ЛГУ, № 190, 1957.
3. L. Searle. Astrophys. J., 128, 489, 1958.
4. A. Burgess. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 118, 477, 1958.
5. R. M. Pengelly. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 127, 145, 1964.
6. G. Cillie. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 92, 820, 1932; 96, 777, 1936.
7. D. Menzel, J. Backer. Astrophys. J., 86, 70, 1937; 88, 52, 1938.
8. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 119, 90, 1959.
9. R. M. Pengelly, M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 127, 165, 1964.
10. M. J. Seaton. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 127, 177, 1964.
11. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Межзвездная среда. М., Физматгиз, 1963, стр. 28.
12. С. А. Каплан, С. И. Гопасюк. Цирк. Львовск. обс., № 25, 1953.
13. J. W. Chamberlain. Astrophys. J., 117, 387, 1953.
14. R. A. R. Parker. Astrophys. J., 139, 208, 1964.
15. В. В. Соболев. Астрон. ж., 39, 632, 1962.
16. E. R. Capriotti. Astrophys. J., 139, 225, 1964; 140, 632, 1964.
17. В. В. Соболев. Движущиеся оболочки звезд. Изд-во ЛГУ, 1947; Астрон. ж., 36, 753, 1959.
18. В. В. Соболев, В. В. Иванов. Уч. зап. ЛГУ, № 307, 3, 1962.
19. G. R. Burbidge, E. M. Burbidge. Astrophys. J., 118, 252, 1953.
20. А. А. Боярчук, И. И. Проник. Изв. Крымской астрофиз. обс., 33, 195, 1965.
21. А. А. Боярчук. Вопросы космогонии, 6, 231, 1959.
22. Цой Дай О. Астрон. ж., 33, 506, 1956.



К ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ  
В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД

В. Г. Буславский

Показано, что все результаты теории переноса излучения в фотосферах звезд, основанной на предположении, что коэффициент поглощения в фотосфере не зависит от частоты, могут быть найдены применением преобразования Лапласа к основным уравнениям теории.

ON THE THEORY OF RADIATIVE TRANSFER IN STELLAR PHOTOSPHERES, by V. G. Buslavsky.— It is shown that all the results of the theory of radiative transfer in stellar photospheres, based on the assumption that the absorption coefficient in the photosphere does not depend on frequency, can be obtained by application of Laplace transformations to the main equations of the theory.

Основные уравнения теории переноса излучения в фотосфере звезды имеют вид (см., например, [1])

$$\left. \begin{aligned} \mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} &= I(\tau, \mu) - B(\tau), \\ B(\tau) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu') d\mu', \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $I(\tau, \mu)$  — интенсивность излучения, идущего на оптической глубине  $\tau$  под углом  $\arccos \mu$  к нормали (радиусу-вектору звезды),  $B(\tau)$  — функция источника,  $\tau$  — оптическая глубина, соответствующая среднему коэффициенту поглощения в фотосфере звезды.

Система (1) должна решаться при граничном условии

$$I(0, \mu) = 0 \text{ при } \mu < 0, \quad (2)$$

выражающем отсутствие излучения, падающего на звезду извне. Из системы (1) с граничным условием (2) легко получается интегральное уравнение для определения неизвестной функции  $B(\tau)$

$$B(\tau) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} B(\tau') Ei(|\tau - \tau'|) d\tau', \quad (3)$$

где  $Ei(x)$  — интегральная показательная функция первого порядка. Если уравнение (3) решено, то из первого уравнения системы (1) можно найти интенсивности излучения на любых оптических глубинах. В частности, для интенсивности излучения, выходящего из звезды, имеем

$$I(0, \mu) = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\frac{\tau}{\mu}} \frac{d\tau}{\mu}. \quad (4)$$



Отметим, что вследствие однородности уравнения (3) его решение определяется лишь с точностью до произвольного постоянного множителя. Этот множитель находится из условия

$$F = 2 \int_{-1}^{+1} I(\tau, \mu') \mu' d\mu' = \frac{\sigma}{\pi} T_e^4, \quad (5)$$

означающего, что в фотосфере звезды задан интегральный поток излучения  $\pi F$ . В формуле (5)  $T_e$  — эффективная температура звезды,  $\sigma$  — постоянная закона Стефана — Больцмана. Здесь мы будем считать, что  $B(0) = 1$ .

Из изложенного видно, что для определения непосредственно наблюдаемой величины  $I(0, \mu)$  надо знать поле излучения внутри звезды.

Представляет большой интерес то обстоятельство, что функция  $I(0, \mu)$  может быть получена и без знания функции  $B(\tau)$ . Впервые это было показано В. А. Амбарцумяном [2]. Из его результатов при  $B(0) = 1$  следует, что

$$I(0, \mu) = H(\mu), \quad (6)$$

где  $H(\mu)$  — функция Амбарцумяна, определяемая уравнением

$$H(\mu) = 1 + \frac{1}{2} \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu' \quad (7)$$

или эквивалентным ему уравнением

$$H(\mu) = \frac{1}{\frac{1}{2} \int_0^1 \frac{\mu' H(\mu')}{\mu + \mu'} d\mu'}. \quad (8)$$

Используя (6) вместо (4), получим

$$H(\mu) = \int_0^\infty B(\tau) e^{-\frac{\tau}{\mu}} \frac{d\tau}{\mu}. \quad (9)$$

Распространив это соотношение на плоскость комплексного переменного  $p$ , найдем, что

$$\frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}\right) = \int_0^\infty e^{-p\tau} B(\tau) d\tau. \quad (10)$$

Соотношение (10) означает, что функция  $\frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}\right)$  является преобразованием Лапласа функции  $B(\tau)$ . Используя формулу обращения, получим

$$B(\tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{p\tau} \frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}\right) dp. \quad (11)$$

В формуле (11) прямая  $\text{Re } p = \sigma$ , вдоль которой производится интегрирование, должна лежать правее всех особенностей подынтегральной функции. Найдем эти особенности. Прежде всего, из (8) легко получить соотношение

$$\frac{1}{p} H\left(\frac{1}{p}\right) = \frac{1}{\frac{p^2}{2} \int_0^1 \frac{x H(x)}{1+px} dx}, \quad (12)$$

из которого следует, что функция  $1/p H(1/p)$  регулярна в плоскости  $\text{Re } p > 0$  и имеет двойной полюс в точке  $p = 0$ . Вычет подынтегрального



выражения в точке  $p = 0$  равен

$$\operatorname{Res} \left\{ e^{p\tau} \frac{1}{p} H \left( \frac{1}{p} \right) \right\}_{p=0} = \frac{3}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx + \tau \sqrt{3}. \quad (13)$$

Далее, применяя преобразование Лапласа к первому из уравнений системы (1), получим

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}(p, \mu) &= \frac{\frac{1}{p} H \left( \frac{1}{p} \right) - \mu H(\mu)}{1 - p\mu} && \text{при } \mu > 0, \\ \bar{I}(p, \mu) &= \frac{\frac{1}{p} H \left( \frac{1}{p} \right)}{1 - p\mu} && \text{при } \mu < 0, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где обозначено

$$\bar{I}(p, \mu) = \int_0^\infty e^{-p\tau} I(\tau, \mu) d\tau. \quad (15)$$

Второе из уравнений системы (1) после применения преобразования Лапласа дает

$$\frac{1}{p} H \left( \frac{1}{p} \right) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} \bar{I}(p, \mu') d\mu'. \quad (16)$$

Подставляя в это соотношение величины  $\bar{I}(p, \mu)$  из (14), получим для функции  $H(x)$  линейное интегральное уравнение с ядром типа Коши

$$H(x) \left( 1 - \frac{1}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x} \right) = \frac{1}{2} \int_0^1 \frac{x' H(x')}{x' - x} dx'. \quad (17)$$

Уравнение (17) впервые было получено В. В. Соболевым [1].

Легко видеть, что правая часть уравнения (17) есть  $1/H(-x)$ , так что из (17) получаем соотношение

$$H(x) H(-x) = \frac{1}{1 - \frac{1}{2} x \ln \frac{1+x}{1-x}}, \quad (18)$$

из которого следует, что  $p = -1$  есть точка ветвления функции  $H\left(\frac{1}{p}\right)$ . Используя (18), формулу (11) можно переписать в виде

$$B(\tau) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} e^{p\tau} \frac{dp}{H\left(-\frac{1}{p}\right) \left(p - \frac{1}{2} \ln \frac{p+1}{p-1}\right)} \quad (\sigma > 0). \quad (19)$$

Выполняя интегрирование, получим с учетом (13)]

$$B(\tau) = \frac{3}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx + \tau \sqrt{3} - 2 \int_1^\infty \frac{e^{-\tau x}}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (20)$$

Поскольку функция  $H(\mu)$  изучена очень подробно, то формула (20) полностью определяет функцию  $B(\tau)$ . Таким образом, поле излучения внутри звезды полностью определяется интенсивностью излучения, выходящего из звезды.



Отметим, что выражение (20) для  $B(\tau)$  можно преобразовать следующим образом. Из (20) при  $\tau = 0$  находим

$$\int_1^{\infty} \frac{1}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{3}{4} \int_0^1 H(x) x^2 dx - \frac{1}{2}. \quad (21)$$

Подставляя (21) в (20), получим

$$B(\tau) = 1 + \tau \sqrt{3} + 2 \int_1^{\infty} \frac{1 - e^{-x\tau}}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (22)$$

Эта формула впервые была получена В. В. Соболевым [3].

Из (20) легко получается асимптотическое выражение для  $B(\tau)$  при  $\tau \gg 1$

$$B(\tau) = \frac{3}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx + \tau \sqrt{3} \quad (\tau \gg 1) \quad (23)$$

или после подстановки численных значений

$$B(\tau) = 1,230 + 1,732 \tau \quad (\tau \gg 1). \quad (24)$$

Далее, легко видеть, что  $B'(\tau)$  при  $\tau = 0$  обращается в бесконечность. Это означает, что весьма часто используемое разложение функции  $B(\tau)$  вида  $B(\tau) = a + b\tau$  при  $\tau \ll 1$ , строго говоря, неприменимо, и для получения значений  $B(\tau)$  при малых  $\tau$  надо пользоваться точной формулой.

В теории звездных фотосфер функцию  $B(\tau)$  обычно представляют в виде

$$B(\tau) = \sqrt{3} [\tau + q(\tau)]. \quad (25)$$

Используя (20), для функции  $q(\tau)$  получаем

$$q(\tau) = \frac{\sqrt{3}}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx - \frac{2}{\sqrt{3}} \int_1^{\infty} \frac{e^{-x\tau}}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (26)$$

Из (21) и (26) легко получить, что

$$q(0) = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad q(\infty) = \frac{\sqrt{3}}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx = 0,7104. \quad (27)$$

Как уже отмечалось, после определения  $B(\tau)$  могут быть найдены интенсивности излучения на любых оптических глубинах. Например, при  $\mu > 0$  из (1) и (20) находим

$$I(\tau, \mu) = \frac{3}{2} \int_0^1 H(x) x^2 dx + \sqrt{3}(\tau + \mu) + 2 \int_1^{\infty} \frac{\mu x}{1 + \mu x} \frac{e^{-x\tau}}{\pi^2 + \left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)} \quad (28)$$

[разумеется, эта формула может быть получена и без знания функции  $B(\tau)$  путем обращения первого из соотношений (14)].



Полагая в (28)  $\tau = 0$ , получим, в частности,

$$H(\mu) = 1 + \sqrt{3}\mu + 2 \int_1^{\infty} \frac{1}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{\mu x}{1 + \mu x} \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)}. \quad (29)$$

Из (21) и (29) можно получить любопытный интеграл, содержащий функцию  $H(\mu)$

$$\int_1^{\infty} \frac{1}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \left[1 - \frac{\ln(1+x)}{x}\right] \frac{dx}{H\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{4}. \quad (30)$$

Вернемся к уравнению (29). Это нелинейное интегральное уравнение для определения  $H(\mu)$ . Используя (8), из него можно получить линейное уравнение. Последнее имеет вид

$$H(\mu) = 1 + \sqrt{3}\mu + \int_0^1 K(\mu, \mu') H(\mu') d\mu', \quad (31)$$

где

$$K(\mu, \mu') = \int_1^{\infty} \frac{1}{\left(2x + \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2 + \pi^2} \frac{x}{x + \frac{1}{\mu}} \frac{x}{x + \frac{1}{\mu'}} dx. \quad (32)$$

Ядро  $K(\mu, \mu')$ , очевидно, симметрично и ограничено, поэтому (31) есть обычное уравнение Фредгольма II рода. Легко видеть, что  $K(\mu, \mu')$  может быть представлено в виде

$$\left(\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu'}\right) K(\mu, \mu') = F(\mu) - F(\mu'), \quad (33)$$

где

$$F(\mu) = \int_0^1 \frac{1}{\left(2 + y \ln \frac{1-y}{1+y}\right)^2 + \pi^2 y^2} \cdot \frac{dy}{\mu + y}. \quad (34)$$

Тот факт, что для функции  $H(\mu)$  наряду с нелинейным уравнением (7) и сингулярным уравнением (17) может быть получено линейное уравнение Фредгольма II рода с ограниченным симметричным ядром, очень интересен и имеет важное значение для выяснения структуры теории переноса излучения.

В заключение рассмотрим более сложное, чем (3), интегральное уравнение, с которым часто приходится иметь дело в современной теории переноса

$$B(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} B(\tau') K(|\tau - \tau'|) d\tau' + g(\tau), \quad (35)$$

где  $\lambda$  — вероятность «выживания» кванта при элементарном акте рассеяния, функция  $g(\tau)$  характеризует мощность источников в среде, а ядро  $K(\tau)$  представимо в виде

$$K(\tau) = \int_a^b A(y) e^{-\tau y} dy, \quad (36)$$

где  $A(y)$  — произвольная функция (такая, что интеграл сходится), а и  $b$  — произвольные числа.



Применяя преобразование Лапласа к уравнению (35), получим

$$\bar{B}(p) \left( 1 - \lambda \int_a^b \frac{yA(y)}{y^2 - p^2} dy \right) = \frac{\lambda}{2} \int_a^b \frac{A(y)\bar{B}(y)}{p - y} dy + \bar{g}(p), \quad (37)$$

где  $\bar{B}(p)$  и  $\bar{g}(p)$  — преобразования Лапласа функций  $B(\tau)$  и  $g(\tau)$ . Мы не будем здесь заниматься вопросом о возможности обращения этого уравнения, однако поскольку  $\bar{B}(p)$  определяет интенсивность излучения, выходящего из среды, то уравнение (37) имеет и самостоятельный интерес. Решив его, мы получим в явном виде интенсивность излучения, выходящего из среды.

10 мая 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. В. С о б о л е в. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М., ГИТТЛ, 1956.
2. В. А. А м б а р ц у м я н. Астрон. ж., 19, 30, 1942; Докл. АН СССР, 43, 3, 1944.
3. В. В. С о б о л е в. Астрон. ж., 36, 4, 1959.



ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ  
В ЯДРЕ ГАЛАКТИКИ NGC 1275

Э. А. Дибай, В. И. Проник

Приводятся результаты спектрального исследования ядра радиогалактики NGC 1275. Данные об интенсивностях и контурах спектральных линий приводят к представлению о наличии в ядре NGC 1275 двух подсистем газа с различными значениями физических параметров и дисперсии скоростей. Первая подсистема:  $n_e \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 16\,000^\circ \text{ K}$ ,  $v = \pm 2000 \text{ км/сек}$ ,  $M \approx 35 M_\odot$ ; вторая подсистема:  $n_e \approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 12\,000^\circ \text{ K}$ ,  $v = \pm 500 \text{ км/сек}$ ,  $M \approx 10^4 M_\odot$ . Рассматриваются две модели распределения газа: модель сферической оболочки, разлетающейся в результате сильного взрыва, и альтернативная «диффузионная» модель. Показано, что более вероятной является вторая, согласно которой плотные элементы газа (первая подсистема) разлетаются с большой скоростью из общего центра; по мере расширения газ тормозится, а его плотность и температура падают. Таким образом, «истечение» газа из центральных областей ядра приводит к образованию внешней подсистемы. Характерное время жизни газа в первой и второй подсистемах соответственно  $2 \cdot 10^3$  и  $3 \cdot 10^5$  лет. Отношение полной массы газа ( $\sim 10^4 M_\odot$ ) к возрасту внешней подсистемы позволяет оценить средний расход массы порядка  $0,03 M_\odot$  в год. Не исключена возможность, что наблюдаемая картина обусловлена более или менее регулярными вспышками сверхновых в ядре NGC 1275.

PHYSICAL CONDITIONS IN THE NUCLEUS OF THE GALAXY NGC 1275, by E. A. Dibai and V. I. Pronik. — The results of a spectral study of the nucleus of the radio galaxy NGC 1275 are given. The data on spectral line intensities and profiles lead to the assumption on the presence in the nucleus of two subsystems of gas with different values of physical parameters and velocity dispersion. The following are found for each subsystem:  $n_e \approx 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e \approx 16\,000^\circ \text{ K}$ ,  $v = \pm 2000 \text{ km/sec}$ ,  $M \approx 35 M_\odot$  for the first and  $n_e \approx 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 12\,000^\circ \text{ K}$ ,  $v = \pm 500 \text{ km/sec}$ ,  $M \approx 10^4 M_\odot$  for the second.

Two models of gas distribution are discussed: 1) a spherical envelope which dissipates as the result of a strong explosion, and alternatively 2) a «diffuse» model. It is shown that the second model is the more probable. According to it the dense elements of the gas (first subsystem) dissipate with a large velocity from a common center. As the gas expands, it decelerates and its density and temperature decrease. Thus the «outflow» of gas from the central regions of the nucleus leads to the formation of an outer subsystem. The characteristic life-time of the gas in the first and second subsystems is correspondingly  $\sim 2 \cdot 10^3$  and  $3 \cdot 10^5$  years. The ratio of the total mass of gas ( $\sim 10^4 M_\odot$ ) to the age of the outer subsystem permits the estimation of the average mass loss of the order of  $0.03 M_\odot$  per year. The possibility that the observed phenomenon is due to more or less regular supernovae outbursts in the nucleus is not excluded.

Пекулярная эллиптическая радиогалактика NGC 1275 (3C-84) расположена в центре большого скопления галактик в Персее и имеет координаты

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 3^{\text{h}}16^{\text{m}}30^{\text{s}} \\ \delta &= 41^\circ 19',6 \end{aligned} \right\} 1950,0.$$



Ее размеры — около минуты дуги, интегральная величина  $13^m,3$ . В центре галактики наблюдается звездообразное ядро размером около двух дуг-вых секунд, яркость которого составляет  $15^m,5$ . В спектре ядра, получен-ном К. Сейфертом [1], присутствуют широкие эмиссионные линии водо-рода и других элементов, типичных для диффузных туманностей. Ширина самых ярких линий соответствует скоростям  $\pm 2000$  км/сек. Дальнейшее исследование NGC 1275 было проведено В. Бааде и Р. Минковским [2], которые обнаружили раздвоение спектральных линий в северной части объекта, что указывает на движение значительной массы газа со скоростью 3000 км/сек относительно главного тела галактики. Скорость удаления по-стоянна с точностью до нескольких десятков километров в пределах до-вольно большой области размером, близким к радиусу галактики. Это об-стоятельство трактовалось в [2] как результат столкновения двух га-лактик. Как известно, в настоящее время имеются серьезные сомнения в справедливости всей концепции сталкивающихся галактик. Тем самым вопрос о происхождении газа, движущегося со скоростью 3000 км/сек от-носительно галактики, остается открытым. Трудно сказать, удастся ли объяснить это явление в рамках принятой в настоящее время гипотезы активности галактических ядер. Во всяком случае, наблюдаемое постоян-ство скорости в большом объеме пространства является чрезвычайно интересным фактом.

Радиоастрономические наблюдения NGC 1275, выполненные А. Болто-ном [3], а также П. Лесли и Б. Эльсмором в Кембридже [4], показывают, что в центре Галактики имеется яркий источник размером  $\leq 1'$ , окружен-ный протяженной ( $5'$ ) короной. Любопытно, что на расстоянии примерно полградуса от NGC 1275 есть еще один протяженный источник размером  $26'$  с такой же радиосветимостью, как и NGC 1275. И. С. Шкловский [5] отмечает, что этот источник, возможно, генетически связан с радиогалак-тикой NGC 1275.

## § 1. НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения NGC 1275 проводились осенью 1964 г. с дифракционным спектрографом в касегреновском фокусе 125-см рефлектора Крымской станции ГАИШ. Дисперсия в интервале длин волн 5800—3700 Å менялась от 110 до 140 Å/мм. Спектры получались на пленке А-650 Казанского филиала НИКФИ и обрабатывались на регистрирующем микрофотометре Молля. За сентябрь — ноябрь 1964 г. получено пять спектрограмм ядра NGC 1275; данные об экспозициях приводятся ниже.

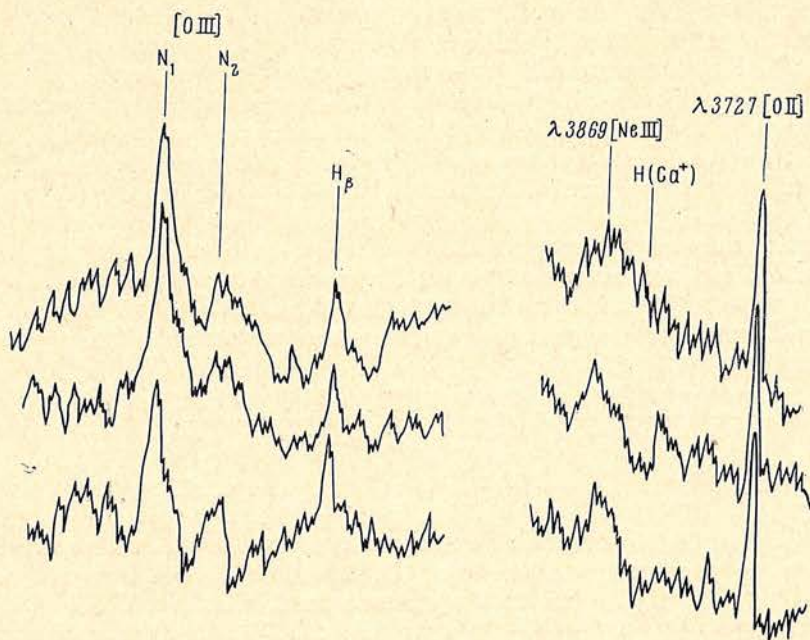
| Номер негатива    | 76         | 80         | 82         | 84         | 94     |
|-------------------|------------|------------|------------|------------|--------|
| Дата, 1964 г. . . | 7—8.IX     | 4—5.X      | 6—7.X      | 11—12.X    | 3—4.XI |
| Экспозиция . . .  | $6^h 10^m$ | $7^h 30^m$ | $8^h 30^m$ | $7^h 30^m$ | $7^h$  |

На регистрограммах спектров видны все линии, указанные К. Сейфер-том [1], однако флуктуации зерна настолько велики, что уверенно опре-делить интенсивности можно было только для сравнительно ярких линий ( $N_1$ ,  $N_2$ ,  $H_\beta$ ,  $\lambda 3869$  [Ne III],  $\lambda 3727$  [O II]).

Интенсивности последних оказались очень близкими к тем, которые приводятся К. Сейфертом. Поэтому в дальнейшем мы пользовались дан-ными [1], предварительно исправив их за поглощение света в нашей Га-лактике ( $0^m,8$  по данным [6]).

Важное обстоятельство, не отмеченное К. Сейфертом [1], связано с контурами спектральных линий. Как можно видеть на регистрограммах (фиг. 1), контур линии [O II]  $\lambda 3727$  в несколько раз уже контуров линий  $N_1$ ,  $N_2$  [O III] и близок к инструментальному. Линия [Ne III]  $\lambda 3869$  широ-ка, как и линии  $N_1$ ,  $N_2$ . Контур линии  $H_\beta$  занимает промежуточное поло-





Фиг. 1. Регистрограммы спектров NGC 1275 в области линий  $N_1$ ,  $N_2$  [O III] и  $\lambda 3727$  [O II]

жение, имея широкое основание (возможно, и далекие крылья) и довольно узкий пик в центре. Как мы увидим впоследствии, различие контуров линий имеет очень важное значение при построении модели распределения газа в ядре NGC 1275.

## § 2. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА И ПЛОТНОСТЬ

Как известно, при анализе физических условий в светящемся газе удобно пользоваться интенсивностями спектральных линий, отношение которых не зависит ни от химического состава газа, ни от степени его ионизации:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I(4363)}{I(5007 + 4959)} &= r(\text{O III}) = f_1(n_e, T_e), \\ \frac{I(4069 + 4076)}{I(6716 + 6731)} &= r(\text{S II}) = f_2(n_e, T_e), \\ \frac{I(5755)}{I(6548 + 6584)} &= r(\text{N II}) = f_3(n_e, T_e). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Обычно пользуются координатной сеткой  $\lg n_e$ ,  $\lg T_e$ , в плоскости которой пересечение кривых равных отношений (1) позволяет определить искомые значения  $n_e$ ,  $T_e$  [7]. В нашем случае

$$\left. \begin{aligned} r(\text{O III}) &= 0,125, \\ r(\text{S II}) &= 0,37, \\ r(\text{N II}) &\leq 0,01. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Хотя линия [N II]  $\lambda 5755$  в спектре ядра NGC 1275 не наблюдается, последнее равенство (2) написано исходя из минимальной интенсивности, которую имеют линии, еще зарегистрированные в списке К. Сейферта [1] (одна сотая интенсивности  $H_\beta$ ). Кривые, соответствующие отношениям (2) и вычисленные по формулам (3.5) в [8], приведены на фиг. 2. Стрелки возле кривой [N II] указывают на возможное смещение ее в случае, если  $r(\text{N II}) < 0,01$ .



Как можно видеть на фиг. 2, кривые для ионов [O III] и [S II] не имеют общих точек в области разумных значений электронной температуры ( $10^4$ – $10^5$  °K). Следовательно, физические условия в областях свечения ионов [O III] и [S II] сильно отличаются. Другими словами, существует стратификация излучения и электронной плотности. Вообще говоря, этого следовало ожидать уже при анализе контуров спектральных линий, указывающих на присутствие различных подсистем газа с различной дисперсией скоростей.

Так как точное положение кривой [N II] неизвестно, то для определения  $n_e$  и  $T_e$  необходимо привлечь дополнительные соображения. Будем считать, что химический состав газа в ядре NGC 1275 такой же, как и у диффузных туманностей нашей Галактики, и запишем кривые равных отношений следующих линий:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I(6717 + 6731)}{I(3727)} &= r \left( \frac{\text{S II}}{\text{O II}} \right) = \frac{n(\text{S II})}{n(\text{O II})} \frac{\Theta_{\text{S II}}(n_e, T_e)}{\Theta_{\text{O II}}(n_e, T_e)}, \\ \frac{I(4959 + 5007)}{I(3869 + 3967)} &= r \left( \frac{\text{O III}}{\text{Ne III}} \right) = \frac{n(\text{O III})}{n(\text{Ne III})} \frac{\Theta_{\text{O III}}(n_e, T_e)}{\Theta_{\text{Ne III}}(n_e, T_e)}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Очевидно, ионы O II светятся в тех же элементах объема, где и ионы S II, поскольку их потенциалы ионизации близки по величине; то же самое

можно сказать об ионах O III и Ne III. В выражении (3) относительные обилия элементов взяты из [9], функции  $\Theta(n_e, T_e)$  — из [8]. Соответствующие кривые показаны на рис. 2 пунктиром. Как видно из графика, получаются две пары значений электронной температуры и плотности для зоны [O II], [S II] и зоны [O III], [Ne III]. Назовем их условно зонами [O II] и [O III]. Для зоны [O II] имеем

$$\left. \begin{aligned} n_e &\approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}, \\ T_e &\approx 12\,000^\circ \text{ К.} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

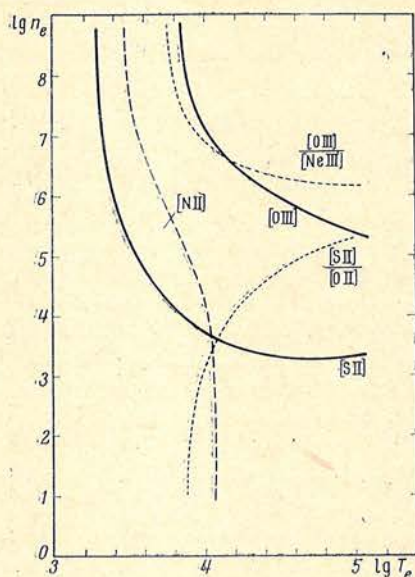
В зоне [O III] плотность на три порядка больше и заключена в пределах  $(3 \div 10) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ . Поскольку при больших плотностях в результате ударов второго рода эффективность охлаждения газа путем высвечивания в запрещенных линиях уменьшается, разумно принять для зоны [O III] следующие значения электронной температуры и плотности:

$$\left. \begin{aligned} n_e &\approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}, \\ T_e &\approx 16\,000^\circ \text{ К.} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Итак, анализ контуров эмиссионных линий вместе с анализом физических условий светящегося газа неизбежно приводит к выводу о существовании, грубо говоря, двух зон или двух подсистем газа, отличающихся как кинематическими, так и физическими характеристиками.

### § 3. ЭНЕРГИЯ, ИЗЛУЧАЕМАЯ В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

Величина энергии, излучаемой газом в спектральных линиях, является важной характеристикой при исследовании вопроса о природе источника ионизации и возбуждения газа. Кроме того, величина энергии, излучае-



Фиг. 2. К определению электронной температуры и плотности газа в ядре NGC 1275



мой в линиях [O II] и [O III], понадобится нам при определении эффективного объема, занимаемого зонами [O II] и [O III]. Поскольку мы располагаем интенсивностями линий, выраженными в долях линии  $H_\beta$ , достаточно вычислить энергию, излучаемую в  $H_\beta$ .

Звездная величина ядра NGC 1275 составляет  $15^m,5$ , эквивалентная ширина линии  $H_\beta$  около 18 Å. Согласно данным А. Кода [10], звезда нулевой величины спектрального класса G2 V создает энергетическую освещенность у  $\lambda 5465$  Å:

$$3,79 \cdot 10^{-9} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Å}.$$

Тогда, пренебрегая градиентом в спектре G2, получим для потока в линии  $H_\beta$  (с учетом межзвездного поглощения) величину

$$F_{H_\beta}^{\text{набл.}} = 6,3 \cdot 10^{-14} \text{ эрг/см}^2 \cdot \text{сек}.$$

При расстоянии до NGC 1275, равном 70 Мпс, получим светимость в линии  $H_\beta$

$$F(H_\beta) = 3,2 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}. \quad (6)$$

Зная отношение интенсивностей соответствующих линий к интенсивности  $H_\beta$ , получим

$$\left. \begin{aligned} F(\text{O II}) &= 6 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}, \\ F(\text{O III}) &= 10^{41} \text{ эрг/сек}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

и, наконец, суммарное излучение газа в линиях и оптическом диапазоне длин волн (3700—7000 Å)

$$F \approx 5 \cdot 10^{41} \text{ эрг/сек}. \quad (8)$$

Укажем также величину полной энергии, необходимой для поддержания газа в ионизированном и нагретом состоянии в течение единицы времени (метод расчета см. в [11]):

$$\mathcal{E} \approx 2 \cdot 10^{42} \text{ эрг/сек}. \quad (9)$$

#### § 4. ОБЪЕМ И МАССА ГАЗА

Данные § 2 в сочетании с профилями эмиссионных линий приводят к представлениям о существовании двух подсистем газа с различными значениями физических параметров и различными значениями дисперсии скоростей. Оценим теперь объемы, занимаемые указанными подсистемами, а также содержащиеся в них массы газа. Для этого вычислим энергию, излучаемую 1 см<sup>3</sup> газа в линиях [O III]  $\lambda 4959 + 5007$  и [O II]  $\lambda 3727$ , и разделим соответственно на эти величины наблюдаемые полные светимости в этих же линиях.

Примем согласно [9], что относительное обилие кислорода (по отношению к водороду) составляет  $4 \cdot 10^{-4}$ , а также будем считать, что в зоне [O II] все атомы кислорода находятся в состоянии O II, а в зоне [O III] — в состоянии O III. Поскольку электронные плотности в нашем случае довольно высоки, необходимо учитывать удары второго рода. Тогда для энергии, излучаемой единицей объема за единицу времени в данной линии, имеем

$$E_A = \frac{n(A)}{n(H^+)} n_e \frac{\omega_2}{\omega_1} e^{-\frac{x_{12}}{kT_e}} \left( \frac{A_{21} \alpha n_e}{A_{21} + \alpha n_e} \right) h\nu_{12}, \quad (10)$$



где

$$\alpha = 8,63 \cdot 10^{-6} \frac{\Omega_{21}}{\omega_2 T_e^{1/2}}.$$

Здесь  $n(A)/n(H^+)$  — относительное обилие атомов данного сорта по отношению к числу протонов,  $w = 2J + 1$  — статистические веса соответствующих уровней,  $A$  — вероятность спонтанного перехода для данной линии и  $\Omega$  параметр, характеризующий силу удара.

Подставляя численные значения атомных параметров, а также величины  $n_e$  и  $T_e$  для данной зоны, получим

$$\left. \begin{aligned} E(O II) &= 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ эрг / см}^3 \cdot \text{сек}, \\ E(O III) &= 7,2 \cdot 10^{-12} \text{ эрг / см}^3 \cdot \text{сек}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Разделив теперь (7) на (11), получим эффективные объемы, занимаемые соответствующими подсистемами газа:

$$\left. \begin{aligned} V_{\text{эфф}}(O II) &= 4 \cdot 10^{57} \text{ см}^3, \\ V_{\text{эфф}}(O III) &= 1,4 \cdot 10^{52} \text{ см}^3. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

При вычислении эффективных объемов для зон [O II] и [O III] мы приняли предположение о нормальном химическом составе газа в ядре NGC 1275. Это предположение, вообще говоря, можно проверить следующим образом. Вычислим полную светимость водорода в линии  $H_\beta$  при найденных в §2 значениях  $n_e$  и  $T_e$  для обеих зон и вычисленных выше значениях объемов этих зон и сравним полученную величину с наблюдаемым значением  $F(H_\beta)$  (6).

$$F(H_\beta)_{\text{вычисл}} = E(H_\beta)_{O II} V_{O II} + E(H_\beta)_{O III} V_{O III}, \quad (13)$$

где  $E(H_\beta)$  — светимость единицы объема в линии  $H_\beta$ :

$$E(H_\beta) = 22,4 \cdot 10^{-20} n_e^2 \frac{b_4(T_e) e^{\frac{9814}{T_e}}}{T_e^{3/2}} \text{ эрг / см}^3 \cdot \text{сек}. \quad (14)$$

Параметр  $b_4$  равен 0,25 при  $T_e = 12\,000^\circ$  и 0,40 при  $T_e = 16\,000^\circ$ . Подставляя значения  $n_e$  и  $T_e$  для обеих зон, получим

$$F(H_\beta)_{\text{вычисл}} = 0,45 \cdot 10^{40} + 1,26 \cdot 10^{40} = 1,7 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}, \quad (15)$$

что всего только в два раза отличается от наблюдаемого значения  $3,2 \cdot 10^{40} \text{ эрг/сек}$ . Учитывая, что плотность определяется с точностью до множителя порядка 3, а в выражение (14) плотность входит в квадрате, полученное согласие следует считать удовлетворительным.

Теперь, зная эффективный объем каждой зоны и плотность газа, можно найти массу, а с учетом скорости — и кинетическую энергию движущегося газа. Тогда имеем для зоны [O II]

$$\left. \begin{aligned} M &= 2,5 \cdot 10^{37} \text{ г} \approx 10^4 M_\odot, \\ E_{\text{кин}} &= 3 \cdot 10^{52} \text{ эрг}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

и для зоны [O III]

$$\left. \begin{aligned} M &= 6,7 \cdot 10^{34} \text{ г} \approx 35 M_\odot, \\ E_{\text{кин}} &= 1,3 \cdot 10^{51} \text{ эрг}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$



## § 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЗА В ЯДРЕ NGC 1275

Как уже отмечалось, анализ контуров эмиссионных линий и анализ физических условий светящегося газа указывают на сильную неоднородность газа по плотности и большое различие в скорости разлета сгустков газа разной плотности. По этой причине весь светящийся газ делится грубо на две зоны (зоны свечения [O II] и [O III]), характеризующиеся некоторыми средними значениями физических параметров. Суммируем эти значения, полученные в двух предыдущих параграфах, в таблице.

|                                   | Зона [O II]                       | Зона [O III]                     |
|-----------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|
| Электронная температура . . . . . | 12 000° K                         | 16 000° K                        |
| Электронная плотность . . . . .   | $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$    | $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$   |
| Эффективный объем . . . . .       | $4 \cdot 10^{57} \text{ см}^3$    | $1,4 \cdot 10^{52} \text{ см}^3$ |
| Масса газа . . . . .              | $\sim 10^4 M_{\odot}$             | $\sim 35 M_{\odot}$              |
| Скорость разлета газа . . . . .   | $\pm 500 \text{ км/сек}$          | $\pm 2000 \text{ км/сек}$        |
| Кинетическая энергия разлета . .  | $3 \cdot 10^{52} \text{ эрг}$     | $1,3 \cdot 10^{51} \text{ эрг}$  |
| Энергия, излучаемая в линиях . .  | $2 \cdot 10^{41} \text{ эрг/сек}$ | $3 \cdot 10^{41} \text{ эрг}$    |

Попробуем теперь выяснить пространственное распределение газа в центральной части NGC 1275. Ограничимся случаем сферической симметрии и рассмотрим две возможные модели: модель газовой оболочки, разлетающейся в результате сильного взрыва, и альтернативную (назовем ее условно «диффузионной») модель.

Как известно [12], при расширении газа в результате сильного взрыва образуется сферическая расширяющаяся оболочка, содержащая большую часть массы. Величины скорости и плотности максимальны на границе оболочки и равны нулю в центре взрыва. В этой модели зона [O III] с высокой плотностью должна была бы располагаться на внешней границе оболочки, зона [O II] — во внутренней области. Очевидно, при таком распределении газа профили спектральных линий, подобно тому как это наблюдается в оболочках новых звезд и планетарных туманностей, должны были бы иметь два максимума (при значениях скорости  $\pm 2000 \text{ км/сек}$  с минимумом в центре линии). Как видно из фиг. 1, этого не наблюдается. Таким образом, спектральные данные говорят против такой модели.

Рассмотрим теперь противоположный случай, когда более плотная зона [O III] с большей дисперсией скоростей расположена во внутренней части газового образования и окружена менее плотной зоной [O II] с меньшей дисперсией скоростей. С учетом наблюдаемых профилей линии эта возможность представляется более вероятной, чем предыдущая. В таком случае мы приходим к картине расширения некоторых элементов газа (сгустков или волокон) с большой скоростью из общего центра; по мере расширения газ тормозится, а его плотность и температура уменьшаются.

Каковы взаимоотношения между внутренней и внешней зонами расширяющегося газа? Напомним, что диаметр области движущегося газа в ядре NGC 1275, как можно оценить по прямым фотографиям, составляет примерно 500 пс. Суммарная масса звезд, заключенная в этом объеме, порядка  $10^8$ — $10^9 M_{\odot}$ , и параболическая скорость около 100 км/сек. Очевидно, что даже внешняя зона, расширяющаяся со скоростью 500 км/сек, является явно нестационарным образованием. Возраст разлетающегося газа при эффективной скорости  $\sim 1000 \text{ км/сек}$  составляет примерно  $3 \cdot 10^5$  лет. Если характерное время жизни плотных сгустков меньше этой величины, то, очевидно, плотный газ по мере своего расширения является источником пополнения массы внешней зоны, как бы «растворяется» в ней.



Оценка возраста газа в зоне [O III] затруднена отсутствием данных об истинных размерах этой области. С другой стороны, эффективный радиус зоны [O II], выводимый из спектральных данных,

$$R_{O II \text{эфф}} = \sqrt[3]{\frac{V_{\text{эфф}}(O II)}{4/3 \pi}}$$

дает величину  $\sim 10^{19}$  см  $\approx 3$  пс, тогда как по фотографиям  $R \approx 300$  пс. Таким образом, линейный фактор неоднородного распределения плотности (линейная скважность) в зоне [O II] порядка 100. Естественно считать, что и в зоне [O III] наблюдается аналогичная ситуация. Поэтому, принимая линейную скважность в зоне [O III] также порядка  $10^2$ , найдем возраст газа в зоне [O III]:

$$t_{O III} = \frac{10^2 R(O III)_{\text{эфф}}}{v} = 10^2 \frac{\sqrt[3]{3V_{\text{эфф}}(O III)/4\pi}}{2000} \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ лет.}$$

Как уже отмечалось, масса внешней зоны [O II] растет за счет выбросов массы из внутренней зоны, связанных с нестационарными процессами в ней. Сравнение масс внутренней ( $35 M_{\odot}$ ) и внешней ( $10^4 M_{\odot}$ ) зоны показывает, что для образования наблюдаемой в настоящее время картины в прошлом необходимо было около  $10^4/35 \approx 300$  таких «инъекций». Отношение полной массы газа к его возрасту позволяет оценить средний по времени расход массы, равный

$$\frac{10^4 M_{\odot}}{3 \cdot 10^5 \text{ лет}} = 0,03 M_{\odot}/\text{год}.$$

Легко убедиться, что при таком расходе массы и характерном времени жизни плотных сгустков  $2,5 \cdot 10^3$  лет мы должны наблюдать в зоне [O III] в каждый момент времени массу  $\sim 75 M_{\odot}$ , что согласуется с наблюдаемой величиной ( $35 M_{\odot}$ ).

Попытаемся теперь оценить характеристики отдельных элементов газа в плотной центральной зоне. По аналогии с Крабовидной туманностью и «взрывающейся галактикой» M 82 будем предполагать, что такие элементы газа имеют форму волокон, т. е. обладают цилиндрической симметрией. В этом случае плотность обратно пропорциональна квадрату радиуса волокна. Поскольку за время жизни волокна в стадии [O III] его плотность падает до значения плотности в зоне [O II], можно записать

$$\left[ \frac{r_{\text{вол}}(O III)}{r_{\text{вол}}(O II)} \right]^2 = \left[ \frac{r_{\text{вол}}(O III)}{3c_T t_{O III}} \right]^2 = \frac{n(O II)}{n(O III)},$$

где  $t_{O III} = 2,5 \cdot 10^3$  лет — время жизни волокна,  $c_T$  — скорость звука при  $T_e = 16\,000^\circ$ . Предполагаем при этом, что расширение газа происходит в вакууме. Возможным влиянием магнитного поля мы пренебрегаем, поскольку для противодействия расширению внешнее поле должно было бы иметь напряженность  $10^{-2}$  эс, что маловероятно, тогда как внутреннее поле только способствовало бы расширению. С этими данными получаем характерный размер поперечного сечения волокна в зоне [O III]:

$$r_{\text{вол}}(O III) \sim 10^{16} \text{ см} = 0,003 \text{ пс.}$$

Интересно отметить, что полученные плотности и размеры волокон во внутренней зоне сравнимы с теми, которые имели волокна Крабовидной туманности в возрасте нескольких десятков лет после взрыва Сверхновой. Вместе с тем спектр волокон внешней зоны [O II] ядра NGC 1275 подобен спектру волокон Крабовидной туманности, наблюдаемому в настоящее время. В самом деле, как можно видеть из формул (13) и (15), водород в



зоне [O II] излучает в линии  $H_{\beta}$  в три раза меньше, чем в зоне [O III]. Другими словами, к зоне [O II] относится только четверть наблюдаемой интенсивности линии  $H_{\beta}$ .

Следовательно, интенсивности запрещенных линий, свечение которых возникает в этой же зоне ([O II], [N II] и [S II]) и которые выражены в интенсивностях  $H_{\beta}$ , нужно увеличить в четыре раза. Сравнение исправленных таким образом интенсивностей с интенсивностями тех же линий, наблюдаемыми в спектре волокон Крабовидной туманности, дается ниже:

| Элемент . . . . .      | [O II] | $H_{\beta}$ | [N II] | [S II] |
|------------------------|--------|-------------|--------|--------|
| NGC 1275, зона [O II]  | 8      | 1           | 5,5    | 12     |
| Крабовидная туманность | 10     | 1           | 4,5    | 14     |

Хорошее согласие между данными второго и третьего столбцов говорит о том, что механизм возбуждения газа в зоне [O II] такой же, как и в волокнах Крабовидной туманности. Любопытно, что и численные значения электронной плотности, наблюдаемые сейчас в волокнах Крабовидной туманности  $[0,5 \div 2) \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}]$ , близки к значению плотности в зоне [O II] ( $4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги проведенного исследования. По-видимому, центральную часть NGC 1275 можно представить в виде нестационарного газового образования, состоящего из отдельных элементов плотного газа ( $n_e \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ) и расширяющегося со скоростью  $\pm 2000 \text{ км/сек}$ . По мере расширения газ тормозится ( $v \approx 500 \text{ км/сек}$ ), а его плотность падает до величины  $n_e \approx 4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ . Имеется сходство характеристик газа в ядре NGC 1275 с аналогичными характеристиками, наблюдаемыми в случае Крабовидной туманности — плотный газ в центральной зоне (зона [O III]) напоминает раннюю стадию расширения Крабовидной туманности, состояние газа во внешней зоне (зона [O II]) — современную стадию. Не исключена возможность, что активность ядра NGC 1275 обусловлена более или менее регулярными вспышками сверхновых со средним расходом массы расширяющегося газа порядка  $0,03 M_{\odot}$  в год. Правда, истинная частота вспышек нам неизвестна; они могут происходить и реже, но соответственно с большей интенсивностью. Впрочем, возможно, что механизм ускорения газа имеет какую-либо иную природу и наблюдаемое сходство с явлениями типа Крабовидной туманности ограничивается лишь масштабами процессов.

Отметим еще одно обстоятельство, связанное с проблемой возбуждения свечения расширяющегося газа. Сравнение кинетической энергии газа ( $3 \cdot 10^{52} \text{ эрг}$ ) с энергией, необходимой для ионизации и нагрева газа за время его жизни

$$2 \cdot 10^{42} \text{ эрг/сек} \times 3 \cdot 10^5 \text{ лет} = 2 \cdot 10^{55} \text{ эрг},$$

показывает, что кинетическая энергия газа не может служить источником ионизации. Очевидно, должен существовать какой-то другой источник энергии свечения газа. Таким источником могут служить релятивистские электроны (мягкая компонента космических лучей).

Заметим, что синхротронное излучение с длиной волны  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  не может быть источником ионизации газа. Действительно, энергия синхротронного излучения в диапазоне частот от  $10$  до  $10^5 \text{ Мгц}$  составляет примерно  $1,3 \cdot 10^{42} \text{ эрг/сек}$ . Это означает, что энергия синхротронного излучения с длиной волны  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  (при постоянном спектральном индексе, равном  $0,7$ ) меньше, в  $\left(\frac{10^{16}}{10^7}\right)^{0,7} \approx 10^6$  раз. Таким образом, если даже пред-



положить, что все излучение с длиной волны  $\lambda$  короче 912 Å поглощается газом, энергии этого излучения не будет хватать на шесть порядков. В то же время запас энергии релятивистских электронов составляет величину  $10^{58}$  эрг.

Не исключено также, что источником ионизации является ультрафиолетовое излучение, приходящее из центральных областей, однако об этой возможности в настоящее время трудно сказать что-либо определенное. Во всяком случае, то обстоятельство, что наблюдаемая энергия излучения газа намного превосходит его кинетическую энергию, — весьма существенная характеристика активности ядра NGC 1275. В этом отношении аналогичная картина наблюдается в случае известной радиогалактики Лебедь-А.

Авторы выражают благодарность Г. А. Панкратовой за помощь при обработке спектрограмм, а также Р. Е. Гершбергу и А. А. Боярчуку за участие в обсуждении статьи.

Май 1965 г.

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга  
Крымская астрофизическая обсерватория АН СССР

### Литература

1. C. K. Seyfert. *Astrophys. J.*, 97, 28, 1943.
2. W. Baade, R. Minkowski. *Astrophys. J.*, 119, 215, 1954.
3. A. Bolton. *Calif. Inst. Techn. Radio Obs. Preprint*, NS, 1960.
4. P. Leslie, B. Elsmore. *Observatory*, 81, 14, 1961.
5. И. С. Шкловский. *УФН*, 77, вып. 1, 1, 1962.
6. А. С. Шаров. *Астрон. ж.*, 40, 900, 1963.
7. M. J. Seaton. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 114, 154, 1954.
8. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, В. И. Проник. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 29, 291, 1963.
9. Л. Аллер. *Распространенность химических элементов*. ИЛ, 1963.
10. А. Д. Код. В кн. «Звездные атмосферы». ИЛ, 1963. Под ред. Д. Гринстейна.
11. Э. А. Дибай, В. И. Проник. *Астрофизика*, № 1, 1965.
12. Л. И. Седов. *Методы подобия и размерности в механике*. М., Гостехиздат, 1957.
13. Woltjer. *Bull. Astron. Netherl.*, 14, N 483, 1958.

Примечание в корректуре. Согласно последним радиоастрономическим наблюдениям (см. например Г. П. Палмер, Бюраканский симпозиум № 29 МАС «Нестационарные явления в галактиках», Ереван, 1966) угловой размер центрального источника в NGC 1275 меньше  $0''.2$ , что существенно меньше размеров оптического ядра ( $2''$ ). Таким образом, плотность синхротронных  $L_c$ -квантов оказывается достаточной для наблюдаемой ионизации газа в ядре NGC 1275.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

А. Б. Северный

Показано, что выводы о характере общего магнитного поля сильно зависят от разрешающей силы записи магнитографа: если при низком разрешении (50", Бэбкок) поле может оказаться когерентным в большей части полярной области, то при высоком разрешении (5 ÷ 10") оно оказывается состоящим из множества отдельных элементов различной полярности, напряженности и длины. С увеличением разрешающей силы от 50" до 2" напряженность поля отдельных элементов может возрасти от 2 до 30—40 *гс*, тогда как число элементов растет при этом не сильно — в 1,5—2 раза.

С лета 1963 г. по январь 1965 г. на северном полюсе преобладали элементы *S*-полярности (средняя напряженность 4—5 *гс*), что при осреднении давало здесь квазикогерентное поле, параллельное полю Земли и слегка убывающее со временем. На южном полюсе результирующее магнитное поле отсутствовало (компенсация магнитных «зарядов» противоположного знака с напряженностью 3—4 *гс*) до сентября 1964 г., а затем появилось слабое поле *N*-полярности. Частотное распределение амплитуд флуктуаций (фиг. 10) и ход со временем средних полей (фиг. 12, 19) отражают эти факты, а также показывают, что около 20% всех элементов полярного поля имеют напряженность больше ~8 *гс*. С учетом поправок за разрешающую силу эти значения напряженностей должны быть по крайней мере удвоены, что дает значения, в ~10 раз превосходящие обычно принимаемые. Средние, на данной широте, значения поля (фиг. 14, 16) не показывают того хода напряженности с широтой, который должен бы реализоваться в случае поля диполя.

Обнаружено, что поток магнитного поля всех *S*-элементов на северном полюсе существенно превосходит поток от элементов *N*-полярности, тогда как на южном полюсе оба эти потока одинаковы. Измерения показывают следующее отношение потоков для элементов *S*- и *N*-полярности:

$$F_S(N) : F_N(N) : F_S(S) : F_N(S) = 2 : 0,5 : 1 : 1.$$

Нарушение баланса потоков связано в основном с различием средней длины элементов: размеры элементов *S*-полярности больше размеров элементов *N*-полярности на северном полюсе. Аналогичное нарушение баланса наблюдается также в центре диска, хотя здесь оно выражено не так сильно, как на полюсах ( $F_S : F_N = 1,8$ ). Вероятно, для всей северной полусферы Солнца характерно нарушение баланса магнитных потоков.

Частотное распределение длин магнитных элементов *S*-полярности на северном полюсе и экваторе показывает наличие вторичных максимумов, как если бы они были образованы некоторым характерным стационарным колебанием с основной частотой и двумя обертонами.

AN INVESTIGATION OF THE GENERAL MAGNETIC FIELD OF THE 'SUN, by A. B. Severny. — It is shown that conclusions on the character of the general magnetic field depend to a great degree on the resolving power of the magnetograph recordings: if at low resolving power (50", Babcock) the field may be coherent in the greater part of the polar region, at high resolving power (5 ÷ 10") it consists of numerous separate elements of different polarity, field strength and length. With increasing resolving power, from 50" to 2", the field strength of separate elements can increase from 2 to 30—40 gauss, while the number of elements increases only by a factor of 1.5—2.

During the period summer 1963 — January 1965 elements of *S*-polarity (average strength 4—5 gauss) predominated at the north pole, which at averaging resulted in a quasi-coherent field parallel to that of the earth and slightly decreasing with time. At the south pole a resulting magnetic field was absent (compensation of magnetic «char-



ges» of opposite sign with strengths of 3—4 gaussess) up to September 1964, after which a weak field of  $N$ -polarity appeared. The frequency distribution of amplitude fluctuations (fig. 10) and the time variation of the average fields (figs. 12, 19) reflect these facts and also show that about 20% of all the elements of the polar field have a field strength  $> \sim 8$  gaussess. Taking into account the correction for the resolving power these values of field strength should be increased by a factor of at least 2, which gives values exceeding by  $\sim 10$  times those usually adopted. The average values of field strength at a given latitude (figs. 14, 16) do not show the variations of strength with latitude, which should be realized in the case of a dipole field.

It is found that the magnetic field flux of all the elements of  $S$ -polarity at the north pole essentially exceeds the flux from the elements of  $N$ -polarity. At the south pole both fluxes are equal. The measurements show the following ratio of the fluxes for the elements of  $S$ - and  $N$ -polarities:

$$F_S(N) : F_N(N) : F_S(S) : F_N(S) = 2 : 0.5 : 1 : 1.$$

The absence of a balance of the fluxes is connected mainly with the difference in the average length of the elements: the dimensions of the elements of  $S$ -polarity are larger than those of the elements of  $N$ -polarity at the north pole. A similar absence of balance is also observed in the center of the disk, although here it is expressed less strongly than at the poles ( $F_S : F_N = 1.8$ ). Probably an absence of balance of magnetic fluxes is characteristic of all the solar northern hemisphere.

The frequency distribution of the length of the magnetic elements of  $S$ -polarity at the north pole and equator show the presence of secondary maxima, as though they were formed by some characteristic stationary oscillation with a principal frequency and two overtones.

Внимательное рассмотрение ранее сделанных измерений общего (полярного) магнитного поля показывает, что не исключена возможность периодического с циклом 22 года изменения общего магнитного поля Солнца: эпохи максимума (в частности, последнего, в 1957—1958 гг.) практически совпадают с фазой обращения полярности, а минимумы — с наибольшим положительным или отрицательным полем<sup>1</sup> (см. график изменения общего поля в [1]). Однако в измерениях общего поля, сделанных практически одновременно, нередко можно отметить серьезные расхождения не только по величине, но даже и по знаку, как это видно из обзоров этого вопроса в [1] и [2]. В некоторых случаях поле практически не удавалось измерить ввиду невысокой чувствительности метода. Применение магнитографа позволило, однако, устранить этот недостаток; в частности, в [3] было констатировано наличие «среднего» поля около  $\pm 1$  гс на широтах более  $\pm 55^\circ$  с 1952 по 1955 г. В [3] отмечено, что поле на полюсах, хотя и мало, обычно в несколько раз превышает шумы прибора — отклонения магнитографа исчезают при выключении кристалла ADP; отклонения меняют знак при повороте этого кристалла на  $90^\circ$ . Отмечены тонкоструктурные изменения напряженности от точки к точке, видимые на магнитограммах, и годовые изменения отношения средних наблюдаемых значений магнитного потока на  $N$ - и  $S$ -полюсах, которые, как находят авторы [3], коррелируют с изменениями гелиоцентрической широты Земли  $B_0$  (в отдельных случаях это отношение достигает трех или более). Авторы [3] отметили, однако, столь сильные флуктуации эффективных потоков на полюсах (интеграл по контуру записи поля на магнитограмме), что невозможно им дать никакого удовлетворительного объяснения. «Беспрецедентным», как отмечают авторы [3], явилось отсутствие следов поля на  $S$ -полюсе в течение 13 дней с 29.VII 1954 г., хотя на  $N$ -полюсе поле было нормальной напряженности. Дальнейшие измерения общего поля (с 1956 до начала 1959 г.) с магнитографом [4] делались для семи положений изображения Солнца, фиксированных в полярных зонах (в диапазоне широт от  $\pm 50$  до  $\pm 80^\circ$ ) и усредненных по времени для устранения влияния переменной прозрачности атмосферы. Хотя автор [4] не указывает, какого рода средние представляют собой полученные им

<sup>1</sup> Положительное поле — антипараллельно полю Земли.



значения, они, как правило, не более 1 гс и их ход со временем не показывает удовлетворительного соответствия с ходом широты  $B_0$ , найденного первоначально [3]. Видно отчетливо обращение поля на  $S$ -полюсе в середине 1957 г. (изменение знака с «минуса» на «плюс») при сохранении знака «плюс» на  $N$ -полюсе; до ноября 1958 г. оба полюса имели поле одного знака, когда поле на  $N$ -полюсе почти внезапно поменяло свой знак, так что в целом поле Солнца стало отрицательным. Следует отметить также исчезновение поля на обоих полюсах весной 1957 г. (на протяжении нескольких месяцев). С тех пор существовали отдельные указания, что поле сохраняет в целом свой знак (отрицательный) с фазы обращения 1957—1958 гг. [5].

В последующих предварительных сообщениях обсерваторий Маунт-Вилсон [6], Кембриджской [7] и нашей [8] было отмечено, что поле на  $S$ -полюсе отсутствует; слабое, но вполне заметное отрицательное поле (южной полярности) имеется в северной полярной зоне Солнца. Согласно [6] поле исчезло на  $S$ -полюсе, вероятно, в марте 1961 г. и не обнаруживалось в 1962 г.; в августе 1963 г. согласно [8] (см. также фиг. 1 в [1]) «среднее» поле на  $S$ -полюсе было равно нулю.

В [9] и [10] даны предварительные сообщения о результатах исследований общего поля с высокой разрешающей силой, суть которых сводится к тому, что на Солнце нет сколько-нибудь когерентного общего магнитного поля; общее поле складывается из множества мелких элементов разной полярности и напряженности; только в результате своеобразного осреднения получается избыточное поле той или иной полярности в полярных зонах: в северных широтах преобладают элементы южной полярности, в южных широтах происходит примерная компенсация магнитных «зарядов». Этот результат показывает фундаментальную роль разрешающей силы в исследованиях общего поля, поэтому рассмотрим этот вопрос (разрешения) более внимательно.

## § 1. ВЛИЯНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СИЛЫ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

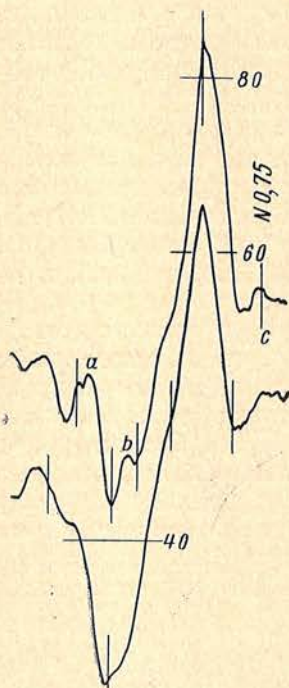
Записи общего поля в [3] делались с разрешающей силой 70" и со скоростью сканирования 38" за интервал, равный постоянной времени 3<sup>s</sup>. Это означает, что вся тонкая структура поля с характерным размером менее минуты дуги, если таковая существует, будет в значительной степени потеряна при записи. Более того, при такой большой скорости сканирования сколько-нибудь точно будут записаны только элементы поля размером  $\geq 38''$ , сильные же, но сосредоточенные в малых участках пики поля неизбежно будут заматы. С этим, по-видимому, связаны низкие значения общего поля, обычно  $\sim 1$  гс, тогда как фактически полярные поля существенно больше (см. ниже)<sup>1</sup>.

Рассмотрим более внимательно влияние разрешающей силы на запись магнитного поля. Хорошо известны примеры, показывающие сильное искажение распределения напряженности поля при изменении разрешающей силы (см., например, фиг. 4 в [1], показывающую как униполярная, при низком — 30" разрешении, область превращается в мультиполярную при более высоком разрешении — 5"). Фиг. 1 служит еще примером записей 18.VI 1964 г. одного и того же места группы пятен с разным разрешением: 4",5 — высота щели и 2",7 — ширина (верхняя запись) и 27"×2",7 (нижняя); видно, что максимумы — пики поля при  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — фактически отсутствуют в записи с низким разрешением. На фиг. 2 приведены соответ-

<sup>1</sup> Мы увидим, что большинство элементов, в которых сосредоточено поле, имеют размеры около 10", т. е. они будут пройдены за время 0<sup>s</sup>,8 при скорости сканирования [3]. Так, например, на нашем магнитографе прямоугольный сигнал  $I_0$  за это время пройдет с амплитудой  $I_0(1 - e^{-t}) = 0,55I_0$  ( $t$  — время в секундах, постоянная времени  $\tau = 2^s,5$ ), т. е. в два раза уменьшается.



ствующие карты продольного поля  $H_{\parallel}$  этой группы, записанные одна тотчас за другой: мы видим появление четырех новых холмов (заштрихованы) при более высоком разрешении, не обнаруживаемых на нижней карте с меньшим разрешением; холмы имеют размер, сравнимый с высотой щели 3". Если на карте поля с низким разрешением средний перепад поля между холмами  $A$  и  $B$  составляет 370 гс, то на верхней карте он равен 600 гс, почти вдвое больше. Сама конфигурация поля получается существенно иной при большем разрешении: нулевая линия  $H_{\parallel} = 0$  располагается иначе на карте с низким разрешением из-за осреднения по высоте щели (показана слева), усиливается влияние протяженных областей.



Фиг. 1. Запись с высокой (5", сверху) и низкой (27", внизу) разрешающей силой.

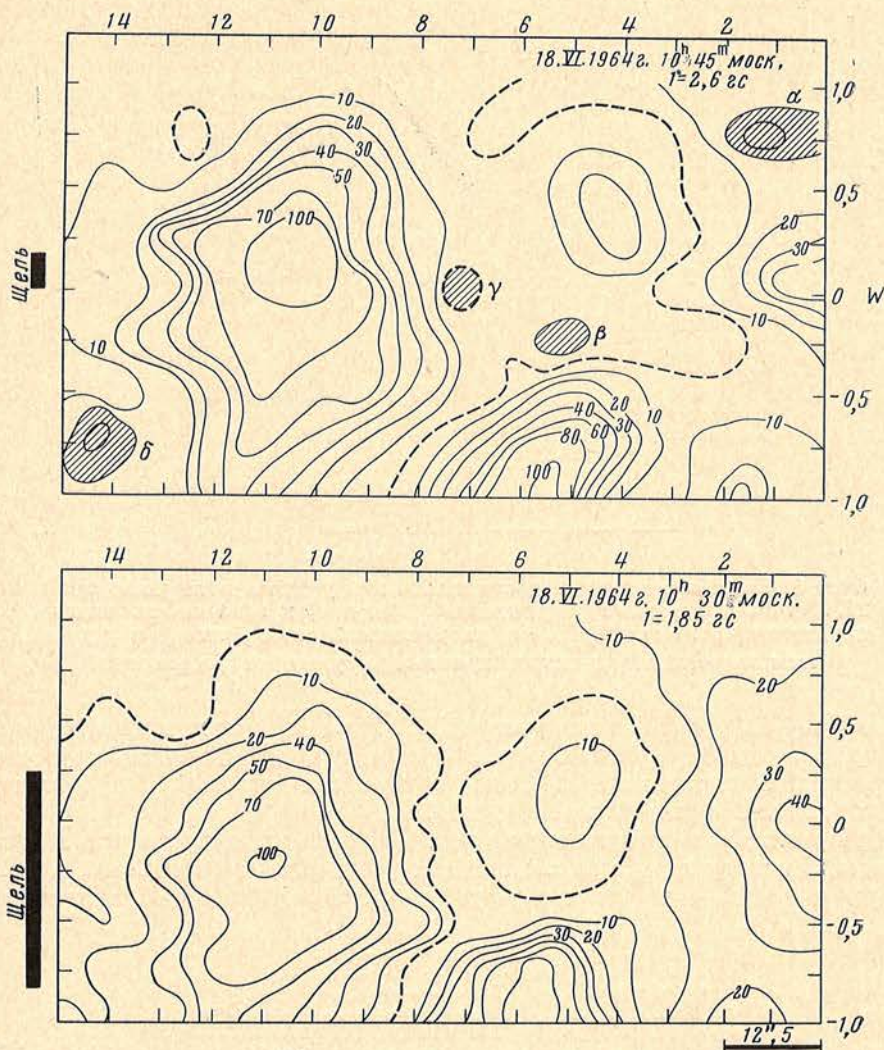
Пики поля  $a$ ,  $b$ , с исчезают при низком разрешении

На фиг. 3, наконец, приведены результаты многократно повторенных записей небольшого участка длиной 50" (сравнимой с разрешением в [3]) при различной разрешающей силе  $R = 27''$ , 9" и 4", 5; делалось по 5—9 записей для каждого  $R$ , участок был на широте  $\sim 60^\circ$ , никаких активных образований поблизости не было. Все отдельные записи накладываются друг на друга; фиг. 3 показывает хорошую воспроизводимость отдельных разрезов. Пик поля  $a$ , имеющий напряженность  $H_{\text{макс}}$  около 8 гс при разрешении 27", достигает напряженности  $\sim 18$  гс при разрешении 9" и еще большей ( $\sim 30$  гс) при разрешении 4", 5. Сходная картина наблюдается и для других пиков, хотя они хуже выражены. Там же отложены эти точно измеренные значения  $H_{\text{макс}}$  в зависимости от  $R$  и прибавлено еще характерное значение 2 гс общего поля, полученное в [5] при разрешении 50". (Значения поля в [3—5] занижены в два раза из-за неправильной на фактор 2 калибровки, см. [11].) Там же на фиг. 3 мы отложили приблизительно ход числа элементов, которые можно уверенно отождествить на записях с разным разрешением. Если допустима экстраполяция, то мы видим, что поля, которые при низком разрешении едва достигают 2 гс, могут иметь напряженность  $\sim 40$  гс при высоком разрешении, т. е. возрастают почти

в 20 раз; число разрешимых элементов увеличивается, однако не так сильно — возможно, в 2—3 раза. Если, таким образом, при разрешении 50" средний градиент поля для нашего участка был бы  $\sim 2$  гс на длине 50", то при высоком разрешении ( $\sim 1''$ ) он был бы 40 гс на участке  $\sim 15''$ , т. е. возрос бы в  $\sim 100$  раз (как максимум). Вероятно, это возрастание градиента поля преувеличено, но не более чем в 2—3 раза, так что увеличение  $\nabla H_{\parallel}$  в 30 раз вполне реально при увеличении разрешающей силы. Это может существенно изменить представление о влиянии магнитных полей на гидродинамику солнечной атмосферы.

Расхождения, которые раньше возникали при оценках величины и полярности общего поля, вполне возможно, связаны с наличием тонкой структуры общего поля и различием разрешающей способности при его измерениях. С этой точки зрения небезразличен также выбор участков в полярной зоне, и нам трудно признать правильным прием случайного выбора семи фиксированных точек в [4]. Осреднение по времени в фиксированной точке также не вполне закономерно: из-за вращения Солнца элемент может переместиться на свою длину ( $\sim 10''$ ) за время  $\sim 30^m$  не говоря уже о более мелких элементах. Поэтому среднее по времени (за интервал





Фиг. 2. Карты поля  $H_{||}$  группы пятен при высоком (наверху) и низком (внизу) разрешении.

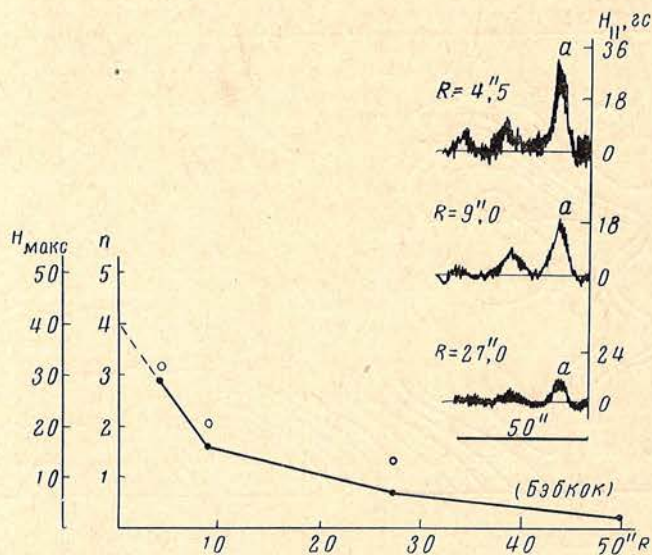
Слева показана щель спектрографа в масштабе карты. Холмы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  пропадают при низком разрешении

$\sim 30''$ ) будет давать заниженные поля, особенно если рядом находятся элементы разной полярности. Поэтому результаты измерений общего магнитного поля могут зависеть существенно также от способа его измерений.

## § 2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Вместо регистрации поля в отдельных точках мы вели непрерывное последовательное сканирование полярных зон на возрастающих расстояниях от полюса по схеме, представленной на фиг. 4. Разрез  $I$  обычно делался на расстоянии  $25''$  (или  $30''$ ) от полюса, а все последующие были параллельны первому и отстояли друг от друга на  $25''$  (или  $30''$ ). Вскоре мы убедились, что для уверенного суждения о полярном поле достаточно брать ограниченный участок полярной зоны (по  $\alpha$  от  $-2$  до  $+2$ , см. фиг. 4, где отметка 2 соответствует 2 см в гиде с диаметром Солнца 31 см или

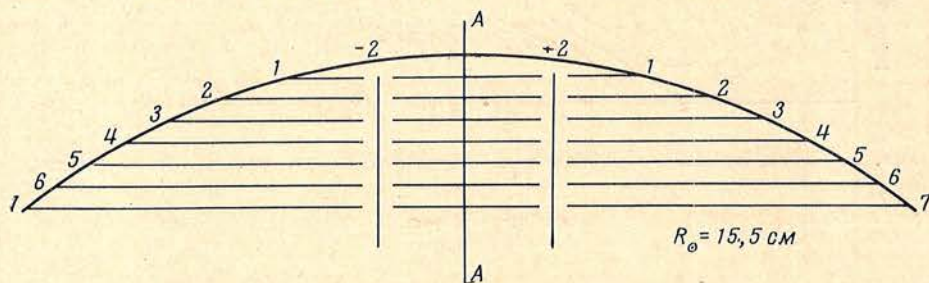




Фиг. 3. Повторные записи одного и того же участка полярного поля 28.VI 1964 г. с разным разрешением  $R$  (справа) и зависимость максимального напряжения  $H_{\text{макс}}$  от разрешающей силы (точки) и разрешимого числа отдельных элементов  $n$  (кружки) от разрешения

примерно  $\pm 120''$  от линии симметрии  $AA$ ). Сканирование осуществлялось перемещением изображения Солнца вдоль суточной параллели с помощью генератора, позволяющего изменять в широких пределах скорость движения целостата по часовому углу.

Выбор скорости сканирования и постоянной времени записи зависит от задачи, которую мы себе ставим при регистрации магнитного поля, в первую очередь — от разрешающей силы. Было найдено, что вполне



Фиг. 4. Схема обычных записей полярного поля (для диаметра изображения Солнца 31 см)

уверенная запись о б щ е г о магнитного поля возможна при разрешении не выше  $3'' \times 5''$  ( $3''$  — ширина щели,  $5''$  — высота); при более высоком разрешении ( $2'' \times 2''$  и ниже) сигнал становится сравнимым с шумами для большинства элементов поля на полюсах. Обычно применялось изображение Солнца диаметром 200 мм на щели спектрографа (затем с осени 1964 г. использовано изображение 350 мм). Разрешающей силе  $3'' \times 5''$  соответствует ширина щели спектрографа 0,3 мм и высота 0,5 мм, однако во многих случаях приходилось (при плохой прозрачности или вблизи горизонта) увеличивать эти размеры до 0,5 и 1,0 мм соответственно, что соответствует разрешению  $4'',5 \times 9''$  (замечим, что при щели шире 0,5 мм уже наступает заметное снижение сигнала поля из-за понижения контрастности спектральных линий с расширением щели — уменьшения крутизны их



крыльев). Для изображения Солнца 350 мм эти размеры щели соответственно будут  $\sim 0,3 \div 0,5$  мм  $\times$  1,5 мм. Скорость сканирования должна быть такова, чтобы за время, равное постоянной времени  $\tau$ , изображение Солнца сместилось на величину, равную принятой разрешающей силе:

$$v = \frac{R}{\tau}.$$

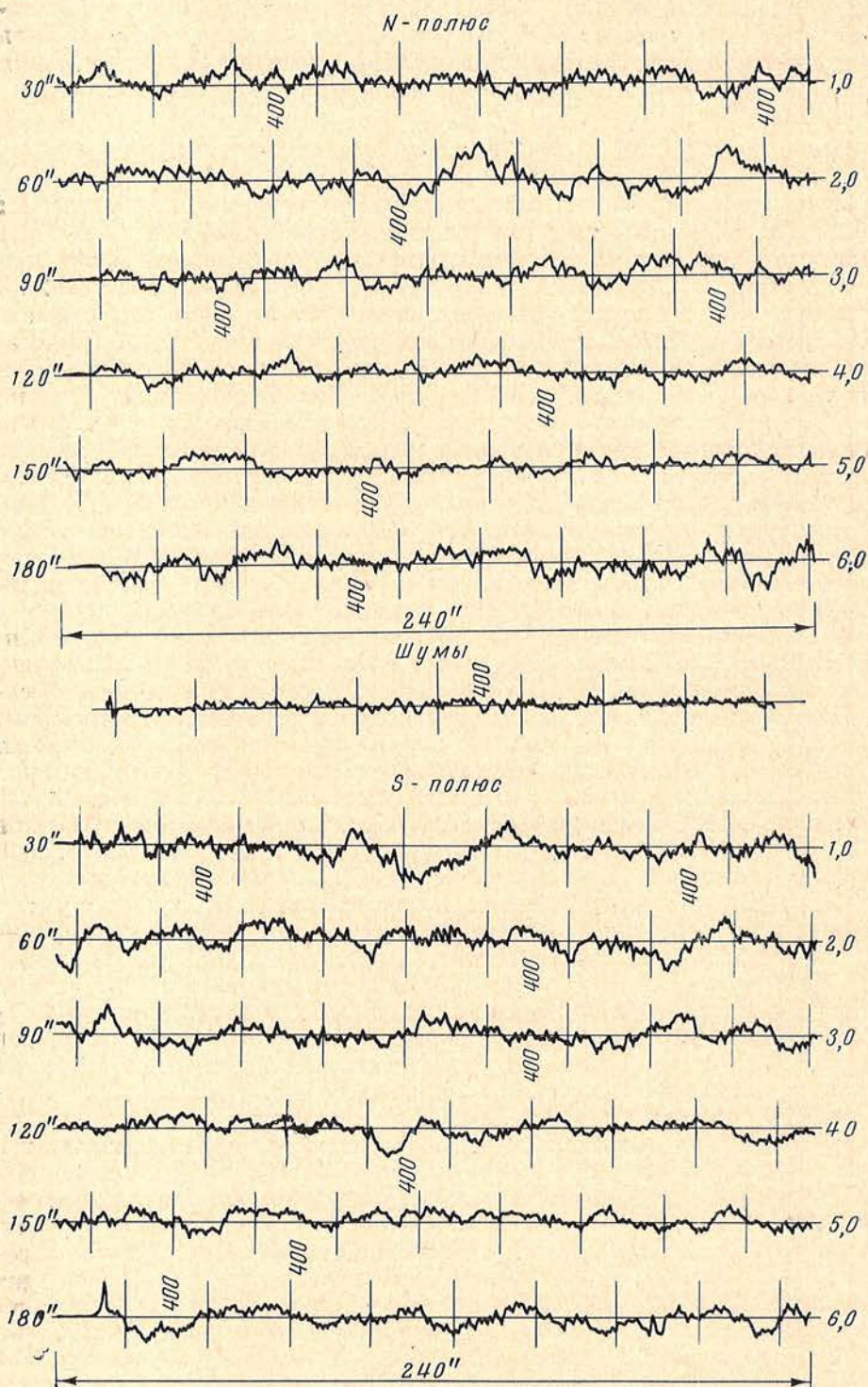
Схема магнитографа позволяет выбирать одно из трех значений:  $\tau = 1^s$ ;  $2^s,5$  и  $5^s,0$  (под  $\tau$  понимаем время, необходимое для того, чтобы амплитуда прямоугольного сигнала достигла 90% от его значения при  $\tau = \infty$ ). Оптимальные условия — это  $R = 2'',7$  ( $0,3$  мм  $= 60''$ ) и  $\tau = 2^s,5$ , что дает  $v = 1''$  в секунду времени (условно обозначается как скорость 30). Однако при сильном дрожании изображения или низкой прозрачности, когда усиливаются шумы, оптимальной является постоянная времени  $\tau = 5^s,0$ , что соответствует более медленной скорости сканирования  $v = 1''$  за 2 сек. времени (скорость 60). При такой скорости и  $\tau = 5^s,0$  в хороших условиях удастся сильно подавить шумы и вполне уверенно записывать слабые поля с  $H_{\parallel} \sim 1$  гс (равным  $0,5$  гс согласно [3]). На фиг. 5 воспроизводится запись общего магнитного поля на полюсах Солнца, сделанная в таких условиях, и шумов (при выключенном модуляторе поляризации), показывающая, что поля с напряженностью  $\sim 1$  гс вполне уверенно записываются (см. табл. 1). На фиг. 6 приведен пример карты изогauss продольного поля  $H_{\parallel}$  на полюсах.

Особое внимание при записях общего магнитного поля Солнца приходится уделять проблеме правильного положения нуля: поскольку общее поле очень слабое, то даже ничтожный сдвиг нуля, вызванный инструментальными причинами, в сильнейшей степени искажает результаты.

В первую очередь мы столкнулись здесь с явлением просачивания линейной поляризации при записях продольного поля с анализатором круговой поляризации (кристалл ADP плюс поляроид). Именно после установки нового кристалла ADP в мае 1964 г. было отмечено появление на  $N$ - и  $S$ -полюсах Солнца отклонений преимущественно одного знака, причем средняя линия записи шума оказалась также сдвинутой относительно нулевой линии (записываемой в темноте при закрытой щели) в ту же сторону, что и средняя линия записей на полюсах. Эффект очень мал — не более 4 гс в записи  $H_{\parallel}$ . Было обнаружено, что это отклонение делается еще большим, достигая 40 гс, если перед анализатором кругового света ADP поставить поляроид, т. е. иметь дело с целиком плоскополяризованным светом. В этом случае наш анализатор должен бы давать два круговых колебания, которые проходят через поляроид, и модуляция на основной частоте должна исчезать; однако она присутствовала. Это указывает явно на то, что магнитограф в схеме записи  $H_{\parallel}$  пропускает плоскую поляризацию, возникающую, как казалось на первый взгляд, при отражении на зеркалах телескопа; попытка ввести дополнительную стеклянную пластинку перед анализатором для компенсации инструментальной поляризации ничего не дала. Наоборот, настроив магнитограф на запись поперечных колебаний, т. е. применив анализатор плоской поляризации (ADP плюс фиксированная  $1/4\lambda$ -пластинка), было обнаружено просачивание круговой поляризации (если перед анализатором поставить еще поляроид плюс пластинку  $1/4\lambda$ ). Все эти опыты первоначально привели к выводу о плохой фильтрации сигнала на удвоенной частоте самой схемы магнитографа. Исследование схемы, однако, показало, что пропускание посторонней поляризации должно бы находиться в пределах шумов. Несмотря на это, блоки суммы и разности сигналов были переработаны<sup>1</sup>

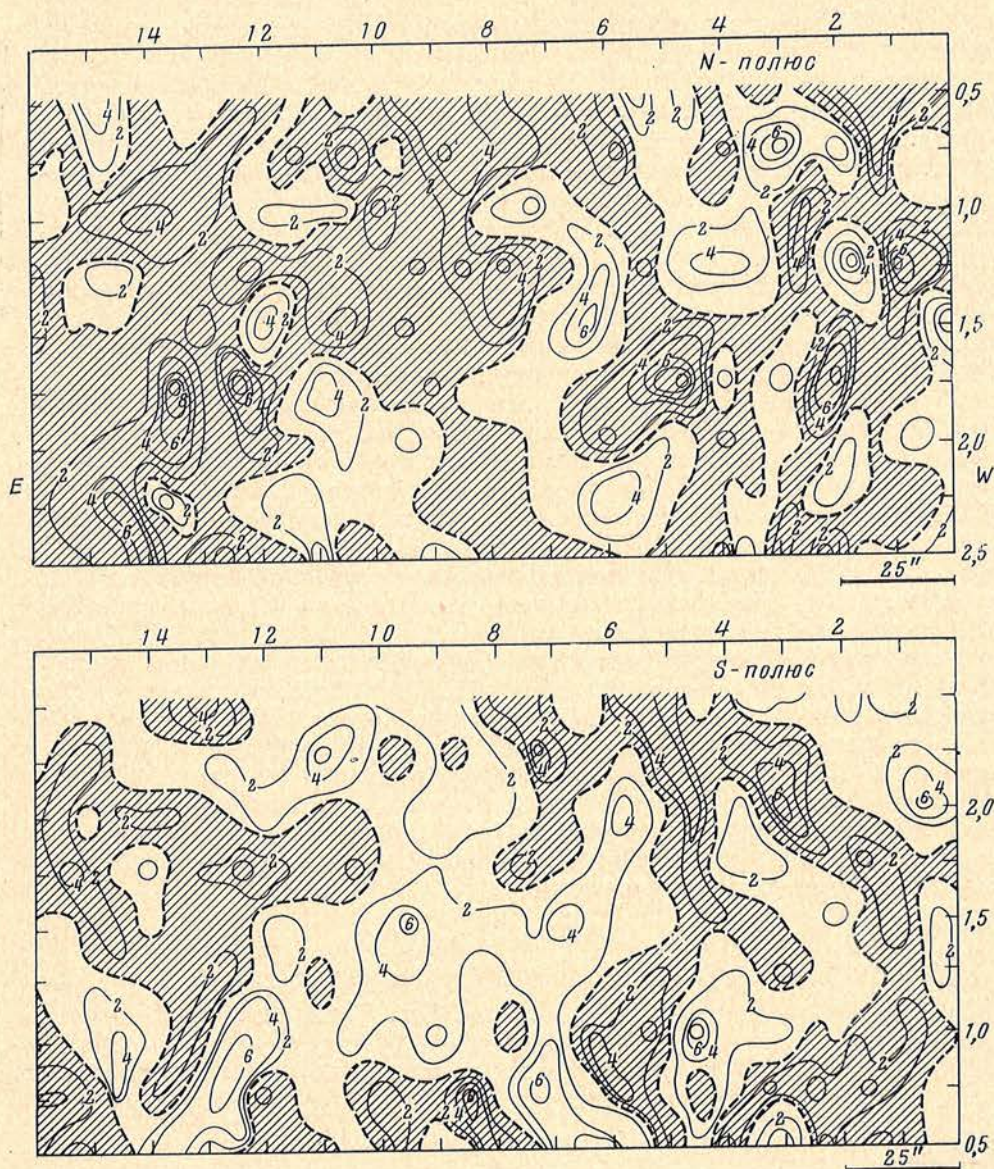
<sup>1</sup> Н. С. Никулиным, которому автор приносит благодарность за деятельное участие в устранении ошибок нуля.





Фиг. 5. Пример записей полярного поля на *N*- и *S*-полюсах, сделанных 14.X 1964 г.  
Посередине — запись шумов (при выключенном АДР), показывающая реальность большинства  
записанных флуктуаций поля





Фиг. 6. Пример карты магнитного поля (запись 20.X 1964 г.) на полюсах.  
Заштрихованные области — области S-полярности, светлые — области N-полярности. Цена одного деления изогauss  $H_{\parallel} = 1,4$  гс

так, чтобы устранять даже эти ничтожные эффекты влияния посторонней поляризации. Повторные испытания с новой схемой показали, что эти эффекты остались такими же, поэтому причину их следовало искать в самой поляризационной оптике. Выяснилось к тому же, что эффект несколько зависит от геометрии падающих пучков; например, при диафрагмировании главного зеркала можно было уменьшить почти вдвое отброс при целиком плоскополяризованном свете в магнитографе  $H_{\parallel}$ .

Явление оказалось связано с наличием в т о р и ч н ы х о т р а ж е н и й в поляризационной оптике, с двукратным прохождением через ADP отраженных от его задней стенки обыкновенного и необыкновенного лучей; вторичное отражение возникает также от передней, плоской грани призмы Франка — Риттера, примененной в новом модуляторе вместо



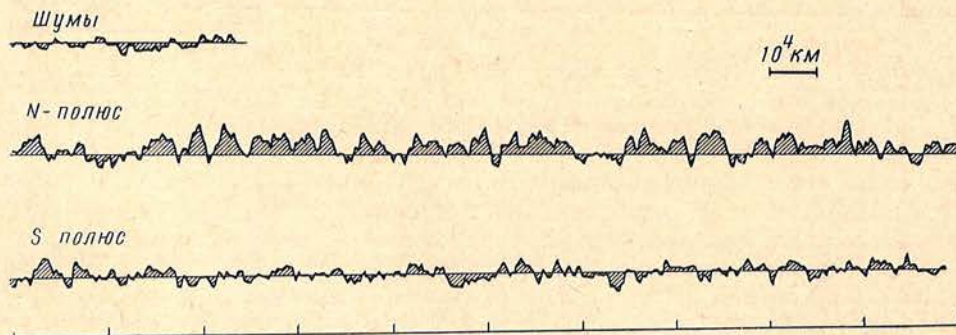
николя. (Рефлексы хорошо заметны при просматривании этой оптики на просвет.)

Вторично отраженные пучки дважды расщепляются на обыкновенный и необыкновенный лучи при повторном отражении от передней стенки кристалла и выходят тем самым с фазовой разностью не  $1/4\lambda$ , а примерно  $\lambda/2$ , т. е. так, как если бы анализатор давал слабую примесь плоскополяризованного излучения, идущего к тому же в направлении, несколько отличном от первоначального. Для устранения этих эффектов был применен другой анализатор — более совершенный кристалл — модулятор ADP<sup>1</sup> и николь в качестве поляризатора. В этой оптике не было замечено никаких вторичных отражений; ее испытание показало, что просачивание посторонней поляризации если и имеется, то находится в пределах шумов записи даже при наивысшей чувствительности схемы.

Вторая ошибка положения нуля довольно тривиальна по своей причине и выражается в том, что нуль, записанный в темноте (при закрытой щели спектрографа), не совпадает с нулем, который соответствует средней линии шумов при снятом напряжении на кристалле ADP. Более того, оказывается, что положение нуля зависит от интенсивности света, падающего на прибор: чем меньше яркость, тем больше ошибка в положении нуля. Эта ошибка нуля связана с подключением высокого напряжения на кристалл ADP — наводкой на входные цепи магнитографа напряжения, подаваемого на кристалл. Если пытаться устранить эту ошибку, меняя балансировку катодного повторителя (определяющую положение нуля), то при наличии компенсатора яркости [12], включенного в схему после катодного повторителя, положение нулевого отсчета будет зависеть от интенсивности падающего света. Эта наводка, приводящая к ошибкам порядка 1—2  $\mu\text{с}$  (при максимальной чувствительности), устраняется радикальным улучшением заземления всей схемы. При наличии этой наводки работа возможна, если за нулевую линию принять среднюю линию шума при выключенном напряжении на кристалле. Компенсатор яркости при этом должен быть выключен.

### § 3. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Первая запись общего поля сделана 13.VIII 1963 г. [8]; было сделано несколько повторных разрезов  $N_1$  и  $S_1$  (см. фиг. 4). На фиг. 7 дан пример этих записей, показывающий отчетливо преобладание элементов  $S$ -поляризации (отклонений кверху) на  $N$ -полюсе и примерную компенсацию отклонений кверху и книзу на  $S$ -полюсе. Если взять среднее (по площади,

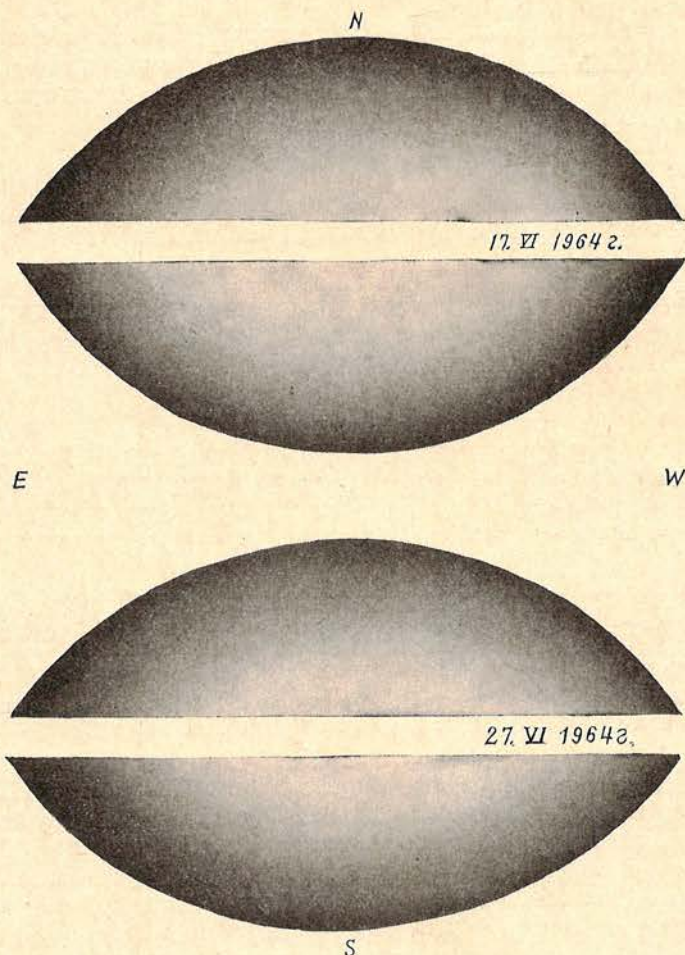


Фиг. 7. Пример первых записей на  $N$ -полюсе и  $S$ -полюсе 13.VIII 1963 г. на расстоянии  $30''$  от полюса, показывающих преобладание  $S$ -поляриностей на  $N$ -полюсе.

Наверху запись шумов и масштаб

<sup>1</sup> Любезно изготовленный А. Б. Гильваргом, которому автор приносит благодарность.





Фиг. 8. Примеры фотогелиограмм записанных участков полярных шапок

ограниченной записью) отклонение на обоих полюсах, то оно в обоих случаях соответствует  $S$ -полярности и составляет

$$\bar{H}(N) = 1,6 \text{ гс},$$

$$\bar{H}(S) = 0,1 \text{ гс}.$$

Это первое, полученное в Крымской обсерватории свидетельство отсутствия поля на  $S$ -полюсе заставило нас более внимательно и систематически регистрировать общее поле.

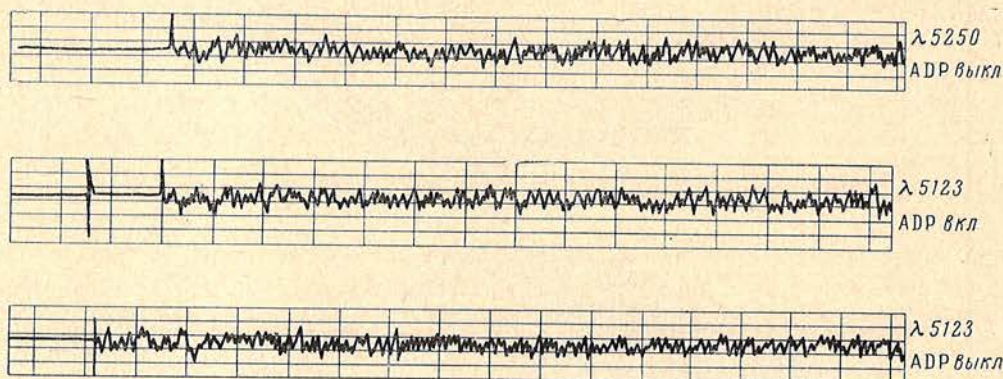
В табл. 1 собраны все данные о регистрациях общего поля, сделанных с августа 1963 г. по январь 1965 г. Ввиду плохой погоды и ремонтных работ с конца января до конца мая 1964 г. был перерыв, однако средние характеристики общего магнитного поля меняются медленно, и одно надежное определение в месяц может быть достаточным для суждения об их изменении в течение года (см. ниже фиг. 19). Для большинства дней наблюдений имеются фотографии Солнца в белом свете и спектрогелиограммы в лучах  $H_{\alpha}$  и  $K$ , которые использовались для исключения возможного появления активной области при записи, где поле большое и отличается по характеру от общего поля. На фиг. 8 даны примеры типичных фотогелиограмм полярных шапок спокойного Солнца. Во многих случаях



одновременно записывалась лучевая скорость. Калибровка записей делалась, как обычно, по регистрации отбросов на расстоянии  $1',5$  от  $E$ - и  $W$ -краев Солнца с помощью насадки поляроид  $+1/4\lambda$ -пластинка согласно соотношению [11]

$$E - W = 1600 \text{ гс}$$

для полной амплитуды отброса (соответствующего  $4 \text{ км/сек}$ ) в случае магнитной линии  $\lambda 5250 \text{ Fe}$ , в которой сделаны все записи общего магнитного поля.



Фиг. 9. Записи нуля (слева, прямая) и шумов в  $\lambda 5250$  и в немагнитной линии  $\lambda 5123$  при включенном и выключенном ADR

В табл. 1 даны коэффициенты усиления схемы (АТТ) при калибровке и при записи, позволяющие с помощью отброса  $E - W$  (в  $\text{мм}$ ) определить цену  $1 \text{ мм}$  отклонения при записи (единица  $H_{\parallel}$  в  $\text{гс/мм}$ ). В графе «Записанная область» приведены номера разрезов (по схеме фиг. 4), а в «Примечаниях» указан участок по  $\alpha$  полярной зоны, если только он не регистрировался целиком от  $W$  до  $E$ -края. Там же указаны постоянная времени  $\tau$ , скорость  $v$  записи, шаг по склонению  $\delta$ , с которым делалась запись (в том случае, если она сделана чаще, чем указано на схеме фиг. 4, т. е. чаще, чем через  $30''$ ). Указаны случаи, когда диаметр изображения Солнца составлял  $31 \text{ см}$  (при отсутствии пятен, удобных для гидрирования), в остальных случаях сканирование производилось с изображением Солнца в гиде, равным  $72 \text{ см}$ . На щели спектрографа изображение Солнца имело размер  $20 \text{ см}$ . С ноября 1964 г. использовалось изображение диаметром  $35 \text{ см}$  в связи с лучшим качеством изображения в этой оптике в холодное время года.

В начале (а иногда и в конце) каждой регистрации поля непременно записывался шум при выключенном напряжении на кристалле ADR, что позволяло контролировать положение нуля (который записывался в промежутках между отдельными разрезами при закрытой щели спектрографа) по средней линии шумов и судить о надежности отдельных малых отклонений при записи поля. В табл. 1 везде приведена максимальная амплитуда шума, которая обычно примерно в 3 раза больше средней амплитуды. Так, например, в таблице для 16.X 1964 г. указан максимальный шум  $\sim 3 \text{ гс}$ , тогда как средняя измеренная амплитуда составляла  $0,36 \text{ мм}$ , или  $0,97 \text{ гс}$ . (Подробнее о частотном распределении шума смотри ниже.) Дополнительным контролем положения нуля может служить также запись «поля» в немагнитной линии  $\lambda 5123$ , которая изредка делалась. На фиг. 9 даны примеры записей нуля (прямая линия), шума в  $\lambda 5250$  (при выключенной модуляции поляризации), «поля» и шума в  $\lambda 5123$ , показывающие совпадение средней линии шумов, записей в  $\lambda 5123$  и нулевой линии.



Таблица 1

## Данные о регистрациях общего магнитного поля

| № п/п | Дата                     | Время (московское)                                               | Атт.-записи | Цель    | Калибровка                      |                   |                   | Единицы $H$ , эс/мм | Записанная область                         | Примечания                                                                                                                                                                                                                                                |
|-------|--------------------------|------------------------------------------------------------------|-------------|---------|---------------------------------|-------------------|-------------------|---------------------|--------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|       |                          |                                                                  |             |         | время (московское)              | отброс $E-W$ , мм | Атт. кал.-лировки |                     |                                            |                                                                                                                                                                                                                                                           |
| 1     | 13.VIII<br>1963 г.       | 14 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> —15 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> | 2000        | 60×1,0  | 14 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 190               | 10 000            | 1,7                 |                                            | Выбор наилучших условий записи общего поля. Максимальный шум 2 эс. Записано поле на $N$ - и $S$ -полюсах и немного на экваторе. Использовано при определении величин и полярности общего поля ( $\bar{H}$ )                                               |
| 2     | 24.I<br>1964 г.<br>№ 335 | 11 45 —14 00                                                     | 4000        | 60×0,5  | 11 45                           | 159               | 5 000             | 2,0                 | $N_{2,5} - N_{3,0}$<br>$S_{2,5} - S_{3,0}$ | Сделано по три разреза повторно, один из разрезов 3,0 $N$ плохой исключен (облачность). Постоянная времени $\tau = 5^s$ , скорость сканирования $v = 30$ (старый кристалл АРР). Использовано для определения $\bar{H}$ и гистограмм напряженности ( $a$ ) |
| 3     | 29.V № 337               | 11 30 —15 00                                                     | 4000        | 100×1,0 | 11 00                           | 168               | 6 000             | 1,6                 | Разрез $N_4$<br>» $S_4$                    | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ ; запись без компенсатора яркости из-за ошибок нуля в новом кристалле АРР; рефлекс в кристалле не устранен. Максимальный шум $\sim 5$ эс. Разрезы повторены дважды. Использовано для определения $\bar{H}$                        |
| 4     | 30.V<br>№ 338            | 10 00 —11 20                                                     | 4000        | 100×1,0 | 9 50                            | 250               | 10 000            | 0,6                 | » $N_5$<br>» $S_5$                         | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Рефлекс в кристалле не устранен. Использовано для определения $\bar{H}$                                                                                                                                                         |
| 5     | 17.VI<br>№ 340           | 12 30 —16 15                                                     | 500         | 60×1,0  | 12 00                           | 151               | 5 000             | 1,1                 | $N_1 - N_4$<br>$S_1 - S_4$<br>$N_1 - N_4$  | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Рефлекс в кристалле не устранен; во второй серии записей $N_1 - N_4$ нуль явно ненадежен. Использовано для оценок $\bar{H}$ и $a$                                                                                               |
| 6     | 23.VI<br>№ 343           | 16 00 —18 10                                                     | 400         | 60×1,0  | 15 40                           | 142               | 4 000             | 1,1                 | $N_1 - N_5$<br>$S_1 - S_5$                 | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Запись с новым кристаллом АРР; надежное положение нуля такое же, как средней линии шума. Использовано для определения $\bar{H}$ и $a$                                                                                           |



Таблица 1 (продолжение)

| № п/п | Дата                        | Время (московское)      | АТТ-записи        | Щель                                                    | Калибровка         |                     |                | Единицы $\bar{H}$ , $\text{гс/мм}$ | Записанная область                               | Примечания                                                                                                                                                                                                                                                                            |
|-------|-----------------------------|-------------------------|-------------------|---------------------------------------------------------|--------------------|---------------------|----------------|------------------------------------|--------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|       |                             |                         |                   |                                                         | время (московское) | отброс $E - W$ , мм | АТТ калибровки |                                    |                                                  |                                                                                                                                                                                                                                                                                       |
| 7     | 26.VI<br>№ 344              | $40^h 15^m - 43^h 45^m$ | 400               | $60 \times 1,0$                                         | $10^h 15^m$        | 165                 | 4 000          | 0,90                               | $N_1 - N_5$<br>$S_1 - S_5$                       | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Имеется подробная запись шумов, максимальный шум $\sim 3$ гс. Использовано для определения $\bar{H}$ и $a$                                                                                                                                                  |
| 8     | 27.VI<br>№ 345              | 11 10 — 12 40           | 400               | $60 \times 1,0$                                         | 10 00<br>10 30     | 148<br>175          | 4 000<br>4 000 | 0,90                               | $N_1 - N_4$<br>$S_1 - S_4$                       | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Использовано для определения $\bar{H}$ и $a$                                                                                                                                                                                                                |
| 9     | 28.VI<br>№ 346              |                         | 600<br>600<br>600 | $400 \times 0,5$<br>$400 \times 1,0$<br>$30 \times 3,0$ | 11 40              | 130<br>105          | 4 000<br>4 000 | 1,8                                |                                                  | Участок разреза $N_5$ с разным решением. Такие же записи сделаны 29. VI 1964 г. (№ 347)                                                                                                                                                                                               |
| 10    | 30.VI<br>№ 348              | 14 25 — 16 40           | 400               | $60 \times 1,0$                                         |                    | 123                 | 4 000          | 1,3                                | $N_1 - N_3$<br>$S_1 - S_3$                       | $\tau = 2^s 5$ , $v = 15$ . Скапирование через 0,25. Использовано для определения $\bar{H}$ и $a$                                                                                                                                                                                     |
| 11    | 5.VII<br>№ 349              | 16 45 — 18 30           | 400               | $60 \times 1,0$                                         | 16 30              | 102                 | 4 000          | 1,6                                | $N_{3,0} - N_{4,25}$<br>Через 0,25<br>семь серий | $\tau = 5^s$ , $v = 30$ . Участок $N$ -полоса, запись изменений со временем, семь серий использовано для гистограмм $a$ , максимальный шум 8 гс. Использовано для определений $a$                                                                                                     |
| 12    | 6.VII<br>№ 350              | 9 30 — 16 30            | 400               | $60 \times 1,0$                                         | 9 15               | 125                 | 4 000          | 1,3                                | $N_{3,0} - N_{4,25}$<br>Через 0,25<br>три серии  | $\tau$ и $v$ те же. Участок $N$ -полоса, запись изменений со временем. Использовано для определений $a$                                                                                                                                                                               |
| 13    | 10.VII<br>№ 353a            | 10 00 — 16 00           | 400               | $60 \times 1,0$                                         | 10 00              | 150                 | 4 000          | 1,1                                |                                                  | $\tau$ и $v$ те же. Участок $N$ -полоса, изменения со временем. То же сделано для экватора 11 и 13. VII. Очень ограничен участок; записи, сходные с теми же за 5 и 6.VII. Исключено                                                                                                   |
| 14    | 4.IX<br>№ 353a <sub>3</sub> | 11 50 — 16 45           | 400               | $60 \times 1,0$                                         | 11 40<br>16 45     | 111<br>92           | 400<br>4 000   | 1,4                                | $S_1 - S_{10}$<br>$N_1 - N_{10}$                 | $\tau = 2^s 5$ , $v = 30$ . Регистрация общего поля на $N$ - и $S$ -полосах через одно деление и через 10 см на остальной части диска (в гиде 72 см). Сильное влияние наводок $\sim 3$ гс; использована только часть записей, где нуль совпадает со средней линией шума для $\bar{H}$ |



Таблица 1 (продолжение)

| № п/п | Дата                          | Время (московское)                                               | АГТ-записи        | Щель                       | Калибровка                      |                   |                      | Единицы $H$ , эс/ми | Записанная область                                                                               | Примечания                                                                                                                                                                                                                                                                                                                   |
|-------|-------------------------------|------------------------------------------------------------------|-------------------|----------------------------|---------------------------------|-------------------|----------------------|---------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|       |                               |                                                                  |                   |                            | время (московское)              | отброс $E-W$ , ми | АГТ калибровки       |                     |                                                                                                  |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                              |
| 15    | 22.IX<br>№ 353 б <sub>1</sub> | 10 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> —16 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> | 400               | 60×1,0                     | 10 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup> | 225               | 2000                 | 1,4                 |                                                                                                  | То же, что 4.IX; запись S-полуса не окончена (из-за облачности). Исключено                                                                                                                                                                                                                                                   |
| 16    | 1.X<br>№ 353 б                | 11 45 —12 55                                                     | 400               | 60×1,0                     | 11 00                           | 135               | 2000                 | 2,4                 | $N_1 - N_5$                                                                                      | $\tau = 2^s 5$ , $v = 15$ . Ошибка в нуле из-за наводки. Не окончено из-за облаков. Исключено                                                                                                                                                                                                                                |
| 17    | 12.X<br>№ 354                 | 9 50 —13 00                                                      | 400               | 60×1,0                     | 9 50                            | 157               | 4000                 | 1,0                 | $N_1 - N_5$<br>$S_1 - S_5$                                                                       | $\tau = 2^s 5$ , $v = 30$ . Запись без комментатора яркости (из-за наводки). Положение нуля надежное. Использовано для определения $\bar{H}$ и $a$                                                                                                                                                                           |
| 18    | 13.X<br>№ 355—356             | 10 30 —12 40<br>14 00 —14 48<br>15 50 —17 10                     | 400<br>400<br>400 | 60×1,0<br>60×1,0<br>60×1,0 | 10 10<br>13 25<br>15 50         | 180<br>155<br>140 | 2000<br>2000<br>2000 | 1,8<br>2,1<br>2,3   | Полос<br>$N_1 - N_5$<br>$S_1 - S_5$<br>Центр $\pm 2$<br>Полос<br>$N_1 - N_3$<br>$S_1 - S_3$      | $\tau = 5^s 0$ , $v = 30$ . Полярная зона записана дважды. Записан участок в центре Солнца: квадрат со сторонами $\pm 2$ см по $\alpha$ и $\delta$ (в гиде 31 см). Наводок нет. Максимальный шум 4,5 эс. Использовано для определения $H$ , $a$ и анализа длин элементов ( $l$ ) для центра и полюсов                        |
| 19    | 14.X<br>№ 357                 | 9 30 —14 30                                                      | 400               | 60×1,0                     | 10 20<br>13 10                  | 95<br>85          | 4000<br>4000         | 1,7<br>1,9          | Центр $\pm 2$<br>$N_1 - N_7$<br>$S_1 - S_7$                                                      | $\tau = 5^s 0$ , $v = 60$ . Квадрат $\pm 2$ см по $\alpha$ и $\delta$ (в гиде 31 см, 240") в центре диска. На полюсах зона $\pm 2$ см по $\alpha$ . $\delta$ от 0,5 до 3,5 см через 0,5 см от вершины полюса (в гиде 31 см). Максимальный шум 2 эс. Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ в центре и на полюсах |
| 20    | 15.X<br>№ 358                 | 10 40 —11 35<br>14 30                                            | 400<br>400        | 60×1,0<br>60×1,0           | 10 00<br>14 20<br>16 15         | 94<br>128<br>162  | 4000<br>3000<br>2000 | 1,7<br>1,7<br>2,0   | Центр $\pm 1,5$ см<br>Полос<br>$N_{1,0} - N_{3,5}$<br>$N_{3,0} - N_{4,0}$<br>$S_{1,5} - S_{3,0}$ | $\tau = 5^s 0$ , $v = 60$ . Квадрат $\pm 1,5$ см в центре по $\alpha$ и $\delta$ . На полюсах — то же, что 14.X; зона $\pm 2$ см по $\alpha$ . Максимальный шум = 3 эс. Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ в центре и на полюсах                                                                             |



Таблица 1 (окончание)

| №<br>п/п | [Дата]        | Время (московское)                                                         | АТ-<br>записи | Цель    | Калибровка                               |                        |                    | Единицы<br>$\bar{H}$ , гс/мм | Записанная об-<br>ласть                            | Примечания                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                           |
|----------|---------------|----------------------------------------------------------------------------|---------------|---------|------------------------------------------|------------------------|--------------------|------------------------------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
|          |               |                                                                            |               |         | время<br>(москов-<br>ское)               | отброс<br>$E - W$ , мм | АТ-ка-<br>либровки |                              |                                                    |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 21       | 16.X<br>№ 359 | 11 <sup>h</sup> 00 <sup>m</sup> —12 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup><br>14 15— | 400           | 60×4,0  | 10 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup><br>12 55 | 120<br>152             | 2000<br>2000       | 2,7<br>2,1                   | Полоса<br>$N_1 - N_3$<br>$S_1 - S_3$<br>Центр ±1,5 | $\tau = 5^s, 0$ , $v = 60$ . На полюсах зона ±1 см по $\alpha$ . $\delta$ от 0,5 до 1,5 см через 0,25 см (в гиде 31 см). Максимальный шум = 3 гс. Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ в центре и на полюсах<br>$\tau = 5^s, 0$ , $v = 60$ . Поле в центре диска по $\alpha$ от -1,5 до +1,5 см. Максимальный шум 4,5 гс. Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ для центра<br>$\tau = 5^s, 0$ , $v = 60$ . На полюсах ±2 см по $\alpha$ и по $\delta$ от 0,5 до 2,5 см через 0,25 см (в гиде 31 см). Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ на полюсах<br>$\tau = 5^s, 0$ , $v = 60$ . На полюсах ±2 по $\alpha$ и по $\delta$ от 0,5 до 2,5 см через 0,5 см (в гиде 31 см). В центре ±2 см по $\alpha$ через 0,5 см. Максимальный шум 6 гс. Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ на полюсах и для центра<br>$\tau = 5^s, 0$ , $v = 60$ . На полюсах ±2 по $\alpha$ ( $l_0 = 240''$ ) и по $\delta$ от 0,5 до 4,0 см через 0,5 см (в гиде 31 см). Использовано для определения $\bar{H}$ , $a$ и $l$ на полюсах |
| 22       | 17.X<br>№ 360 | 12 15 —15 00<br>15 30 —16 50                                               | 400           | 60×4,0  | 11 30<br>15 30                           | 142<br>172             | 2000<br>1000       | 2,2<br>3,7                   | Центр ±1,75<br>Продолжение                         |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 23       | 20.X          | 16 30 —17 20                                                               | 400           | 60×4,0  | 13 30                                    | 230                    | 2000               | 1,4                          | $S_1 - S_5$<br>$N_1 - N_5$                         |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 24       | 21.X          | 15 00 —15 50                                                               | 400           | 60×4,0  | 14 50                                    | 147                    | 2000               | 2,2                          | Полоса<br>$N_1 - N_5$<br>$S_1 - S_5$<br>Центр ±1,0 |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 25       | 28.XI         | 11 20 —13 23                                                               | 400           | 100×4,5 | 11 10                                    | 180                    | 2000               | 1,7                          | $N_1 - N_8$<br>$S_1 - S_8$                         |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 26       | 3.XII         | 14 20 —16 35                                                               | 400           | 100×4,5 | 14 10                                    | 265                    | 2000               | 1,2                          | $N_1 - N_6$<br>$S_1 - S_6$                         |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |
| 27       | 24.I          | 13 00 —14 50                                                               | 400           | 60×4,5  | 12 50                                    | 173                    | 2000               | 1,8                          | $N_1 - N_6$<br>$S_1 - S_6$                         |                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                      |



### § 3. ГИСТОГРАММЫ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ ПОЛЯ В ПОЛЯРНЫХ ЗОНАХ

Для каждой пригодной регистрации, безотносительно к номеру разреза, для всей полярной зоны в целом (отдельно для  $N$ - и  $S$ -полюсов подсчитывалось число элементов как  $S$ -, так и  $N$ -полярности, имеющих максимальную напряженность в заданных пределах: 0—2, 2—4, 4—6  $\mu\text{с}$  и т. д.) и затем для каждого дня строилась гистограмма для  $N$ - и  $S$ -полюсов. Пример такой гистограммы за 26. VI 1964 г. приведен на фиг. 10, где отклонения кверху соответствуют  $S$ -полярности, а книзу —  $N$ -полярности. Эта гистограмма типична для общего поля в первой половине 1964 г., когда на  $N$ -полюсе преобладала  $S$ -полярность, тогда как на  $S$ -полюсе была примерная компенсация обеих полярностей. Данные о всех гистограммах собраны в табл. 2.

При рассмотрении гистограмм мы обратили внимание на возможность разделить их на две группы: первая охватывает первую половину года (до июля включительно), вторая относится ко второй половине 1964 г. и началу 1965 г. Возможность такого разделения следует из сравнения распределения числа элементов по напряженности  $n(H)$ , если каждое распределение выразить в единицах максимальной частоты  $n/n_{\text{макс}}$ . На фиг. 11 нанесены все гистограммы для отдельных дней, взятые из табл. 1 (отмечены: «использовано для определения  $a$ »), но выраженные в единицах  $n_{\text{макс}}$ . Видно, что на  $N$ -полюсе нет серьезного отличия в распределениях  $n/n_{\text{макс}}$  в первую и вторую половины года, если не считать некоторого понижения числа элементов  $S$ -полярности с относительно большими полями. На  $S$ -полюсе хорошо заметно увеличение относительного числа элементов  $N$ -полярности с сильным полем во вторую половину года, что, как мы увидим, связано с появлением  $N$ -поля на  $S$ -полюсе в августе-сентябре 1964 г. Это показывают средние гистограммы  $n/n_{\text{макс}}$  для  $S$ - и  $N$ -полярностей, приведенные в табл. 2 и воспроизведенные на фиг. 11. Элементы  $S$ -полярности показывают больший разброс ото дня ко дню, чем элементы  $N$ -полярности, хотя они и более многочисленны (особенно на  $N$ -полюсе); возможно, что эти флуктуации реальны.

Временные изменения характера поля можно проследить, если вычислить среднее взвешенное значение напряженности  $S$ - и  $N$ -элементов поля из соотношения

$$\bar{H} = \frac{\sum n_i H_i}{\sum n_i}. \quad (3.1)$$

Разделив все числа  $n_i$  в табл. 2 на их сумму (в колонке), получим частоты в процентах к общему числу  $v_i$ , так что

$$\bar{H} = 1v(0,2) + 3v(2,4) + 5v(4,6) + \dots, \quad (3.2)$$

где 1, 2, 3, ... — среднее значение поля в выбранных нами интервалах. Эти средние значения приведены в табл. 2 для каждого дня; кроме того,



Фиг. 10. Гистограммы максимальных амплитуд полярного поля для  $N$ -полюса (штриховые линии) и  $S$ -полюса (сплошные) по записям поля 26. VI 1964 г.



Таблица 2

## Гистограммы напряженности поля

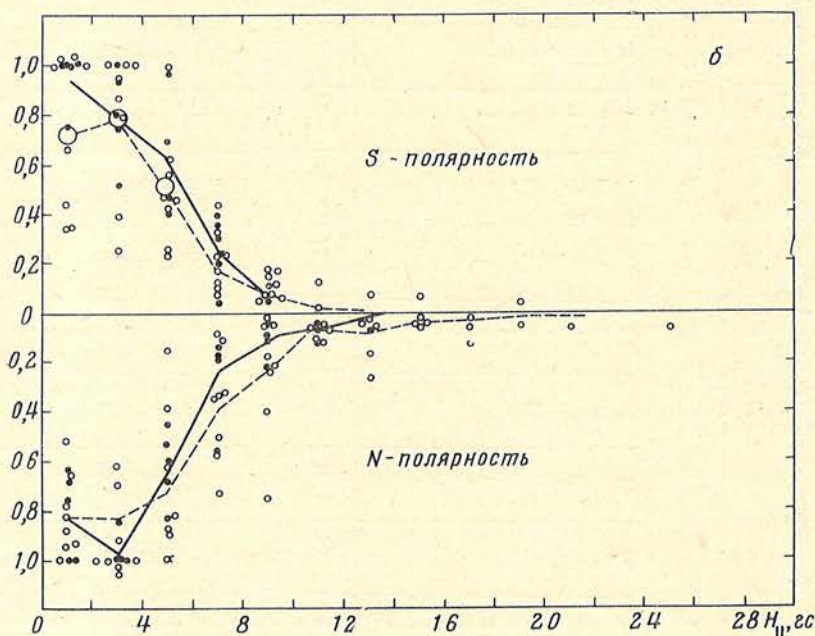
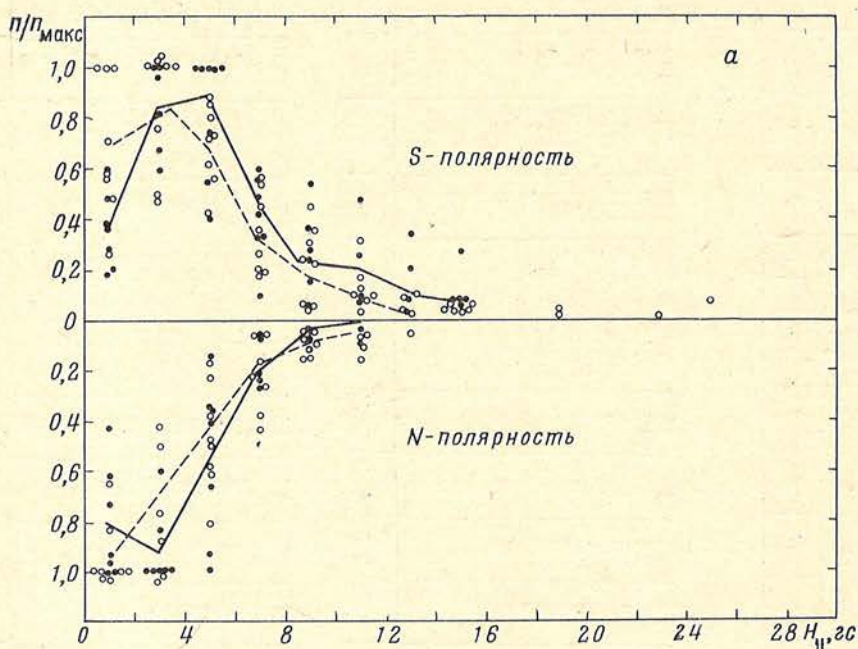
| $\Delta H$  | 24.I 1964 г. |      | 23.VI |      | 26.VI |      | 27.VI |      | 30.VI |      | 5.VII |      | 6.VII |      | 4.IX |      | $\frac{n}{n_{\text{макс}}}$<br>(N) | $\frac{n}{n_{\text{макс}}}$<br>(S) | $\Sigma S$ | %     | $\Sigma N$ | %     |
|-------------|--------------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|------|------|------------------------------------|------------------------------------|------------|-------|------------|-------|
|             | S            | N    | S     | N    | S     | N    | S     | N    | S     | N    | S     | N    | S     | N    |      |      |                                    |                                    |            |       |            |       |
| I полугодие |              |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |      |      |                                    |                                    |            |       |            |       |
| N-полос     |              |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |      |      |                                    |                                    |            |       |            |       |
| 0-2         | 9            | 6    | 9     | 20   | 6     | 26   | 10    | 16   | 16    | 25   | 20    | 32   | 6     | 16   |      |      | 0,359                              | 0,814                              | 76         | 0,108 | 141        | 0,309 |
| 2-4         | 15           | 14   | 22    | 12   | 26    | 22   | 18    | 17   | 27    | 26   | 43    | 51   | 30    | 22   |      |      | 0,838                              | 0,920                              | 181        | 0,259 | 164        | 0,360 |
| 4-6         | 11           | 13   | 23    | 3    | 32    | 9    | 27    | 7    | 33    | 17   | 72    | 51   | 12    | 8    |      |      | 0,877                              | 0,551                              | 210        | 0,300 | 108        | 0,236 |
| 6-8         | 9            | 7    | 13    | 1    | 13    | 2    | 9     | 4    | 18    | 0    | 35    | 11   | 10    | 6    |      |      | 0,468                              | 0,193                              | 107        | 0,153 | 31         | 0,068 |
| 8-10        | 8            | 1    | 0     | 0    | 9     | 0    | 4     | 0    | 3     | 1    | 26    | 4    | 7     | 0    |      |      | 0,234                              | 0,026                              | 57         | 0,081 | 6          | 0,013 |
| 10-12       | 7            | 0    | 0     | 0    | 3     | 0    | 0     | 0    | 2     | 1    | 19    | 5    | 2     | 0    |      |      | 0,214                              | 0,019                              | 33         | 0,047 | 6          | 0,013 |
| 12-14       | 5            | 0    | 2     | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 15    | 0    | 1     | 0    |      |      | 0,044                              | 0                                  | 23         | 0,033 | 0          | 0     |
| 14-16       | 4            | 0    | 0     | 0    | 3     | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 5     | 0    | 2     | 0    |      |      | 0,077                              | 0                                  | 15         | 0,021 | 0          | 0     |
| $\bar{H} =$ | 6,56         | 4,13 | 4,45  | 2,16 | 4,60  | 2,54 | 4,30  | 2,94 | 4,37  | 2,95 | 6,25  | 3,93 | 5,04  | 3,09 |      |      |                                    |                                    | 702        |       | 457        |       |
| S-полос     |              |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |      |      |                                    |                                    |            |       |            |       |
| 0-2         | 25           | 15   | 27    | 17   | 28    | 27   | 20    | 17   | 15    | 18   |       |      |       |      | 31   | 20   | 0,950                              | 0,817                              | 115        | 0,353 | 94         | 0,287 |
| 2-4         | 13           | 20   | 20    | 25   | 26    | 23   | 16    | 16   | 20    | 18   |       |      |       |      | 27   | 36   | 0,799                              | 0,960                              | 95         | 0,292 | 112        | 0,342 |
| 4-6         | 16           | 12   | 19    | 17   | 27    | 25   | 9     | 9    | 9     | 13   |       |      |       |      | 2    | 13   | 0,642                              | 0,641                              | 80         | 0,245 | 76         | 0,232 |
| 6-8         | 5            | 4    | 1     | 2    | 10    | 15   | 8     | 3    | 6     | 4    |       |      |       |      | 0    | 14   | 0,258                              | 0,231                              | 30         | 0,092 | 28         | 0,085 |
| 8-10        | 1            | 1    | 1     | 2    | 3     | 6    | 1     | 2    | 0     | 0    |       |      |       |      | 1    | 3    | 0,047                              | 0,094                              | 6          | 0,018 | 11         | 0,034 |
| 10-12       | 0            | 0    | 0     | 0    | 0     | 2    | 0     | 2    | 0     | 0    |       |      |       |      | 0    | 1    | 0                                  | 0,046                              | 0          | 0     | 5          | 0,015 |
| $\bar{H} =$ | 3,16         | 3,19 | 2,91  | 3,39 | 3,65  | 4,38 | 3,28  | 3,49 | 3,24  | 3,21 |       |      |       |      | 2,14 | 4,30 |                                    |                                    | 326        |       | 326        |       |



Таблица 2 (продолжение)

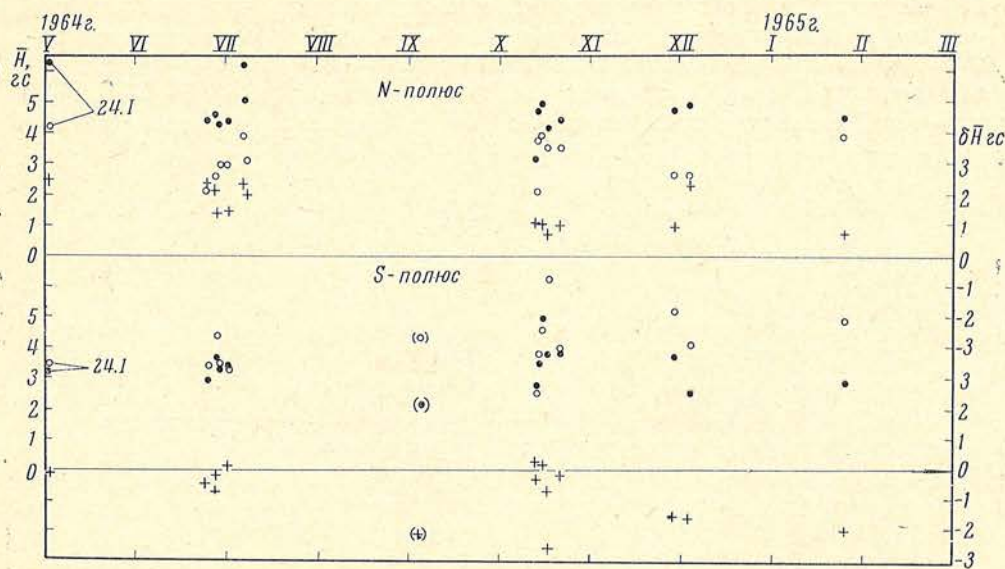
| $\Delta H$   | 12.X 1964 г. |      | 13.X |      | 14.X |      | 16.X |      | 20.X |      | 28.XI |      | 3.XII |      | 24.I 1965 г. |      | $\frac{n}{n_{\text{Мак}}}$ | $\frac{n}{n_{\text{Мак}}}$ | $\Sigma S$ | %     | $\Sigma N$ | %     |
|--------------|--------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|-------|------|-------|------|--------------|------|----------------------------|----------------------------|------------|-------|------------|-------|
|              | S            | N    | S    | N    | S    | N    | S    | N    | S    | N    | S     | N    | S     | N    |              |      |                            |                            |            |       |            |       |
| II полугодие |              |      |      |      |      |      |      |      |      |      |       |      |       |      |              |      |                            |                            |            |       |            |       |
| N-полюс      |              |      |      |      |      |      |      |      |      |      |       |      |       |      |              |      |                            |                            |            |       |            |       |
| 0-2          | 25           | 36   | 32   | 39   | 41   | 16   | 13   | 16   | 17   | 19   | 5     | 13   | 16    | 22   | 40           | 11   | 0,700                      | 0,936                      | 129        | 0,228 | 172        | 0,389 |
| 2-4          | 19           | 45   | 45   | 34   | 23   | 19   | 6    | 0    | 29   | 19   | 19    | 10   | 8     | 11   | 18           | 17   | 0,840                      | 0,710                      | 167        | 0,295 | 125        | 0,282 |
| 4-6          | 18           | 6    | 25   | 31   | 20   | 12   | 41   | 8    | 12   | 11   | 15    | 5    | 10    | 5    | 13           | 8    | 0,692                      | 0,469                      | 124        | 0,219 | 86         | 0,194 |
| 6-8          | 5            | 2    | 25   | 40   | 8    | 7    | 7    | 7    | 5    | 3    | 5     | 0    | 3     | 4    | 8            | 4    | 0,339                      | 0,195                      | 66         | 0,116 | 34         | 0,076 |
| 8-10         | 1            | 0    | 16   | 6    | 7    | 1    | 3    | 1    | 7    | 3    | 1     | 1    | 7     | 2    | 1            | 2    | 0,215                      | 0,089                      | 43         | 0,076 | 16         | 0,036 |
| 10-12        |              |      | 6    | 4    | 1    | 0    | 1    | 0    | 3    | 1    | 2     | 0    | 5     | 0    | 3            | 1    | 0,032                      | 0,046                      | 21         | 0,037 | 9          | 0,020 |
| 12-14        |              |      | 1    | 0    | 1    | 0    | 1    | 0    | 3    | 1    | 2     | 0    | 0     | 0    | 0            | 0    | 0,032                      |                            | 7          | 0,012 | 1          | 0,002 |
| 14-16        |              |      | 1    | 0    | 1    | 0    | 0    | 0    | 1    | 0    | 1     | 0    | 1     | 0    | 0            | 0    |                            |                            | 6          | 0,011 | 0          | 0     |
| 16-18        |              |      | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 1    | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 1            | 0    |                            |                            | 0          | 0     | 0          | 0     |
| 18-20        |              |      | 1    | 0    | 1    | 0    | 0    | 0    | 1    | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 0            | 0    |                            |                            | 2          | 0,004 | 0          | 0     |
| 20-22        |              |      | 1    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0     | 0    | 0     | 0    | 0            | 0    |                            |                            | 1          | 0,002 | 0          | 0     |
| 22-24        |              |      | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 0    | 1    | 0    | 1     | 0    | 1     | 0    | 0            | 0    |                            |                            | 0          | 0     | 0          | 0     |
| $\bar{H} =$  | 3,16         | 2,10 | 4,78 | 3,72 | 4,91 | 3,88 | 4,23 | 3,57 | 4,46 | 3,51 | 4,78  | 2,63 | 4,88  | 2,56 | 4,47         | 3,74 |                            |                            | 566        |       | 443        |       |
| S-полюс      |              |      |      |      |      |      |      |      |      |      |       |      |       |      |              |      |                            |                            |            |       |            |       |
| 0-2          | 32           | 34   | 39   | 36   | 8    | 14   | 16   | 10   | 10   | 15   | 7     | 10   | 21    | 17   | 17           | 15   | 0,732                      | 0,824                      | 150        | 0,302 | 151        | 0,304 |
| 2-4          | 28           | 21   | 51   | 38   | 19   | 18   | 4    | 1    | 29   | 29   | 17    | 11   | 8     | 18   | 16           | 17   | 0,780                      | 0,825                      | 172        | 0,346 | 153        | 0,308 |
| 4-6          | 7            | 5    | 32   | 33   | 24   | 16   | 9    | 15   | 13   | 11   | 8     | 12   | 5     | 11   | 7            | 14   | 0,497                      | 0,716                      | 105        | 0,211 | 117        | 0,235 |
| 6-8          | 2            | 3    | 41   | 43   | 10   | 9    | 5    | 11   | 5    | 3    | 4     | 7    | 2     | 6    | 2            | 6    | 0,204                      | 0,380                      | 41         | 0,082 | 58         | 0,116 |
| 8-10         | 0            | 2    | 7    | 1    | 4    | 3    | 2    | 6    | 5    | 7    | 1     | 9    | 1     | 4    | 1            | 1    | 0,096                      | 0,242                      | 21         | 0,042 | 33         | 0,066 |
| 10-12        |              |      | 1    | 2    | 3    | 1    | 0    | 1    | 0    | 3    | 0     | 0    | 0     | 0    | 0            | 2    | 0,018                      | 0,049                      | 4          | 0,008 | 9          | 0,018 |
| 12-14        |              |      | 1    | 1    | 0    | 1    | 0    | 1    | 0    | 0    | 0     | 2    | 0     | 0    | 0            | 1    | 0,003                      | 0,072                      | 3          | 0,006 | 9          | 0,018 |
| 14-16        |              |      | 1    | 1    | 0    | 1    | 1    | 0    | 0    | 0    | 0     | 0    | 0     | 1    | 0            | 0    |                            | 0,024                      | 1          | 0,002 | 4          | 0,008 |
| 16-18        |              |      | 1    | 1    | 0    | 0    | 1    | 0    | 0    | 0    | 0     | 0    | 0     | 1    | 0            | 0    |                            | 0,027                      | 0          | 0     | 4          | 0,008 |
| 18-20        |              |      |      |      | 1    | 1    | 1    | 2    |      |      |       |      | 0     | 1    | 0            | 0    |                            | 0,007                      | 1          | 0,002 | 0          | 0     |
|              |              |      |      |      |      |      |      |      |      |      |       |      |       |      | 0            | 1    |                            | 0,008                      | 0          | 0     | 1          | 0,002 |
|              |              |      |      |      |      |      |      |      |      |      |       |      |       |      | 0            | 0    |                            | 0                          | 0          | 0     | 0          |       |
| $\bar{H} =$  | 2,79         | 2,47 | 3,50 | 3,79 | 4,95 | 4,64 | 3,76 | 6,32 | 3,90 | 4,00 | 3,68  | 5,17 | 2,50  | 4,04 | 2,84         | 4,81 |                            |                            | 498        |       | 540        |       |





Фиг. 11. Все гистограммы вместе за первую (точки) и вторую (кружки) половины года (выраженные в единицах максимальной частоты).  
 а — для *N*-полюса, б — для *S*-полюса. Сплошные линии — средние за первую половину года, штриховые — то же, для второй половины года





Фиг. 12. Ход со временем средних весовых значений максимальных напряженностей  $S$ -полярностей (точки) и  $N$ -полярностей (кружки) на обоих полюсах.

Крестики — результирующая напряженность  $\delta \bar{H}$

их ход со временем представлен на фиг. 12. Из нее хорошо видно, что на  $N$ -полюсе средние напряженности  $S$ -элементов в течение всего года были выше тех же средних для  $N$ -элементов и сами значения сохранялись более или менее одинаковыми. Для  $S$ -полюса средние для обеих полярностей практически одинаковы в первую половину года, но затем во второй половине года и начале 1965 г. напряженность  $N$ -элементов начинает преобладать, причем скорее растет  $\bar{H}$  для  $N$ -элементов, чем убывает среднее для  $S$ -элементов. Наиболее ясно эти временные изменения характеризует разность  $\delta H = \bar{H}(S) - \bar{H}(N)$ . Она всегда положительна и немного убывает в  $N$ -полусфере и равна нулю и затем отрицательна для  $S$ -полусферы (знаки «плюс» на фиг. 12).

Пренебрегая небольшим изменением этих средних за полугодие, как видно из фиг. 12, можно найти гистограммы для указанных двух больших групп, сложив все  $n$  отдельно за I и II полугодия, что сделано в табл. 2 (значения  $\Sigma S$  и  $\Sigma N$ ); там же в колонке «%» приведены гистограммы в процентах для  $S$ - и  $N$ -отклонений (при нормировке  $\Sigma n_i = 1$ ). На фиг. 13 дано графическое представление. Мы видим, что эти гистограммы статистически довольно надежны, так как базируются на большом числе (от 300 до 700) случаев. Табл. 3 дает средние значения (3.2)

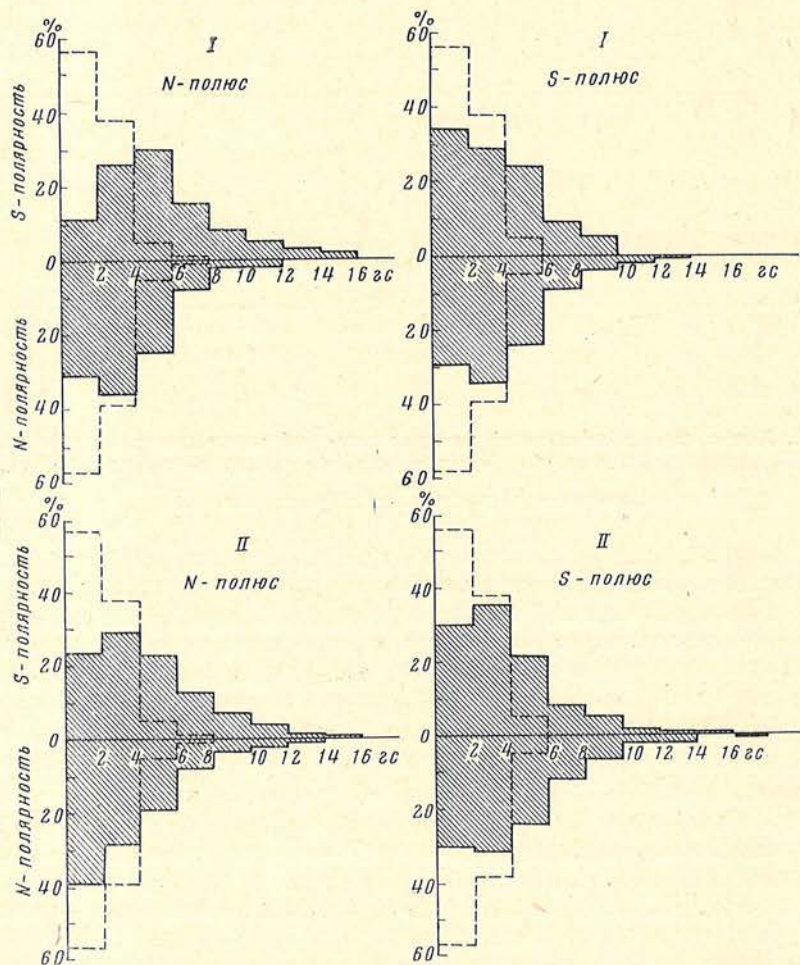
Таблица 3

Средние по числу элементов напряженности поля на полюсах по гистограммам

| Средняя напряженность данной полярности | I полугодие |       | II полугодие |       |
|-----------------------------------------|-------------|-------|--------------|-------|
|                                         | $N$         | $S$   | $N$          | $S$   |
| $\bar{H}(S)$                            | 5,40        | 3,29  | 4,41         | 3,52  |
| $\bar{H}(N)$                            | 3,31        | 3,54  | 3,32         | 4,54  |
| $\delta \bar{H}$                        | +2,09       | -0,25 | +1,09        | -0,98 |



для этих полугодовых гистограмм: они показывают, что на  $N$ -полюсе средняя напряженность  $S$ -полей убывала с 5,40 до 4,41 гс, тогда как напряженность  $N$ -полей оставалась неизменной — 3,3 гс. На  $S$ -полюсе напряженность  $S$ -полей в среднем оставалась неизменной (3,3—3,5 гс), а у  $N$ -полей напряженность выросла с 3,54 до 4,54 гс. При этом измерение



Фиг. 13. Средние гистограммы максимальных амплитуд поля за первую и вторую половины года на  $N$ - и  $S$ -полюсах.

Штриховая линия — средняя гистограмма шумов магнитографа

4.IX 1964 г. не было принято во внимание, так как оно не очень надежно из-за неуверенности в фиксации нуля, кроме того, оно лежит на стыке обеих групп и не очень ясно, к какой группе его относить. В то же время это измерение не выпадает заметно из общего хода, как видно на фиг. 12, а, напротив, согласуется с ним.

О «физической надежности» результатов можно судить из гистограммы шумов (в %) на той же фиг. 13 (штриховая линия), полученной суммированием для каждого интервала  $H$  гистограмм шумов, полученных в различные дни. Среднее взвешенное, согласно (3.2),

$$\bar{h} = 2,03 \text{ гс},$$

что составляет около 60% наименьшего из значений поля  $\bar{H}$ , т. е. измеряемые поля более чем в два раза, как правило, превосходят шумы.



На  $S$ -полюсе, как видно из сводных гистограмм фиг. 13, функция распределения  $n(H)$  более или менее симметрична по отношению к смене полярности и по отношению к оси  $H = 0$ , где она имеет максимум. Для  $N$ -полюса этого не наблюдается — максимум для  $S$ -элементов смещен в область больших полей ( $2-6$  гс), функция несимметрична к замене знака поля;  $N$ -элементы показывают распределение, сходное с теми же на  $S$ -полюсе. Во всех случаях 86% элементов имеют поля менее 5 гс, кроме элементов  $S$ -полярности на  $N$ -полюсе, где в первую половину 67%, а во вторую половину 75% элементов имели напряженности  $\bar{H} < 5$  гс, а остальных ~30% были поля  $> 5$  гс; 18% и соответственно 14% этих элементов имели поля  $\bar{H} > 8$  гс, что вновь указывает на усиление напряженности  $S$ -полей на  $N$ -полюсе.

Если теперь учесть влияние конечной разрешающей силы (большинство записей сделано при разрешении 9"), то согласно фиг. 3 мы должны все приведенные значения поля по крайней мере удвоить. Это значит, что средняя напряженность элементов поля заключена между 6 и 10 гс, а около 16% элементов  $S$ -полярности имели напряженности  $> 16$  гс. Из сравнения этих величин с приведенными ниже осредненными вдоль больших разрезов значениями (теми, что измеряются фактически при низком разрешении) следует, что они в 4-8 раз, а в 16% случаев в ~10 раз превосходят обычно измеряемые в [3] поля.

#### § 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРНОГО ПОЛЯ ПО ШИРОТЕ

В § 3 мы рассматривали максимальные амплитуды, здесь мы рассмотрим средние амплитуды полей разных знаков и результирующую среднюю амплитуду, определяемые соотношением

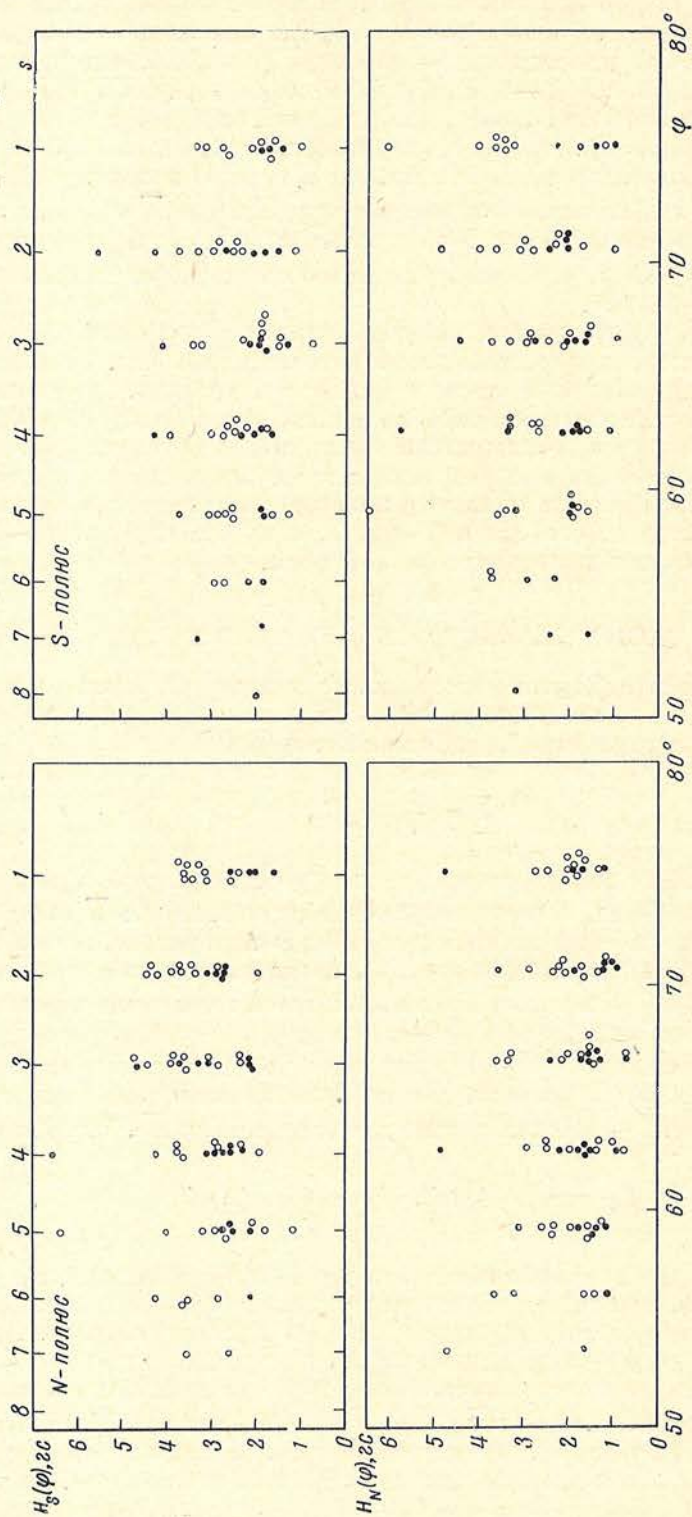
$$\bar{H} = \frac{1}{l} \int H_{\parallel} dl, \quad (4.1)$$

где интегрирование ведется по длине сканируемого разреза. Для каждого разреза по схеме фиг. 4 вычислялись три рода средних:  $\bar{H}$  без деления участков разреза на участки «плюс» и «минус» полярности, в этом случае  $l$  — полная длина разреза (около 240", когда запись по  $\alpha$  заключена в пределах  $\pm 2$ );  $\bar{H}_S$  — когда среднее вычисляется только для отрезков, занятых  $S$ -отклонениями, здесь  $l_S$  — сумма длин  $S$ -элементов в разрезе; аналогично вычисляется  $\bar{H}_N$ . Пример такой обработки записи за 26.VI 1964 г. дан в табл. 4. Все дни, для которых сделаны такие вычисления, отмечены в табл. 2 — «Использовано для определения  $\bar{H}$ ». Здесь величины

$$F_S = \int_S H_{\parallel} (S) dl, \quad F_N = \int_N H_{\parallel} (N) dl \quad (4.2)$$

— суммы площадей, ограниченных записью  $S$ - и  $N$ -отклонений и нулевой линией, определены путем планиметрирования оригинальных записей поля. Эти величины характеризуют поток магнитного поля (см. ниже), а отношение  $F_S/F_N$  — отношение полных магнитных потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей для данного разреза. Каждый раз за данный день вычислялись также средние значения  $\bar{H}_S$ ,  $\bar{H}_N$ ,  $\bar{H}$  и  $F_S/F_N$  для всей полярной зоны в целом (см. § 5, табл. 6). Мы не воспроизводим здесь таблицы средних значений для данной широты для каждого дня наблюдения, сходной с табл. 2. Результаты этих отдельных определений  $\bar{H}_S(\varphi)$  и  $\bar{H}_N(\varphi)$  для каждой широты на  $N$ - и  $S$ -полюсах для I и II полугодий приведены на фиг. 14. Связь между номером разреза и широтой следует из простых





Фиг. 14. Средние напряженности (4.1) обеих полушарий на  $N$ - и  $S$ -полуях для отдельных широт за первую (точки) и вторую (кружки) половины года (каждая точка, кружок — среднее для отдельного дня)



Измерение среднего поля 26.VI 1964 г.

| Разрез   | Площадь $F$ |       | Длина $l$   |       | Поле $\bar{H}$ |             | $L$ | $\bar{H}$ | $F_S/F_N$ | $l_S/l_N$ |
|----------|-------------|-------|-------------|-------|----------------|-------------|-----|-----------|-----------|-----------|
|          | $F_S$       | $F_N$ | $l_S$       | $l_N$ | $\bar{H}_S$    | $\bar{H}_N$ |     |           |           |           |
| $S_1^*$  | 77          | 103   | 41          | 43    | 1,77           | 2,26        | 84  | -0,29     | 0,75      | 0,95      |
| $S_2$    | 136         | 130   | 62          | 58    | 2,06           | 2,20        | 131 | 0,043     | 1,04      | 1,07      |
| $S_3$    | 119         | 295   | 56          | 100   | 1,99           | 2,77        | 167 | -0,98     | 0,40      | 0,56      |
| $S_4$    | 188         | 202   | 88          | 105   | 2,01           | 1,80        | 200 | -0,066    | 0,93      | 0,84      |
| $S_5$    | 171         | 227   | 84          | 108   | 1,91           | 1,97        | 218 | -0,24     | 0,75      | 0,78      |
| $\Sigma$ | 691         | 957   |             | Ср.:  | 1,44           | 2,18        | —   | -0,31     | 0,77      | 0,84      |
| $N_1$    | 178         | 42    | 79          | 24    | 2,11           | 1,64        | 106 | 1,20      | 4,24      | 3,29      |
| $N_2$    | 249         | 45    | 89          | 46    | 2,63           | 0,92        | 144 | 1,33      | 5,54      | 1,93      |
| $N_3$    | 499         | 66    | 127         | 39    | 3,69           | 1,54        | 176 | 2,30      | 7,57      | 3,26      |
| $N_4$    | 367         | 83    | 137         | 48    | 2,52           | 1,62        | 201 | 1,32      | 4,42      | 2,86      |
| $N_5$    | 447         | 109   | 156         | 59    | 2,68           | 1,74        | 230 | 1,38      | 4,10      | 2,65      |
| $\Sigma$ | 1740        | 345   | Среднее . . |       | 2,72           | 1,50        | —   | 1,51      | 5,17      | 2,80      |

\* Калибровка 1 мм = 0,94 гс.

геометрических соображений (фиг. 15): именно длина разреза

$$l = 2 \sqrt{s(2R - s)}, \quad (4.3)$$

и если  $\varphi$  — широта, на которой сделан разрез длиной  $l$  на расстоянии (хорды)  $s$  от полюса, то

$$\sin \varphi = \frac{R - s}{R}.$$

Ниже приведены широты  $\varphi$  и длины (в секундах дуги) разрезов, обозначенных цифрами 1, 2, ... (фиг. 4) (сделанных при изображении Солнца диаметром 72 см в гиде БСТ). На фиг. 14 наряду с номером разреза отложены  $\varphi$  по этим данным.

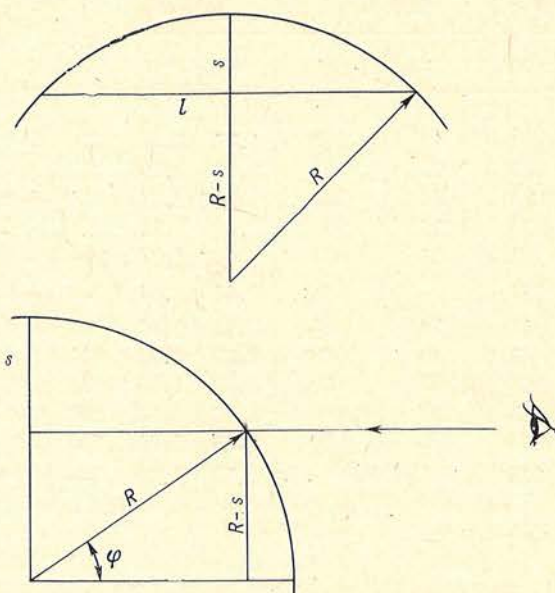
| $s$ , см        | 1   | 2    | 3    | 4    | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    | 10   |
|-----------------|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $\varphi^\circ$ | 75  | 70,5 | 66,5 | 62,5 | 59,0 | 56,0 | 53,5 | 51   | 48,5 | 46,0 |
| $l''$           | 420 | 590  | 720  | 825  | 915  | 995  | 1060 | 1130 | 1190 | 1245 |

Основная цель воспроизведения фиг. 14 — показать, что, несмотря на дисперсию, нет серьезных различий между распределением поля с широтой ото дня ко дню: все точки группируются около некоторых определенных значений. Иными словами, мы во всех случаях можем вычислить средний (за первую и вторую половины года) ход поля  $S$ - и  $N$ -полярностей  $\bar{H}_S(\varphi)$ ,  $\bar{H}_N(\varphi)$  с широтой, который представлен в табл. 5 и на фиг. 16. Если не обращать внимания на небольшое повышение средней напряженности как  $S$ -, так и  $N$ -полярностей на обоих полюсах от первой половины года (точки) ко второй (кружки), то можно вообще заявить, что средняя напряженность  $S$ - и  $N$ -полей на полюсах сохраняется на стационарном уровне и, главное, не показывает никакой зависимости от широты.

В табл. 5 и на фиг. 17 приведен средний ход среднего (безотносительно к знаку) поля  $\bar{H}$  с широтой, полученный осреднением распределений  $H(\varphi)$  для разных дней (обозначения те же), за первую и вторую половины



в отдельности. Здесь также получается практически одинаковое распределение для обеих половин года, но значения  $\bar{H}(\varphi)$  существенно меньше, чем средние напряженности для  $N$ - и  $S$ -полярностей порознь. Эти величины



Фиг. 15. К геометрии перевода длин разрезов в секунды дуги

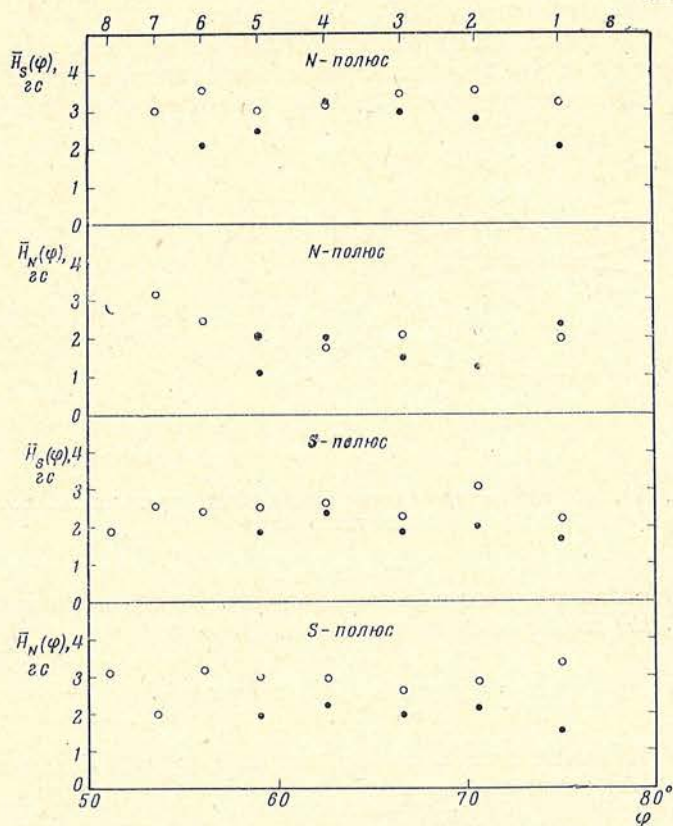
(см. также табл. 6, § 5) показывают небольшое повышение напряженности полей обоого знака на  $S$ -полюсе, особенно выраженное (на 30 %) для  $N$ -полярности, т. е. ту же картину, что и средние взвешенные амплитуды

Средний ход поля с широтой

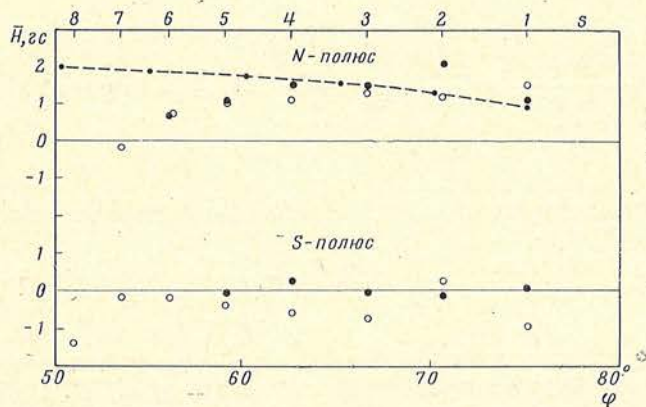
Таблица 5

| Номер разре-<br>за   | $\bar{H}_S(\varphi)$ , гс | $\bar{H}_N(\varphi)$ , гс | $\bar{H}(\varphi)$ , гс | Номер разре-<br>за   | $\bar{H}_S(\varphi)$ , гс | $\bar{H}_N(\varphi)$ , гс | $\bar{H}(\varphi)$ , гс |
|----------------------|---------------------------|---------------------------|-------------------------|----------------------|---------------------------|---------------------------|-------------------------|
| Первая половина года |                           |                           |                         | Вторая половина года |                           |                           |                         |
| $N_1$                | 2,05                      | 2,37                      | 1,46                    | $N_1$                | 3,23                      | 2,00                      | 1,53                    |
| $N_2$                | 2,79                      | 1,25                      | 2,40                    | $N_2$                | 3,57                      | 2,17                      | 1,25                    |
| $N_3$                | 2,99                      | 1,53                      | 1,53                    | $N_3$                | 3,45                      | 2,14                      | 1,30                    |
| $N_4$                | 3,21                      | 2,05                      | 1,50                    | $N_4$                | 3,16                      | 1,79                      | 1,41                    |
| $N_5$                | 2,46                      | 1,42                      | 1,42                    | $N_5$                | 3,04                      | 2,09                      | 0,980                   |
| $N_6$                | 2,1                       | 1,12                      | 0,70                    | $N_6$                | 3,57                      | 2,48                      | 0,695                   |
| Среднее              | 2,60                      | 1,62                      | 1,35                    | $N_7$                | 3,02                      | 3,20                      | -0,210                  |
| $S_1$                | 1,71                      | 1,56                      | 0,400                   | Среднее              | 3,29                      | 2,27                      | +0,953                  |
| $S_2$                | 2,05                      | 2,18                      | -0,042                  | $S_1$                | 2,23                      | 3,40                      | -0,905                  |
| $S_3$                | 1,87                      | 1,99                      | -0,061                  | $S_2$                | 3,11                      | 2,90                      | -0,277                  |
| $S_4$                | 2,44                      | 2,21                      | 0,246                   | $S_3$                | 2,27                      | 2,65                      | -0,695                  |
| $S_5$                | 1,87                      | 1,96                      | -0,098                  | $S_4$                | 2,65                      | 2,96                      | -0,565                  |
| Среднее              | 1,99                      | 1,98                      | +0,029                  | $S_5$                | 2,52                      | 3,00                      | -0,376                  |
|                      |                           |                           |                         | $S_6$                | 2,40                      | 3,16                      | -0,215                  |
|                      |                           |                           |                         | $S_7$                | 2,55                      | 1,99                      | -0,135                  |
|                      |                           |                           |                         | $S_8$                | 1,93                      | 3,13                      | -1,37                   |
|                      |                           |                           |                         | Среднее              | 2,46                      | 2,90                      | -0,567                  |





Фиг. 16. Средний ход средних напряженностей  $S$ - и  $N$ -элементов с широтой для обоих полюсов (первая половина года — точки, вторая — кружки)



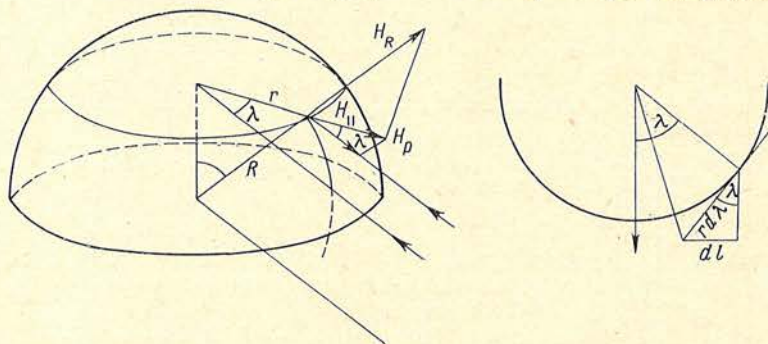
Фиг. 17. Ход среднего результирующего поля с широтой (среднее для первой половины — точки, для второй — кружки).

Штриховая линия — ожидаемый ход дипольного поля



(§ 3, табл. 3). На  $S$ -полюсе происходит даже смена знака — появление слабого поля противоположной полярности. Что касается  $N$ -полюса, то здесь, в отличие от результата § 3, средняя по  $\varphi$  напряженность  $S$ -полей, так же как и  $N$ -полей, немного (на 20%) возрастает.

Существенно новым является отсутствие зависимости напряженности поля от широты как для средних полей обоих знаков, так и для результирующего поля. Рассмотрим распределение поля, которое мы должны были



Фиг. 18. К геометрии связи измеренных средних и потока магнитного поля

бы регистрировать в случае дипольного поля. Из геометрических соображений (фиг. 18) имеем на данном круге широты  $\varphi$

$$H_{\parallel} = H_p \cos \lambda = H_R \cos \varphi \cos \lambda, \quad (4.4)$$

где  $H_R$  — радиальная составляющая дипольного поля. Для вычисления интегралов (4.1) заметим, что элемент проекции дуги круга широты на картинную плоскость  $dl$ , фигурирующий в (4.1), выражается через  $\lambda$  и радиус круга широты  $r$  таким образом:

$$dl = r d\lambda \cos \lambda, \quad (4.5)$$

так что (4.1) будет

$$\bar{H} = \frac{\int H_{\parallel} \cos \lambda d\lambda}{\int \cos \lambda d\lambda} = \frac{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} H_R \cos \varphi \cos^2 \lambda d\lambda}{\int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \lambda d\lambda} = \frac{\pi a}{2R^3} \sin \varphi \cos \varphi, \quad (4.6)$$

если подставить сюда выражение для радиальной компоненты диполя [13]

$$H_R = \frac{2a}{R^3} \sin \varphi. \quad (4.7)$$

На фиг. 17 штриховой линией показан ход  $\bar{H}$  для дипольного поля, т. е. ход функции  $\sin 2\varphi$ , нормированный на 1,0 при  $\varphi = 75^\circ$ . Наблюдения не только не показывают такого хода, но скорее указывают на противоположный ход поля с широтой. Таким образом, уподобление даже среднего магнитного поля Солнца полю диполя оказывается несостоятельным (сравни теорию 11-летнего цикла [14], исходящую из допущения наличия первоначально, в годы минимума, дипольного поля).

Не показывают также наши измерения никакого хода средних полярных полей с геоцентрической широтой Земли, о котором заявлено в [3].



§ 5. ИЗМЕНЕНИЕ СРЕДНИХ ПОЛЕЙ (ПО ПОЛЯРНОЙ ЗОНЕ)  
 СО ВРЕМЕНЕМ И ПРОБЛЕМА НЕРАВЕНСТВА МАГНИТНЫХ ПОТОКОВ  
 РАЗНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Вместо средних значений поля для фиксированной широты, определенных в § 4, рассмотрим средние за данный день по всем широтам значения  $\bar{H}_S$ ,  $\bar{H}_N$  и  $\bar{H}$ , приведенные в низу табл. 4. Все эти средние значения, а также отношения  $F_S/F_N$  приведены в табл. 6. Ход этих значений со временем, представленный на фиг. 19, показывает в общем соответствие с ходом средних взвешенных максимальных амплитуд на фиг. 12, что вполне естественно; ход значений  $\bar{H}$  — среднего поля в полярной зоне безотносительно к полярности — аналогичен ходу величин  $\delta\bar{H}$  на фиг. 12. Таким образом, эти вычисления средних служат в известной мере подтверждением и контролем вычислений, сделанных в § 3.

Ход средних, так же как в § 3, незначителен, что позволяет произвести осреднение всех значений по первой и второй половинам года; эти средние содержатся в последних двух колонках той же табл. 6. Их рассмотрение позволяет сделать следующие выводы. Как и в § 3 и 4, на  $S$ -полюсе напряженности обеих полярностей практически одинаковы и не меняются со временем, если не считать их небольшого возрастания во второй половине года. Сходным образом ведет себя  $N$ -полярность на  $N$ -полюсе: она имеет примерно ту же напряженность и показывает небольшое возрастание. Так же как в табл. 3 (§ 3), выделяются повышенные значения напряженности  $S$ -полярности на  $N$ -полюсе, хотя, в отличие от § 3, данные табл. 6 показывают не убывание, а некоторый рост напряженности среднего поля  $\bar{H}_S$  со временем. (Причина этого небольшого расхождения связана с различным характером осреднения в § 3, с одной стороны, и в § 4 и 5 — с другой: для первого осреднения площадь элементов данной полярности не играет никакой роли, имеет значение только число элементов; для второго осреднения существен размер области  $l_S$ , по которой делается осреднение. Хотя величина  $l_S = n_S \lambda_S$ , где  $n_S$  — число элементов, а  $\lambda_S$  — их средняя длина, при неизменном числе элементов для обоих типов осреднения величина  $\lambda_S$  может меняться, см. ниже.) Однако эти выводы скорее второстепенные по сравнению с тем, который бросается в глаза при рассмотрении значений  $F_S/F_N$ : мы видим, что если для  $S$ -полюса это отношение равно 1, то для северного оно резко превышает 1, составляя 5,1 в первой группе и 3,3 — во второй. Рассмотрим этот вопрос более внимательно.

Поток магнитного поля через поверхность Солнца на основании геометрических соображений § 4 (фиг. 18)

$$F_0 = \iint H_R d\sigma = \iint H_R R \cos \varphi d\lambda d\varphi = \int \bar{H}_R^\lambda R \cos \varphi d\varphi, \quad (5.1)$$

где  $d\sigma$  — элемент площади, а  $H_R$  — нормальная (радиальная) составляющая поля. Сравним это с измеряемой величиной  $\bar{H}$  (4.6), которую можно записать в виде

$$\bar{H} = \frac{1}{2R} \int H_R R \cos \varphi \cos^2 \lambda d\lambda = \frac{1}{2R} \bar{H}_R^\lambda R \cos \varphi. \quad (5.2)$$

Строго говоря, средние по  $\lambda$  значения  $H_R$  в (5.1) и (5.2) отличаются, хотя в большинстве случаев, когда запись ограничивается участком  $\pm 2$  см (или  $\pm 12^\circ$  по  $\lambda$ ), это различие пренебрежимо. Поэтому, пренебрегая этим отличием средних, имеем

$$F_0 = 2R \int \bar{H} d\varphi = R \int F_\varphi d\varphi, \quad (5.3)$$

где  $F_\varphi$  — вычисляемая нами величина  $F_S$  (или  $F_N$ ) — определяется (4.2) для данной широты  $\varphi$ . В табл. 6 приведены средние по  $\varphi$  (в интервале



## Изменение средних полей и потоков обеих полярностей

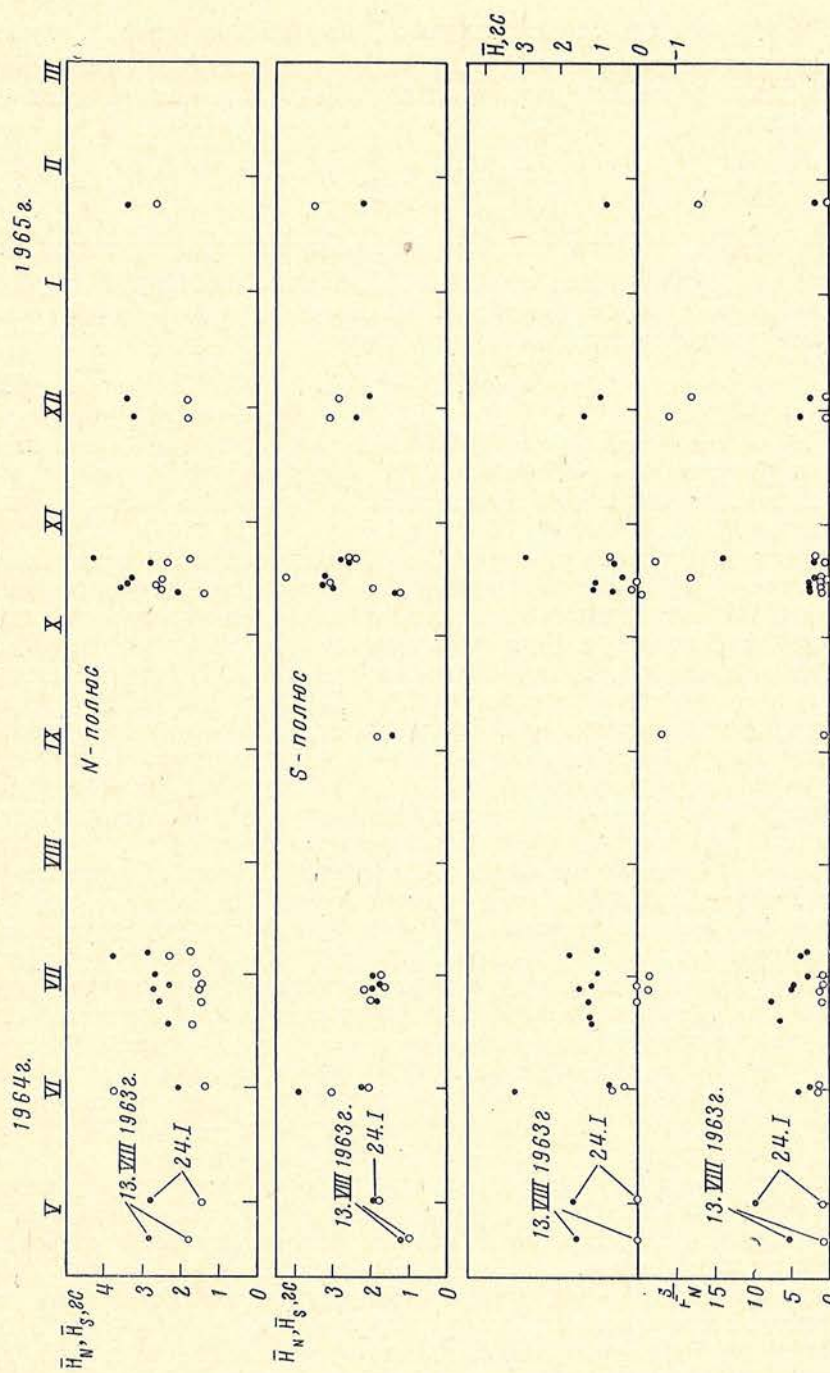
| 13. VIII<br>1963 г.        | 24. I 1964 г.   | 29. V 1964 г. | 30. V 1964 г. | 17. VI 1964 г. | 23. VI 1964 г. | 26. VI 1964 г. | 27. VI 1964 г. | 30. VI 1964 г. | 5. VII 1964 г. | 6. VII<br>1964 г. | Среднее |       |      |          |      |   |      |   |      |       |
|----------------------------|-----------------|---------------|---------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|-------------------|---------|-------|------|----------|------|---|------|---|------|-------|
| N   S                      | N   S           | N   S         | N   S         | N   S          | N   S          | N   S          | N   S          | N   S          | N   S          | N   S             | N   S   |       |      |          |      |   |      |   |      |       |
| $H_{S/2}$ 2,88             | 1,25   2,74     | 1,96          | 6,53   3,87   | 2,11   2,30    | 2,31           | —              | 2,56           | 1,88           | 2,71           | 1,95              | 2,27    | 1,69  | 2,66 | 1,95     | 3,80 | — | 2,83 | — | 3,04 | 2,11  |
| $H_N$ 1,85                 | 1,05   1,50     | 1,88          | 4,81   3,12   | 1,34   2,19    | 1,66           | —              | 1,44           | 1,95           | 1,50           | 2,18              | 1,44    | 1,64  | 1,57 | 1,80     | 2,33 | — | 1,74 | — | 1,93 | 1,97  |
| $\bar{H}$ 1,63             | —   0,02   1,73 | 0,00          | 3,32   0,69   | 0,75   0,37    | 1,25           | —              | 1,28           | 0,03           | 1,51           | —   0,31          | 1,22    | 0,02  | 1,06 | —   0,29 | 1,81 | — | 1,06 | — | 1,50 | 0,061 |
| $\bar{F}_S/\bar{F}_N$ 5,04 | 0,97   10,0     | 1,01          | 3,92   1,57   | 2,65   1,43    | 6,48           | —              | 7,76           | 0,99           | 5,05           | 1,38              | 4,80    | 1,01  | 3,03 | 0,68     | 3,73 | — | 2,92 | — | 5,07 | 1,02  |
| $\lambda_S/\lambda_N$ —    | —               | —             | (1)   (1)     | (1)   (1)      | (6)            | —              | (4)            | (5)            | (5)            | (5)               | (4)     | (4)   | (7)  | (7)      | (7)  | — | (5)  | — | —    | —     |
| $n_S/n_N$ —                | —               | —             | 2,23   1,47   | 1,5   1,44     | 3,17           | —              | 3,41           | 1,06           | 2,39           | 0,865             | 3,0     | 1,1   | 1,91 | 0,620    | 2,57 | — | 1,03 | — | 2,36 | 1,10  |
|                            | —               | —             | 1,26   1,04   | 1,13   0,952   | 2,0            | —              | 1,41           | 1,02           | 1,17           | 0,974             | 1,16    | 0,970 | 1,11 | 0,790    | 1,67 | — | 1,1  | — | 1,33 | 0,957 |

Первая половина

## Вторая половина

|                       |   |      |      |       |      |       |      |       |      |       |      |       |      |      |      |       |      |       |      |       |   |   |      |       |
|-----------------------|---|------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|-------|------|------|------|-------|------|-------|------|-------|---|---|------|-------|
| $H_S$                 | — | 4.43 | 2.09 | 1.41  | 3.60 | 2.96  | 3.43 | 3.27  | 3.30 | 3.21  | 2.80 | 2.59  | 4.27 | 2.78 | 3.30 | 2.38  | 3.43 | 1.97  | 3.46 | 2.22  | — | — | 3.30 | 2.42  |
| $H_N$                 | — | 1.86 | 1.40 | 1.26  | 2.54 | 2.00  | 2.72 | 3.00  | 2.50 | 4.27  | 2.40 | 2.59  | 1.74 | 3.46 | 1.76 | 3.12  | 1.86 | 2.87  | 2.66 | 3.52  | — | — | 2.18 | 2.79  |
| $\bar{H}$             | — | —    | 0.59 | 0.64  | —    | 0.01  | 1.15 | 0.25  | 1.12 | 0.10  | 0.41 | —     | 1.40 | 0.78 | 1.43 | —     | 0.82 | 1.03  | —    | 1.54  | — | — | 1.02 | —     |
| $\bar{F}/\bar{F}_N$   | — | 0.40 | 2.36 | 0.91  | 2.42 | 4.28  | 1.47 | 1.01  | 1.43 | 0.43  | 1.80 | 0.72  | 14.1 | 1.87 | 3.98 | 0.53  | 2.39 | 0.28  | 1.82 | 0.27  | — | — | 3.21 | 0.740 |
| $\lambda_S/\lambda_N$ | — | —    | (4)  | (5)   | (5)  | (5)   | (7)  | (7)   | (9)  | (9)   | (9)  | (9)   | (5)  | (5)  | (8)  | (8)   | (6)  | (6)   | (5)  | (5)   | — | — | —    | —     |
| $n_S/n_N$             | — | —    | 1.32 | 0.935 | 1.66 | 0.977 | 1.32 | 0.945 | 1.15 | 0.649 | 1.47 | 0.725 | 2.74 | 1.59 | 1.74 | 0.854 | 1.19 | 0.604 | 1.35 | 0.642 | — | — | 1.55 | 0.877 |
|                       | — | —    | 1.18 | 1.08  | 1.06 | 0.930 | 1.25 | 1.06  | 1.32 | 0.915 | 1.35 | 0.799 | 2.64 | 2.08 | 1.35 | 0.955 | 1.34 | 0.775 | 1.31 | 1.11  | — | — | 1.42 | 1.08  |





Фиг. 19. Ход со временем различных средних значений для всей полярной шапки, приведенных в табл. 6 (точки для полей S-полярности, кружки — для полей N-полярности)



записи) значения  $\overline{F}_S$  и  $\overline{F}_N$ , т. е.

$$\overline{F} = \frac{1}{n} \sum F_i = \frac{\int F_\varphi d\varphi}{\Delta\varphi},$$

где  $\Delta\varphi$  — интервал широт, соответствующий крайним разрезам, т. е. величина  $\overline{F}$  пропорциональна потоку поля  $F_0$ , и отношение  $\overline{F}_S/\overline{F}_N$  есть почти точно отношение в среднем магнитных потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей.

Из отношения

$$\overline{F}_S/\overline{F}_N = \frac{l_S \overline{H}_S}{l_N \overline{H}_N} \quad (5.4)$$

и табл. 6 следует, что для обеспечения наблюдаемого отношения  $3 \div 5$  отношение  $l_S/l_N$  должно быть не менее 2,5, так как отношения  $\overline{H}_S/\overline{H}_N$  в среднем  $\sim 1,55$  для обоих полугодий. Величины  $l_S$  и  $l_N$  — суммы длин всех «плюс» и «минус» отклонений на записи

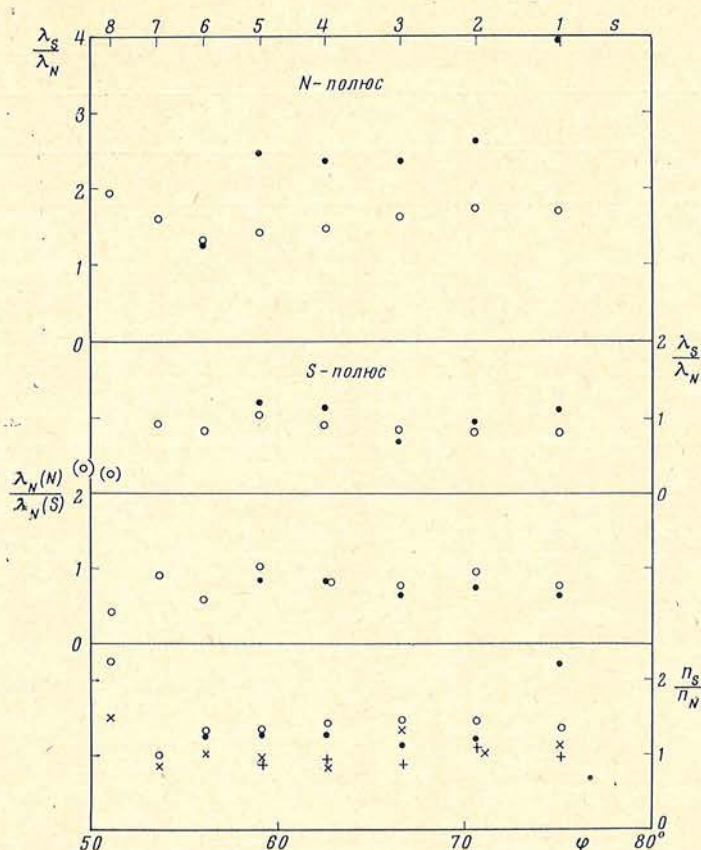
$$l_S = n_S \lambda_S, \quad l_N = n_N \lambda_N, \quad (5.5)$$

где  $n_S$  и  $n_N$  — число элементов данной полярности,  $\lambda_S$ ,  $\lambda_N$  — их длины. Рассмотрим фактические значения этих величин; выясним в первую очередь, является ли причиной различия потоков размер элемента  $\lambda$  или число элементов  $n$ .

Обратимся к статистике размеров  $S$ - и  $N$ -элементов поля, понимая под размером отрезок нулевой линии между последовательными обращениями сигнала в нуль. При подсчете средних  $H_\varphi(S)$  и  $H_\varphi(N)$  приходится вычислять суммарные длины  $l_S$  и  $l_N$ , и табл. 4 показывает, что отношение  $l_S/l_N$  для  $S$ -полоса близко к 1, а для  $N$ -полоса составляет 2,8. Однако если при подсчете  $l_S$  и  $l_N$  записывать длины всех  $S$ - и  $N$ -элементов соответственно, то можно 1) найти среднюю длину  $\lambda = l/n$ , где  $n$  — число элементов, и 2) построить гистограммы величин  $\lambda$  для  $S$ - и  $N$ -полярностей. Мы не будем приводить таблиц средних значений  $\lambda_S$  и  $\lambda_N$  по отдельным дням, а приведем средние данные за I и II полугодия для каждой широты  $\varphi$ , так как данные ото дня к дню не показывают серьезных изменений. Фиг. 20 показывает, что на  $S$ -полосе  $\lambda_S/\lambda_N = 1$  (второй сверху). Далее  $N$ -элементы на  $N$ -полосе имеют практически ту же длину, что и  $N$  (и  $S$ )-элементы на  $S$ -полосе, как следует из графика  $\lambda_N(N)/\lambda_N(S)$  (третий сверху). Верхний же график показывает, что для  $N$ -полоса длина  $S$ -элементов существенно, в  $\sim 2,4$  (1,5 во II полугодии) раза, превосходит длину  $N$ -элементов. Видно также, что это неравенство стало выравниваться во II полугодии. Реально также увеличение размера  $S$ -элементов с ростом  $\varphi$  к  $N$ -полосу. (Следует отметить, что каждая точка на фиг. 20 является средним из более чем 100 измерений.) Что касается среднего отношения числа элементов  $n_S/n_N$  (показано в самом низу фиг. 20), то оно практически  $\sim 1$  для  $S$ -полоса и несколько выше единицы (на  $\sim 30$ —40%) для  $N$ -полоса.

Эта статистика, основанная на простом осреднении длин элементов в данном разрезе, может быть подтверждена более рафинированным методом, опирающимся на построение кривых распределения (гистограмм) числа элементов по длинам. В этом случае приходится, так же как и для максимальных амплитуд в § 3, ограничиться получением гистограммы для всей полярной зоны в целом. Сравнение распределений частот по  $\lambda$  для отдельных дней показывает значительные флуктуации, в особенности для случая  $S$ -полярности на  $N$ -полосе. Ввиду этих флуктуаций и большого диапазона значений  $\lambda$  (0—80") гистограммы для отдельных дней не всегда обеспечены достаточным числом случаев, поэтому, пренебрегая возможным изменением распределений со временем за половину года, мы составили суммарные гистограммы для первой и второй половин года;





Фиг. 20. Зависимость средних  $\lambda_S/\lambda_N$ ,  $\lambda_N(N)/\lambda_N(S)$  и  $n_S/n_N$  от широты (точки — первая, кружки — вторая половина года)

они приведены в табл. 7 отдельно для  $N$ - и  $S$ -полюсов и отдельно для  $S$ - и  $N$ -полярностей. Графически эти распределения воспроизводятся на фиг. 21.

Поразительно отличное совпадение распределений характерных длин для I и II полугодий на  $S$ -полюсе, указывающее на стационарность условий, приводящих к образованию элементов  $N$ - и  $S$ -полярностей на  $S$ -полюсе. В контрасте с  $S$ -полюсом на  $N$ -полюсе распределение длин элементов не только нестационарно, но в первую половину года показывало сильную асимметрию функций распределения по отношению к смене знака поля: распределение  $S$ -полярности (верхние точки) очень сильно вытянуто в сторону больших характерных длин, до длин  $\sim 60''$ , тогда как кривая распределения  $N$ -полярности оканчивается практически у длин  $\sim 30''$ . Второй очень интересной особенностью распределения  $S$ -полярностей в первой группе (точки) является наличие в т о р и ч н ы х м а к с и м у м о в: первый у  $10''$ , второй у  $\sim 21''$  и третий у  $38''$ , причем каждая из этих характерных длин — почти точное удвоение предыдущей, так, как если бы было возбуждено некоторое более или менее стационарное колебание с характерной длиной  $\lambda \approx 10''$  и двумя ее обертонами.

В [10], проводя статистику без учета знака поля, мы нашли у экваториальных элементов за первую половину года наличие сходных обертонов с  $\lambda = 12''$  и  $24''$ . Возможно, что колебательное состояние распространилось на всю полусферу. Во вторую половину года эти три характерные максимума еще заметны, но характерные их длины сократились и составляют  $6''$ ,  $18''$ ,  $30''$ . Ничего подобного не показывает распределение



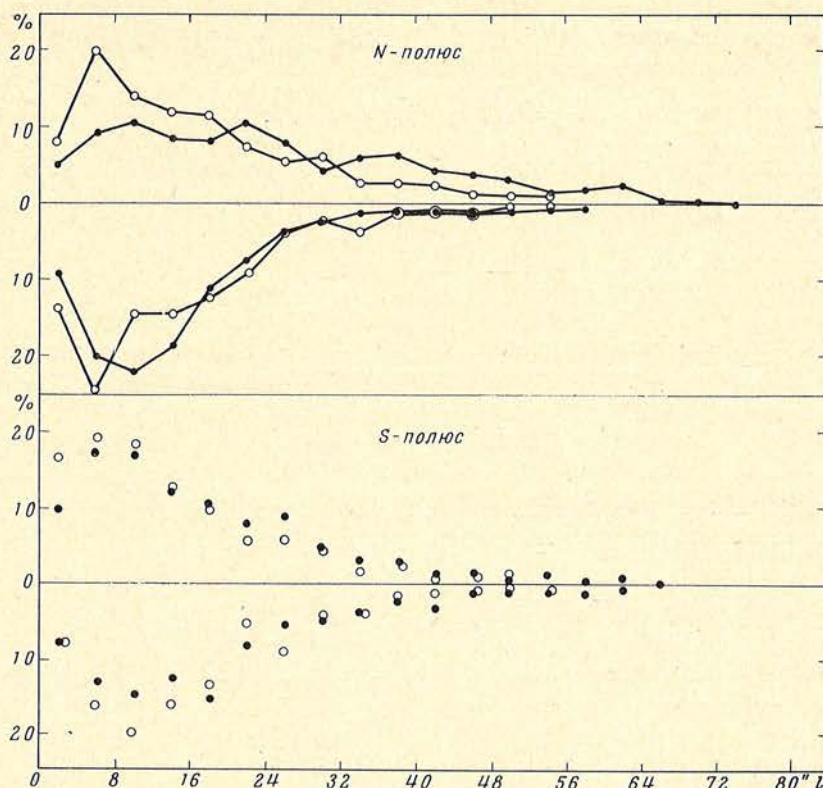
## Суммарная гистограмма длин элементов S- и N-полярности

| I полугодие |            |        |            |       | II полугодие |       |            |       |
|-------------|------------|--------|------------|-------|--------------|-------|------------|-------|
| l"          | $\Sigma S$ | %      | $\Sigma N$ | %     | $\Sigma S$   | %     | $\Sigma N$ | %     |
| N-п о л ю с |            |        |            |       |              |       |            |       |
| 0—4         | 21         | 0,052  | 33         | 0,093 | 33           | 0,081 | 47         | 0,135 |
| 4—8         | 37         | 0,092  | 71         | 0,200 | 82           | 0,202 | 86         | 0,247 |
| 8—12        | 42         | 0,105  | 77         | 0,217 | 57           | 0,140 | 50         | 0,144 |
| 12—16       | 35         | 0,087  | 66         | 0,186 | 49           | 0,121 | 50         | 0,144 |
| 20—24       | 43         | 0,107  | 26         | 0,073 | 30           | 0,074 | 29         | 0,083 |
| 24—28       | 33         | 0,082  | 11         | 0,031 | 24           | 0,059 | 12         | 0,034 |
| 28—32       | 18         | 0,045  | 9          | 0,025 | 25           | 0,062 | 8          | 0,013 |
| 32—36       | 24         | 0,060  | 4          | 0,011 | 11           | 0,027 | 12         | 0,034 |
| 36—40       | 26         | 0,065  | 3          | 0,008 | 11           | 0,027 | 3          | 0,009 |
| 40—44       | 18         | 0,045  | 5          | 0,014 | 10           | 0,025 | 3          | 0,009 |
| 44—48       | 16         | 0,040  | 3          | 0,008 | 6            | 0,015 | 3          | 0,009 |
| 48—52       | 13         | 0,032  | 3          | 0,008 | 5            | 0,012 | 1          | 0,003 |
| 52—56       | 6          | 0,015  | 2          | 0,005 | 4            | 0,010 | 0          | 0     |
| 56—60       | 9          | 0,022  | 2          | 0,006 | 3            | 0,007 | 0          | 0     |
| 60—64       | 10         | 0,025  | 1          | 0,003 | 4            | 0,010 | 0          | 0     |
| 64—68       | 2          | 0,0045 | 0          | 0     | 4            | 0,010 | 1          | 0,003 |
| 68—72       | 1          | 0,002  | 0          | 0     | 2            | 0,005 | 1          | 0,003 |
| 72—76       | 6          | 0,015  | 0          | 0     | 1            | 0,002 | 0          | 0     |
| 76—80       | 7          | 0,017  | 0          | 0     | 1            | 0,002 | 0          | 0     |
|             | 401        |        | 355        |       | 405          |       | 348        |       |

## S-п о л ю с

|       |     |       |     |       |     |       |     |       |
|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|-----|-------|
| 0—4   | 42  | 0,099 | 35  | 0,077 | 65  | 0,166 | 31  | 0,075 |
| 4—8   | 73  | 0,173 | 61  | 0,133 | 76  | 0,194 | 66  | 0,160 |
| 8—12  | 72  | 0,170 | 68  | 0,148 | 73  | 0,186 | 82  | 0,199 |
| 12—16 | 52  | 0,123 | 57  | 0,125 | 49  | 0,125 | 65  | 0,158 |
| 16—20 | 47  | 0,111 | 70  | 0,153 | 38  | 0,097 | 53  | 0,129 |
| 20—24 | 34  | 0,080 | 37  | 0,081 | 22  | 0,056 | 21  | 0,051 |
| 24—28 | 37  | 0,088 | 26  | 0,057 | 24  | 0,061 | 36  | 0,088 |
| 28—32 | 20  | 0,047 | 25  | 0,055 | 17  | 0,044 | 16  | 0,039 |
| 32—36 | 12  | 0,028 | 17  | 0,037 | 6   | 0,015 | 15  | 0,037 |
| 36—40 | 12  | 0,028 | 10  | 0,022 | 10  | 0,025 | 7   | 0,017 |
| 40—44 | 6   | 0,014 | 16  | 0,035 | 2   | 0,005 | 5   | 0,012 |
| 44—48 | 6   | 0,014 | 7   | 0,015 | 3   | 0,008 | 4   | 0,010 |
| 48—52 | 1   | 0,002 | 6   | 0,013 | 6   | 0,015 | 1   | 0,002 |
| 52—56 | 5   | 0,012 | 6   | 0,013 | 0   | 0     | 2   | 0,005 |
| 56—60 | 1   | 0,002 | 6   | 0,013 | 0   | 0     | 0   | 0     |
| 60—64 | 3   | 0,007 | 4   | 0,009 | 0   | 0     | 1   | 0,002 |
| 64—68 | 0   | 0     | 1   | 0,002 | 0   | 0     | 1   | 0,002 |
| 68—72 | 0   | 0     | 1   | 0,002 | 0   | 0     | 1   | 0,002 |
| 72—76 | 0   | 0     | 3   | 0,006 | 1   | 0,002 | 3   | 0,007 |
| 76—80 | 0   | 0     | 0   | 0     | 0   | 0     | 2   | 0,005 |
|       | 423 |       | 456 |       | 392 |       | 412 |       |





Фиг. 21. Распределения частот встречаемости длин элементов  $S$ -поляриности (верхние половины) и  $N$ -поляриности (нижние половины) на обоих полюсах.

Точки — первая группа, кружки — вторая

длин  $N$ -элементов — здесь ход был плавным в первую половину, хотя во вторую половину намечается некоторое сходство с распределением длин  $S$ -элементов, правда без вторичных максимумов. Каждая гистограмма базируется не менее чем на 350 случаях, поэтому, а также ввиду отличного соответствия гистограмм на  $S$ -полюсе мы склонны признать реальными вторичные максимумы и флуктуации в кривых распределения для  $N$ -полюса.

Рассмотрим теперь по аналогии с § 3 (табл. 3) значения средних взвешенных длин для обоих полугодий, приведенные в табл. 8 (там же приведены отношения чисел элементов) и вычисленные по формуле [см. (3.2)]:

$$\lambda = 2\nu(0,4) + 6\nu(4,8) + 10\nu(8,12) + \dots \quad (5.6)$$

Таблица 8

| Средняя<br>длина  | I полугодие |       | II полугодие |       |
|-------------------|-------------|-------|--------------|-------|
|                   | $N$         | $S$   | $N$          | $S$   |
| $\bar{\lambda}_S$ | 26",7       | 16",6 | 18",7        | 13",9 |
| $\bar{\lambda}$   | 14,2        | 18,7  | 13,6         | 16,7  |
| $n_S/n_N$         | 1,13        | 0,93  | 1,17         | 0,96  |



Различие характерных длин  $\lambda$  на  $S$ -полюсе едва ли реально для I и II полугодий, так что значения

$$\bar{\lambda}_S = 15'', 2; \quad \bar{\lambda}_N = 17'', 7, \quad (5.7)$$

вероятно, хорошо представляют характерные длины элементов  $S$ - и  $N$ -поля на  $S$ -полюсе, так что для него с большей степенью точностью выполняется условие

$$\frac{\lambda_S}{\lambda_N} \frac{n_S}{n_N} = 0,81. \quad (5.8)$$

Так как для  $S$ -полюса отношение  $\bar{H}_S/\bar{H}_N = 1$  (с точностью до нескольких процентов), то на  $S$ -полюсе отношение магнитных потоков (5.4)

$$\frac{F_S}{F_N} = 1 \quad (S\text{-полюс}) \quad (5.9)$$

в соответствии с непосредственными измерениями величин (табл. 6). Для северного полюса мы имеем согласно табл. 8

$$\frac{\lambda_S}{\lambda_N} \frac{n_S}{n_N} = \begin{cases} 2,12, & \text{I группа} \\ 1,61, & \text{II группа} \end{cases}. \quad (5.10)$$

Для отношения  $H_S/H_N$  согласно табл. 6 имеем соответственно 1,57 и 1,51, так что отношение потоков на  $N$ -полюсе

$$\frac{\bar{F}_S}{\bar{F}_N} = \begin{cases} 3,33 & \text{I группа} \\ 2,42, & \text{II группа} \end{cases}, \quad (5.11)$$

тогда как табл. 6 дает отношения 5,07 и 3,30 — значения в 1,4 — 1,5 раза больше. Дело в том, что при вычислении средних величин  $\lambda_N$  мы уже около  $60''$  встречаем нулевые значения  $v$  и их вычисление более или менее надежно. Но при вычислении  $\lambda_S$  мы даже у  $80''$  имеем значения  $v$ , отличные от нуля, и, строго говоря, вычисление по формуле (5.6) равносильно вычислению с помощью медленно сходящегося ряда (см. табл. 7). Величины  $\lambda_S$ , полученные по формуле среднего взвешенного, представляют собой нижний предел, фактически  $\lambda_S$  больше. Однако едва ли мы достигнем в 1,5 раза большего значения, прибавив остаточные члены.

Таким образом, различие потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей на  $N$ -полюсе связано как с большей напряженностью  $S$ -полей, так и, в большей степени, со значительными средними размерами областей  $S$ -поля. Большая протяженность может быть следствием большей напряженности, так как при большем поле силовые линии трубок — элементов сильнее расталкивают окружающий их газ — они могут разойтись на большую площадь, прежде чем будет достигнуто равновесие с окружением. Эффект подобного рода наблюдается в пятнах: площадь пятна тем больше, чем больше напряженность поля (как следует из кривых, полученных Каулингом [15]), причем рост площади продолжается еще после того, как напряженность достигла наибольшего значения.

Однако это не объясняет сам факт неравенства магнитных потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей. Избыточный поток  $S$ -полярности должен бы компенсироваться избытком потока  $N$ -полярности. Рассмотрим соотношение потоков  $N$ -полярности на обоих полюсах: отношение  $F_N(N)/F_N(S)$  приведено в табл. 9 для большей части дней, указанных в табл. 6 (для других дней определения сделаны только для одного полюса). Мы видим, что это отношение удивительно постоянно и равно 0,55, т. е. на  $S$ -полюсе поток  $N$ -полярности всегда в  $\sim 2$  раза больше, чем на  $N$ -полюсе, но он компенсируется полностью таким же по величине (согласно табл. 6) потоком  $S$ -по-



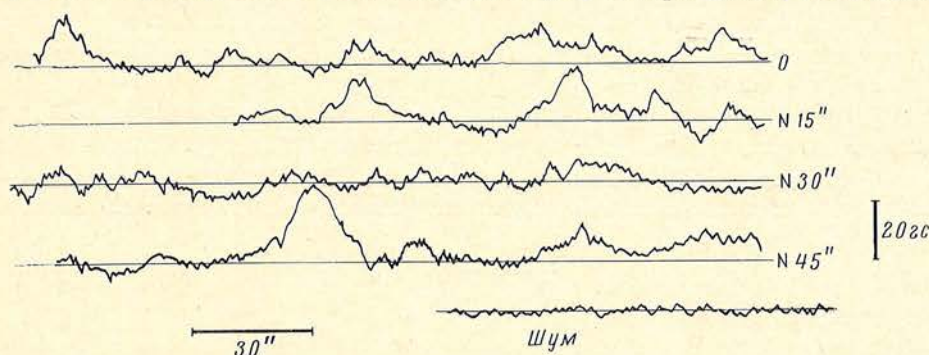
Таблица 9  
Отношение потоков для обоих полюсов

| Дата              | $\alpha = \frac{F_N(N)}{F_N(S)}$ | Дата         | $\alpha$ |
|-------------------|----------------------------------|--------------|----------|
| 13.VII 1963 г.    | 0,63                             | 12.X 1964 г. | 0,67     |
| 24.I 1964 г.      | —                                | 13.X         | 1,01     |
| 29.V              | 0,96                             | 14.X         | 0,68     |
| 30.V              | 0,54                             | 16.X         | 0,43     |
| 23.VI             | 0,32                             | 20.X         | 0,60     |
| 26.VI             | 0,36                             | 21.X         | 0,30     |
| 27.VI             | 0,46                             | 28.X         | 0,28     |
| 30.VI             | 0,57                             | 3.XII        | 0,39     |
|                   |                                  | 24.I 1965 г. | 0,47     |
| Среднее . . . . . | 0,55                             | Среднее . .  | 0,54     |

лярности на том же  $S$ -полюсе, т. е. баланс потоков не может реализоваться за счет другого полюса, как это происходит в случае обычных магнитов, или дипольного поля. Это еще одно свидетельство принципиального отличия общего поля Солнца от поля диполя или поля равномерно намагниченной сферы.

#### § 6. ОБЩЕЕ ПОЛЕ НА ЭКВАТОРЕ И ПРОБЛЕМА НЕРАВЕНСТВА ПОТОКОВ РАЗНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Выясним, не балансируется ли избыточный магнитный поток  $S$ -полярности на  $N$ -полюсе за счет экваториальных районов Солнца. На фиг. 22 приведен пример записи поля на экваторе у центра диска, там же дана

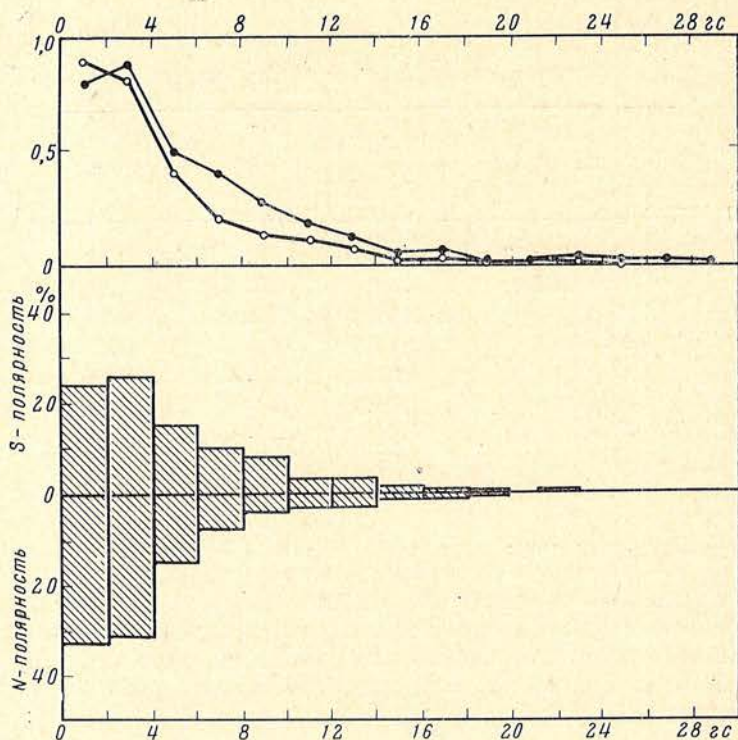


Фиг. 22. Пример записи общего магнитного поля в центре диска 16.X 1964 г.

запись шума. Записи полей у центра диска еще более уверенные, и, как правило, средняя амплитуда шума здесь составляет доли гаусс. Все семь записей (указанных в табл. 1) были обработаны таким же образом, как и записи полюсов. В первую очередь рассмотрим гистограмму максимальных амплитуд на фиг. 23. На гистограмме (в единицах  $H_{\text{макс}}$ ) хорошо заметно преобладание больших амплитуд в  $S$ -полярности по сравнению с  $N$ -полярностью. Вычисление средних весовых с помощью формулы (3.2) и значений  $v$  (в %), приведенных на фиг. 23 (внизу), дает

$$\left. \begin{aligned} \bar{H}_S &\geq 6,22 \text{ гс,} \\ \bar{H}_N &\geq 4,31 \text{ гс.} \end{aligned} \right\} \quad (6.1)$$





Фиг. 23. Гистограммы максимальных амплитуд (в единицах  $H_{\text{макс}}$  — наверху, и в процентах — внизу) для дат, указанных в табл. 10.

Точки — S-полярность, кружки — N-полярность

Знак  $>$  указывает на то, что ряд (3.2) сходится медленно и сумма вычислена в пренебрежении случаями большой напряженности поля. Мы видим, что отношение  $\bar{H}_S/\bar{H}_N$  у центра диска, равное 1,44, близко к тому, что найдено для N-полюса ( $\sim 1,5$ ).

В табл. 10 приведены аналогичные табл. 6 данные для областей в центре диска. Здесь  $\bar{H}$ ,  $\bar{H}_S$  и  $\bar{H}_N$  — средние, вычисленные из (4.1), а значения  $\bar{F}_S$  и  $\bar{F}_N$  определялись согласно (4.2); в последней колонке приведены средние значения; среднее весовое для центральной зоны, таким образом,

$$\frac{F_S}{F_N} = 1,76, \quad (6.2)$$

тогда как отношение

$$\frac{\lambda_S}{\lambda_N} = \frac{n_S}{n_N} = 1,57. \quad (6.3)$$

Таблица 10

Измерение средних полей и потоков

|                       | 13. X 1964 г. | 14. X 1964 г. | 15. X 1964 г. | 16. X 1964 г. | 17. X 1964 г. | 21. X 1933 г. | Среднее |
|-----------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------|
| $H(S)$                | 3,42          | 2,26          | 3,94          | 5,55          | 3,62          | 3,61          | 3,74    |
| $H(N)$                | 3,42          | 2,81          | 3,25          | 3,26          | 3,08          | 6,55          | 3,74    |
| $\bar{H}$             | -0,46         | 2,06          | 0,44          | 1,51          | 0,30          | -0,99         | 0,445   |
| $\bar{F}_S/\bar{F}_N$ | 0,71          | 3,14          | 1,33          | 2,15          | 1,24          | 0,58          | 1,76    |
| $\lambda_S/\lambda_N$ | 0,92          | 3,08          | 1,12          | 1,62          | 1,43          | 0,96          | 1,52    |
| $n_S/n_N$             | 0,91          | 1,21          | 1,05          | 1,02          | 0,95          | 1,07          | 1,03    |



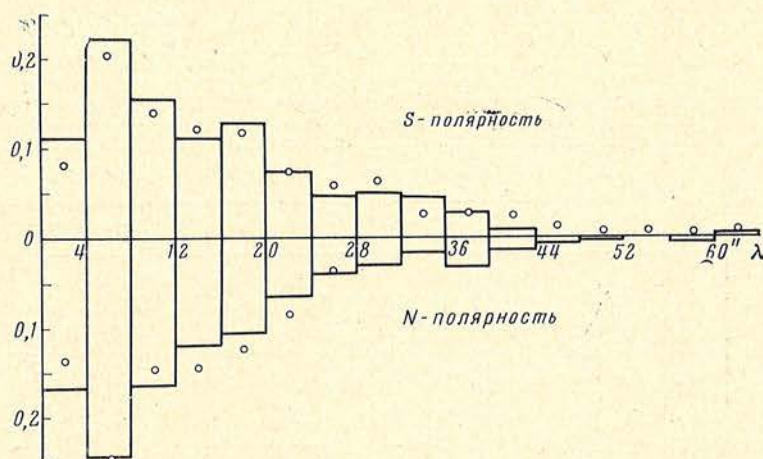
Учитывая, что  $\bar{n}_S/\bar{n}_N = 1$ ,  $\bar{H}_S/\bar{H}_N = 1$  согласно табл. 10, мы видим, что, так же как и для  $N$ -полюса, избыточный поток  $S$ -полярности связан в основном с большими размерами  $S$ -элементов. В то же время эти вычисления показывают, что на экваторе Солнца имеет место аналогичное, хотя и несколько меньшее, преобладание потока  $S$ -полярности (следует иметь в виду, что в течение рассматриваемого недельного периода в области видимого центра находились совершенно различные, отличные почти на  $90^\circ$  области экваториального пояса).

Таблица 11

Гистограмма  $\lambda$  на экваторе

| $l''$ | $\Sigma S$ | %     | $\Sigma N$ | %     | $l''$ | $\Sigma S$ | %     | $\Sigma N$ | %     |
|-------|------------|-------|------------|-------|-------|------------|-------|------------|-------|
| 0—4   | 34         | 0,108 | 51         | 0,167 | 44—48 | 1          | 0,003 | 1          | 0,003 |
| 4—8   | 70         | 0,223 | 74         | ,243  | 48—52 | 3          | 0,010 | 0          | 0     |
| 8—12  | 48         | 0,153 | 50         | ,164  | 52—56 | 1          | 0,003 | 1          | ,003  |
| 12—16 | 35         | 0,111 | 36         | ,118  | 56—60 | 1          | 0,003 | 1          | ,003  |
| 16—20 | 40         | 0,127 | 32         | ,105  | 60—64 | 0          | 0     | 0          | 0     |
| 20—24 | 23         | 0,073 | 20         | ,066  | 64—68 | 1          | 0,003 | 0          | 0     |
| 24—28 | 14         | 0,045 | 12         | ,039  | 68—72 | 2          | 0,006 | 0          | 0     |
| 28—32 | 15         | 0,048 | 9          | ,030  | 72—76 | 0          | 0     | 0          | 0     |
| 32—36 | 14         | 0,045 | 4          | ,013  | 76—80 | 0          | 0     | 0          | 0     |
| 36—40 | 9          | 0,019 | 10         | ,033  |       |            |       |            |       |
| 40—44 | 3          | 0,010 | 4          | ,013  |       | 314        |       | 305        |       |

Рассмотрим теперь гистограммы длин  $\lambda_S$  и  $\lambda_N$ , приведенные в табл. 11, по данным за вторую половину (те же даты, что в табл. 9 и 10). На фиг. 24 графически показано распределение  $\lambda_S$  (наверху) и  $\lambda_N$  (внизу) совместно с распределением  $\lambda_S$  и  $\lambda_N$  для  $N$ -полюса за II полугодие (кружки), взятые из § 5. Сходство обоих распределений  $\lambda_S$  бросается в глаза; более того, так же как и для  $N$ -полюса, частота размеров элементов имеет хорошо выраженные максимумы при  $\lambda_S = 6, 18$  и  $30''$ , т. е. точно в тех же



Фиг. 24. Гистограмма (средняя) длин элементов различной полярности на экваторе в сравнении с той же на фиг. 21 за вторую половину года (кружки)



местах, что и для  $N$ -полюса. Средние весовые длины  $S$ - и  $N$ -элементов

$$\lambda_S = 15'',85, \lambda_N = 13'',0, \frac{\lambda_S}{\lambda_N} = 1,22 \quad (6.4)$$

соответствуют значениям 18,7 и 13'',6 на  $N$ -полюсе (табл. 8). Здесь, так же как и в § 5, значение для отношения средних взвешенных по распределению  $\lambda_S/\lambda_N$  меньше, чем для непосредственно измеряемых средних длин, данных в табл. 10. В то же время близкое сходство распределений длин  $S$ - и  $N$ -элементов в центре и на полюсах и преобладание размеров  $S$ -элементов над размерами  $N$ -элементов являются бесспорным фактом, свидетельствующим в пользу того, что и на экваторе Солнца мы имеем такое же нарушение баланса магнитных потоков.

Конечно, этот вывод следовало бы проверить на большем материале и для более широкой зоны широт (0—45°), что будет сделано в дальнейшем. Однако для обсуждаемого периода факт преобладания потока  $S$ -полярности в экваториальной зоне, аналогичного случаю  $N$ -полюса, нельзя подвергать сомнению.

Маловероятно, чтобы баланс потоков происходил где-то в поясе промежуточных (от 15 до 45°) северных широт, хотя эта возможность сейчас рассматривается с помощью регистраций в с е г о диска Солнца с большим разрешением. Сейчас мы имеем основание заключить, что для всего северного полушария (а в силу компенсации потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей на  $S$ -полюсе) и для всего Солнца в целом имеет место нарушение баланса потоков  $S$ - и  $N$ -магнетизма.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обнаруженный выше факт нарушения баланса потоков можно проверить также непосредственным вычислением потока поля на картах. К сожалению, имеется только одна пригодная для этих целей запись, именно запись с небольшим шагом (12'',5) по  $\delta$ , сделанная 20.X 1964 г. (фиг. 6). Другая аналогичная запись 16.X 1964 г. включает значительный участок, занятый волокном на  $N$ -полюсе, и поэтому ее нельзя использовать. Остальные записи с шагом по  $\delta$  в 25'' практически нельзя использовать для построения карт ввиду полной или почти полной потери воспроизводимости между отдельными разрезами. В табл. 12 приведены результаты планиметрии карты на фиг. 6, где  $\sigma$  — площадь в мм<sup>2</sup> карты (1 мм<sup>2</sup>  $\approx$  2 кв. секунды на Солнце). Мы видим, что на  $N$ -полюсе отношение  $F_S/F_N \approx 2,1$ ,

Таблица 12

Площади и потоки поля различной полярности 20.X 1964 г. (планиметрия);  
 $\sigma$  — площадь всех элементов данной полярности

| Отклонение | $\sigma$ | $N$ -полюс |       |            |       | $S$ -полюс |       |            |       |
|------------|----------|------------|-------|------------|-------|------------|-------|------------|-------|
|            |          | $\sigma_S$ | $F_S$ | $\sigma_N$ | $F_N$ | $\sigma_S$ | $F_S$ | $\sigma_N$ | $F_N$ |
| 0—2        | 1,4      | 4661       | 6510  | 2651       | 3710  | 3578       | 5020  | 4125       | 5770  |
| 2—4        | 4,2      | 1878       | 7870  | 1049       | 4400  | 1395       | 5850  | 1992       | 8370  |
| 4—6        | 7,0      | 668        | 4670  | 256        | 1790  | 298        | 2090  | 575        | 4030  |
| 6—8        | 9,8      | 185        | 1810  | 36         | 353   | 31         | 304   | 128        | 1255  |
| 8—10       | 12,6     | 40         | 504   | 18         | 227   | —          | —     | 9          | 113   |
| 10—12      | 15,4     | 29         | 446   | —          | —     | —          | —     | —          | —     |
|            |          | 7461       | 21810 | 3993       | 10480 | 5302       | 13264 | 6829       | 19538 |



тогда как согласно табл. 6 это отношение равно 1,8; на  $S$ -полюсе отношения этих потоков равно 0,72, а по табл. 6 мы имеем 0,68, т. е. непосредственная планиметрия и вычисление потоков по картам поля дают практически одни и те же результаты.

Следует также учесть, что обнаруженное нарушение баланса потоков невозможно связать с отсутствием данных о поперечном поле: на высоких широтах (более  $70^\circ$ ) мы измеряем фактически целиком поперечную компоненту поля, тогда как в центре диска измеряется только продольная компонента, но результат в обоих случаях один и тот же, если пренебречь небольшим количественным различием. Сам факт примерной независимости напряженности полей и потоков, а также отношения  $F_S/F_N$  от широты  $\phi$  для северного полушария (включая экватор) указывают на то, что общее магнитное поле статистически распределяется поровну между продольной и поперечной составляющими, как это и следовало ожидать из случайного характера распределения элементов поля.

Основные результаты, полученные в работе, могут быть сформулированы в заключение.

1. Общее магнитное поле на полюсах и экваторе при высокой разрешающей силе не равномерное и не когерентное — оно состоит из множества элементов различной полярности, напряженности и размеров. С лета 1963 г. по январь 1965 г. на  $N$ -полюсе преобладали элементы  $S$ -полярности (средняя максимальная напряженность 4—5  $гс$ ) над элементами  $N$ -полярности (напряженность около 3  $гс$ ), тогда как на  $S$ -полюсе магнитные «заряды» примерно компенсировались (напряженность обеих полярностей здесь  $\sim 3 \div 4$   $гс$ ). Частотные распределения максимальных амплитуд показывают, что известная доля (около 20%) элементов имеет поля более  $\sim 8$   $гс$ . С учетом поправок на разрешающую силу все эти значения напряженностей следует по крайней мере удвоить. Это означает, что фактически напряженность общего магнитного поля в  $\sim 10$  раз превосходит обычно принятые для него значения, возникающие из-за низкого разрешения и сильного эффекта осреднения.

2. Средние (для данной широты) значения напряженностей полярного поля, как отдельно для  $S$ - и  $N$ -полярностей, так и результирующие (безотносительно к полярности), не зависят от широты в отличие от поля типа диполя или равномерно намагниченной сферы.

3. Ход со временем средних как для всей полярной шапки в целом напряженностей магнитных полей для  $S$ - и  $N$ -полярностей, так и для результирующего поля показывает, что на  $N$ -полюсе в первую половину рассматриваемого периода (август 1963 г. — июнь 1964 г.)  $S$ -полярность преобладала сильнее, чем во вторую (сентябрь 1964 г. — январь 1965 г.), хотя в обоих случаях результирующее поле было определено отрицательным. На  $S$ -полюсе в первую половину указанного периода наблюдалась примерная компенсация обеих полярностей, тогда как во вторую возникло слабое результирующее отрицательное поле.

4. Обнаружено, что магнитный поток  $S$ -полярности на  $N$ -полюсе существенно превосходит поток  $N$ -полярности, тогда как на  $S$ -полюсе эти потоки практически одинаковы. Поток  $N$ -полярности в южной полярной шапке в два раза больше, чем в северной, так что, отвлекаясь от небольших изменений со временем, имеем следующее соотношение потоков:  $F_S(N) : F_N(N) : F_S(S) : F_N(S) = 2 : 0,5 : 1 : 1$ . Это нарушение баланса связано в основном с различием средней длины элементов и частично с аналогичным соотношением средних напряженностей соответствующих полярностей. Аналогичное  $N$ -полюсу нарушение баланса потоков наблюдается в центре диска, хотя и в меньшей степени ( $F_S/F_N = 1,8$ ); здесь это также связано с большей длиной элементов  $S$ -полярности. Таким образом, вероятно, для всей северной полусферы Солнца (тем самым для Солнца в целом) нарушается баланс магнитных потоков.



5. Распределение частот длин элементов  $S$ -полярности как на  $N$ -полюсе, так и на экваторе показывает появление вторичных максимумов для длин, характерных для некоторого стационарного колебания с основной частотой и двумя обертонами. Ни элементы  $N$ -полярности на  $N$ -полюсе, ни элементы  $S$ - и  $N$ -полярностей на  $S$ -полюсе не показывают такого характерного распределения.

Одновременно следует отметить, что активность в северном полушарии и большая шероховатость ее хромосферной сетки, возможно, связаны с указанными фактами «магнитной асимметрии» Солнца в целом, выражающейся в нарушении баланса магнитных потоков и появлении характерных осцилляций в северном полушарии.

Автор выражает благодарность Е. И. Лиморенко и Л. Р. Димовой за обработку, связанную с измерением записей поля, и В. Н. Гапееву за помощь в подготовке иллюстраций.

Март 1965 г.

### Литература

1. A. Severny. Space Science Reviews, 3, 451, 1964.
2. H. W. Babcock, T. G. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 113, 357, 1953.
3. H. D. Babcock, H. W. Babcock. Astrophys. J., 121, 349, 1955.
4. H. D. Babcock. Astrophys. J., 130, 364, 1954.
5. H. W. Babcock. Annual Review in Astron. a. Astroph., 1, 41, 1963.
6. R. Howard. IAU Symposium 22, Rottach-Egern, Sept. 1963.
7. H. von Klüber. IAU Symposium 22, Rottach-Egern, Sept. 1963; см. также: D. Beggs, H. von Klüber. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 127, 133, 1964.
8. A. Severny. IAU Symposium 22, Rottach-Egern, Sept. 1963.
9. A. Severny. Solar magnetic field, Invited discourse, XII Gener. Assembly IAU, Hamburg, Aug. 26, 1964.
10. А. В. Северный. Астрон. ж., 42, № 2, 217, 1965.
11. А. В. Северный. Изв. Крым. астрофиз. общ., 31, 159, 1964.
12. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. общ., 31, 29, 1964.
13. H. Alfven, C.-G. Fälthammer. Cosmical Electrodynamics. Oxford, 1963, p. 5.
14. H. Babcock. Astrophys. J., 133, 572, 1961.
15. T. G. Cowling. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 106, 218, 1946.

Примечание в корректуре. Пока работа готовилась к печати, в 1965 г. был получен ряд записей общего поля по всему диску с высоким разрешением ( $2''.5 \times 8''.0$ ); их обработка показала, что имеется нарушение баланса интегральных потоков  $S$ - и  $N$ -полярностей для всего диска, причем величина отношения  $F_S: F_N$  меняется в широких пределах, как если бы Солнце было магнитно-переменной звездой.



О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ДВИЖЕНИЙ  
В ОДИНОЧНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ. I

С. И. Гонасюк

В 1963 г. на солнечном магнитографе велись фотоэлектрические регистрации в линиях  $\lambda 5250$  ( $g = 3,0$ ),  $\lambda 5288,55$  ( $g \approx 1,0$ ) и  $\lambda 5123,7$  ( $g = 0$ ) сигналов лучевых скоростей и продольных магнитных полей в двух одиночных пятнах. Все время вдоль суточной параллели записывался только один разрез, проходящий через центр пятна. Для одного из пятен удалось зарегистрировать перемену знака в скоростях, обуславливающих эффект Эвершеда.

В результате изучения материала установлено:

- 1) составляющая по лучу зрения скорость в пятне исчезла, когда пятно находилось на расстоянии  $7-8^\circ$  к западу от центрального меридиана (широта  $-12^\circ$  N);
- 2) магнитная ось пятна и нормаль к плоскости, на которой лежат векторы скоростей пятна, совпадают и наклонены на  $7-8^\circ$  к востоку от нормали к поверхности Солнца.

Анализируется поле скоростей в пятне и отмечается, что трудности в объяснении особенностей эффекта Эвершеда можно обойти предположением о всплывании магнитного поля в течение всего времени существования пятна.

SOME PECULIARITIES OF MOTIONS IN SINGLE SUNSPOTS, by S. I. Gopasyuk.— In 1963 photoelectric recordings of signals of the radial velocities and longitudinal magnetic fields of two single sunspots were obtained in the lines  $\lambda 5250$  Å ( $g = 3$ ),  $\lambda 5288,55$  ( $g \approx 1.0$ ) and  $\lambda 5123.7$  ( $g = 0$ ). At all times along the diurnal parallel only one cross-section, which passed through the spot center, was recorded. A change of sign in the velocities due to the Evershed effect was registered for one of the spots.

As a result of the study of the data it was found that:

1. The velocity component along the line of sight disappeared when the spot was at a distance of  $7-8^\circ$  to the west of the central meridian (latitude  $-12^\circ$  N).
2. The magnetic axis of the spot and the normal to the plane of the velocity vectors of the spot coincide and are inclined by  $7-8^\circ$  to the east of the normal to the solar surface.

The velocity field in a spot is analyzed and it is noted that the difficulties in explaining the peculiarities of the Evershed effect can be overcome by assuming that the magnetic field rises to the surface of the Sun during all the time of existence of the spot.

Движения внутри солнечных пятен впервые были обнаружены и изучались спектроскопически Эвершедом. Впоследствии изучение эффекта Эвершеда проводилось в большой серии работ, краткий обзор которых дан в [1]. Согласно [1] основные особенности эффекта Эвершеда следующие.

- 1) Преобладающей компонентой скорости является компонента, направленная вдоль радиуса пятна и параллельная поверхности Солнца. На уровне фотосферы радиальная компонента направлена наружу от центра пятна и в среднем составляет  $2$  км/сек. Величина радиальной скорости уменьшается по мере перехода к линиям с большей роуландовской интенсивностью. Линии с интенсивностью Роуланда  $15-40$ , которые образуются в переходной области между фотосферой и хромосферой, не показывают никаких доплеровских смещений. Измерения скоростей по линиям, центральные части которых возникают в хромосфере, дают



радиальную компоненту скорости, направленную к центру пятна. При этом чем выше в хромосфере образуется центральная часть линии, тем большую радиальную скорость она показывает.

На уровне фотосферы в центре пятна или вблизи от него радиальная компонента скорости равна нулю. По мере удаления к краю пятна радиальная скорость резко возрастает и достигает максимального значения ( $\sim 1-2$  км/сек) в полутени и затем более медленно спадает до нуля.

2) Тангенциальная компонента скорости (касательная к границе пятна) может достигать значения 1 км/сек. Однако она наблюдается редко.

3) Вертикальная компонента скорости имеет величину порядка 0,3 км/сек и направлена к центру Солнца.

Своеобразие поля скоростей в пятне — эффект Эвершеда наблюдается как в больших, так и в малых пятнах и сохраняется в течение всего времени их существования. Поэтому в пятне, находящемся на восточном краю солнечного диска, скорость направлена от наблюдателя в восточной части пятна и к наблюдателю — в части пятна, расположенной ближе к центральному меридиану. При переходе пятна (вследствие вращения Солнца) на западный край солнечного диска скорости Эвершеда меняют знак на обратный.

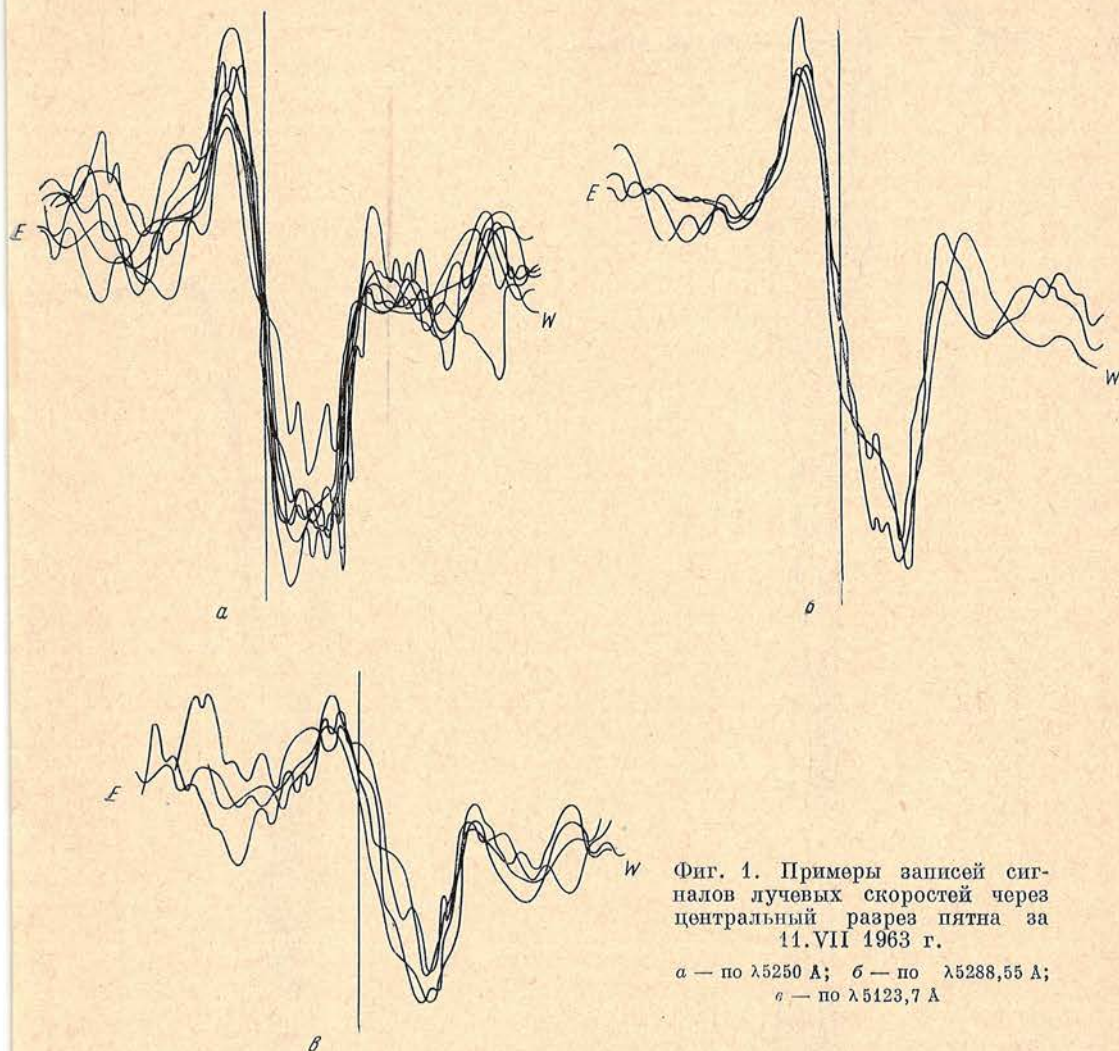
В связи с этим, естественно, возникают вопросы: 1) в каком месте солнечного диска находится одиночное пятно, когда происходит перемена знака на обратный в скоростях Эвершеда? 2) Какие составляющие скоростей там имеются? Изучение этих вопросов мы проводим по материалам наблюдений одиночных пятен. Одиночные пятна были выбраны по двум причинам: во-первых, для них эффект Эвершеда является классическим, и, во-вторых, магнитное поле их меньше всего подвержено искажению вследствие взаимодействий с окружающими его магнитными полями.

## § 1. МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

Мы изучали фотоэлектрические записи сигналов лучевых скоростей и продольных магнитных полей, полученные с помощью магнитографа [2], в двух больших одиночных пятнах. Наблюдения начинались за несколько дней до прохождения пятном центрального меридиана и заканчивались после того, как оно было уже довольно далеко на западе. При наблюдениях сканирование изображения Солнца велось в направлении суточной параллели. Ежедневно в течение 3—5 час. на магнитографе регистрировались сигналы лучевых скоростей и продольных магнитных полей вдоль одного и того же разреза, проходящего через центр пятна. Наблюдения велись последовательно в трех спектральных линиях:  $\lambda 5250$  (фактор Ланде  $g = 3,0$ ),  $\lambda 5288,55$  ( $g \approx 1,0$ ) и  $\lambda 5123,7$  ( $g = 0$ ). Магнитограф при переходе от одной спектральной линии к другой настраивался в течение 2—3 мин. Длина разреза выбиралась такой, чтобы с обеих сторон от пятна имелись довольно большие участки невозмущенной фотосферы. Каждый раз запись одного разреза занимала 1 мин. при скорости сканирования, равной  $1'',9$  в 1 сек. времени. Ширина и высота входной щели спектрографа брались соответственно 0,3 и 0,5 мм при диаметре изображения Солнца 20 см (диаметр ядра пятна больше высоты щели), а щели фотометра — 1,8 и 0,7 мм при дисперсии 0,1 Å/мм.

Одно из пятен было прослежено в течение 6 дней, с 6.VII по 12.VII 1963 г. (7.VII не было наблюдений). Материал для него очень полон и включает в себя момент перемены знака в скоростях Эвершеда. Перемена знака произошла 9.VII во время наблюдений. Для второго пятна наблюдательный материал менее ценный, хотя наблюдения велись в течение семи дней, с 27.VIII по 3.IX 1963 г. К сожалению, по условиям погоды 1.IX наблюдения не состоялись и мы не имеем возможности установить время перемены знака скоростей в пятне.





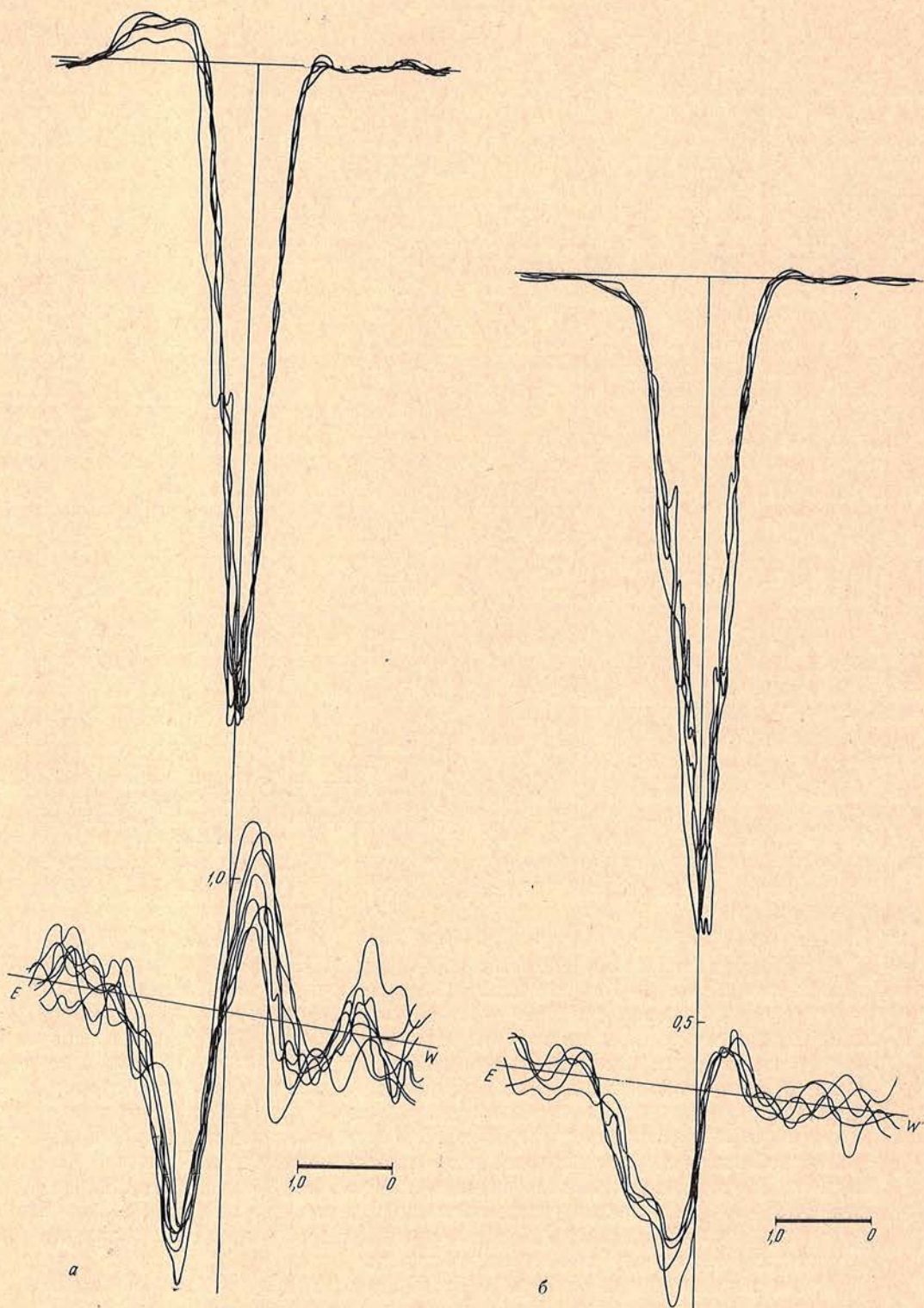
Фиг. 1. Примеры записей сигналов лучевых скоростей через центральный разрез пятна за 11.VII 1963 г.

а — по  $\lambda 5250$  Å; б — по  $\lambda 5288,55$  Å;  
в — по  $\lambda 5123,7$  Å

Все материалы наблюдений прокалиброваны. Калибровка выполнена обычным методом, т. е. на самописцах лучевых скоростей и магнитных полей регистрировались сигналы от западного и восточного края Солнца [2]. Нуль-пункт, от которого отсчитываются локальные лучевые скорости, определялся методом, предложенным в [3]. После того как определен нуль-пункт и выполнена калибровка, сигналы лучевых скоростей вдоль разреза легко пересчитываются в *м/сек*. Следовательно, с помощью магнитографа эффект Эвершеда изучается без особых затруднений. Правда, на реальные скорости в пятне, где яркость меняется значительно, налагается некоторая фиктивная величина скорости, обусловленная разбалансом ФЭУ [4, 5]. Ее можно учесть по калибровочной кривой из [5]. Мы не производим таких исправлений, поскольку они не изменяют существенно качественную картину в эффекте Эвершеда.

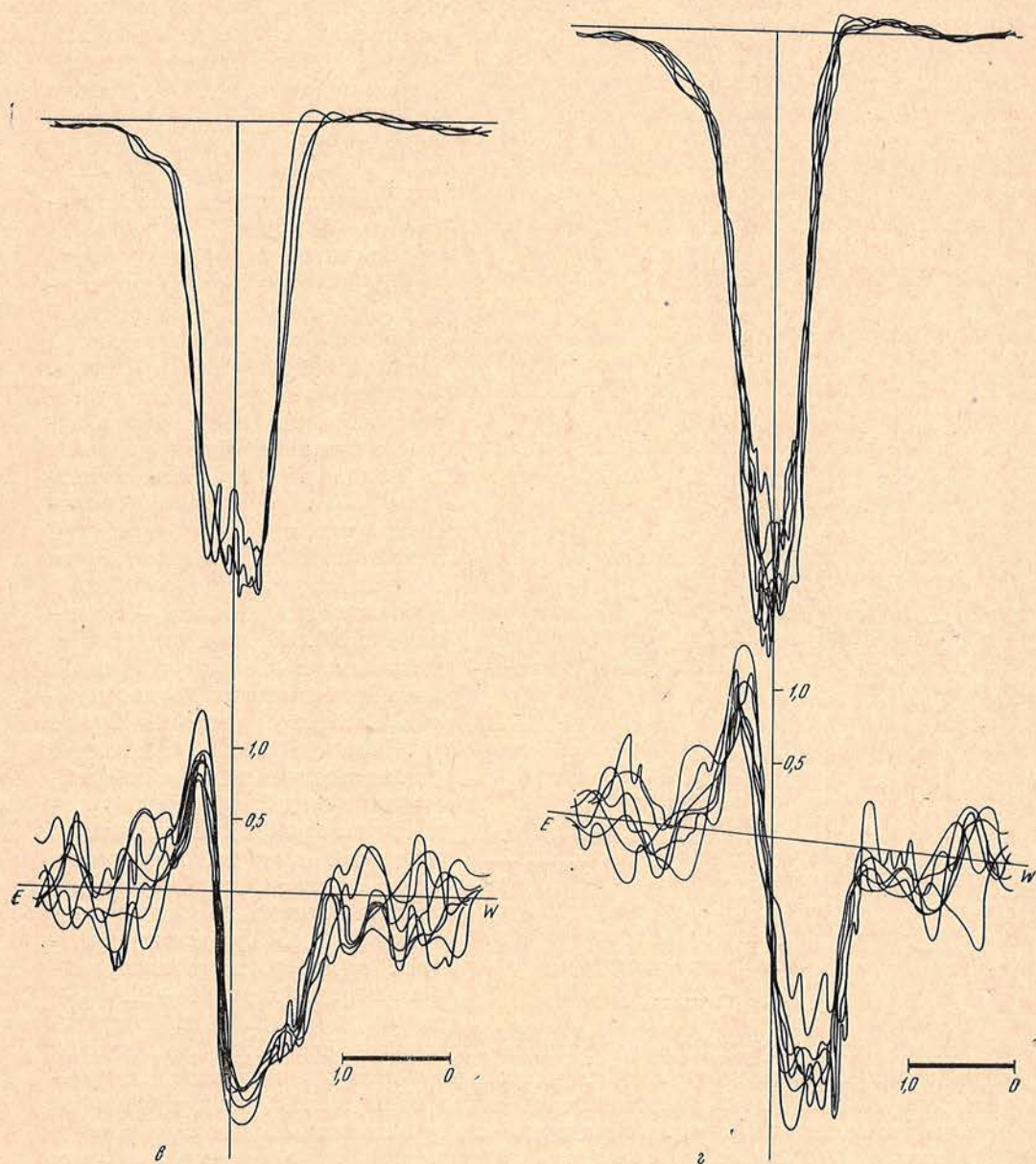
Спектральные линии  $\lambda 5250$  и  $\lambda 5288,55$  имеют очень близкие полуширины и остаточные интенсивности в невозмущенной фотосфере, но существенно различаются по магнитной чувствительности. Линия  $\lambda 5123,7$  немагнитная и сильнее, чем предыдущие. Примеры записи сигналов лучевых скоростей по разным линиям в одном и том же разрезе через центр пятна 11.VII приведены на фиг. 1 (в каждом случае несколько записей





Фиг. 2. Записи в  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  сигналов продольного магнитного поля (верхние кривые),  
 а — 6.VII, б — 8.VII, в — 10.VII,

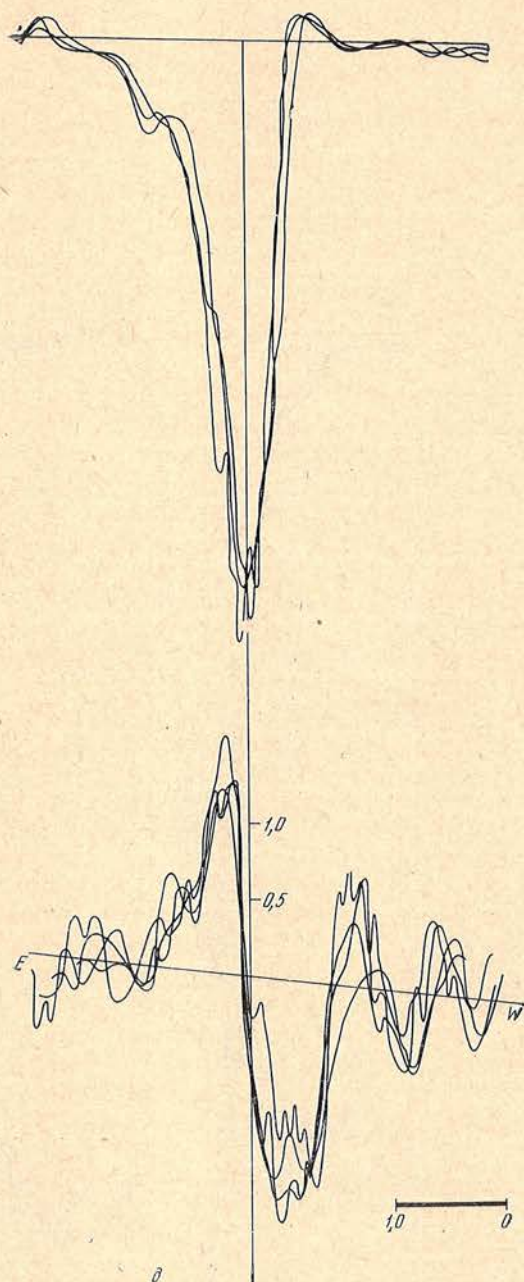




Фиг. 2 (продолжение)

и лучевых скоростей (нижние кривые) через пятно в июле 1963 г. (см. также стр. 144)  
 з — 11.VII,





Фиг. 2 (окончание)  
 в — 12.VII

видно, что на основные сигналы лучевых скоростей налагаются некоторые возмущения. Они довольно быстро исчезают и нередко на их месте появляются новые возмущения, которые имеют противоположный знак. Амплитуда их существенно больше шумов и достигает 500 м/сек. Появление возмущений на основных сигналах лучевых скоростей характерно для всех наших записей. Хорошее соответствие между отдельными записями магнитного поля, которые получены одновременно с записями лучевых скоростей, указывает на то, что сканирование велось через один и тот же разрез пятна с высокой точностью. В связи с этим столь большие различия в последовательных записях сигнала

заложены друг на друга), из которой видно, что кривые *a* и *б* практически одинаковы, а кривая *в* существенно отличается от них. То же самое наблюдалось и в другие дни, за исключением момента времени, когда происходила перемена знака в скоростях Эвершеда. На фиг. 2 представлены записи сигналов магнитного поля и лучевых скоростей центрального разреза через пятно в июле 1963 г. только в  $\lambda 5250$ . Сигналы магнитного поля выражены в произвольных, а лучевых скоростей — в абсолютных единицах. На вертикальной линии, которая проведена через оптический центр пятна по показаниям компенсатора яркости [6], нанесена калибровка лучевых скоростей (одно деление равно 1 км/сек). Горизонтальные линии проведены соответственно через нулевые линии магнитного поля и локальных лучевых скоростей. Сигналы лучевых скоростей, расположенные выше нулевой линии, означают, что лучевые скорости направлены к наблюдателю, а ниже — от наблюдателя. В нижнем правом углу каждой из фигур указан линейный масштаб, одно деление которого равно  $2 \cdot 10^4$  км.

Изучение фиг. 2 позволяет установить основные особенности в эффекте Эвершеда на уровне фотосферы [1]. В частности, отчетливо выступает перемена знака в скоростях по мере перемещения пятна по солнечному диску (6 и 8.VII пятно находилось на востоке от центрального меридиана, а 10—12.VII — на западе). Из фиг. 2 также



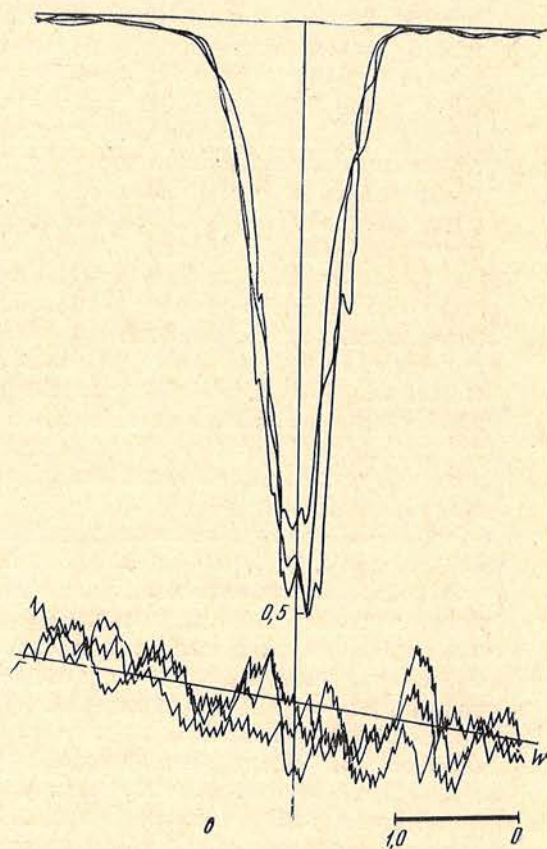
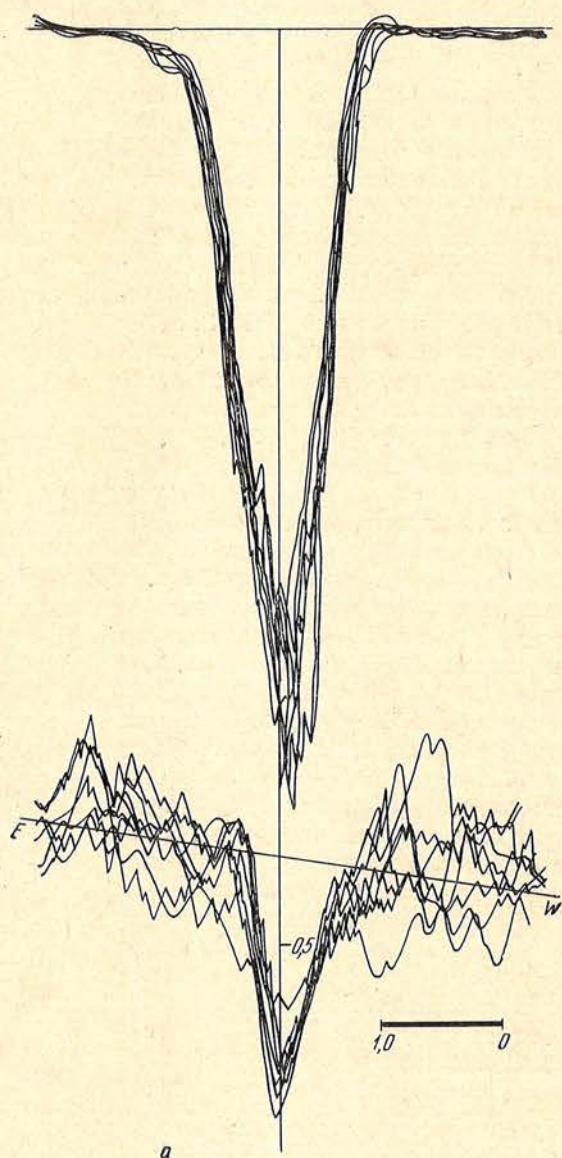
лов лучевых скоростей могут быть обусловлены как тонкой структурой поля скоростей в пятне и в окружающей фотосфере [7, 8], так и временными изменениями поля скоростей.

9.VII 1963 г. наблюдения начались записями в линии  $\lambda 5250$  около  $12^h00^m$  по московскому времени. Копии этих записей даны на фиг. 3,а (на фиг. 3 обозначения те же, что и на фиг. 2). Из фиг. 3,а видно, что в это время поле скоростей в пятне существенно отличается от изображенного на фиг. 2. Не считая кратковременных возмущений, которые также велики, здесь (фиг. 3,а) имеется только отрицательная скорость, максимум которой совпадает с оптическим центром пятна. Записи по другим линиям подтвердили распределение скоростей в пятне, представленное фиг. 3,а. Поле скоростей по разрезу пятна сохраняло вид вплоть до  $15^h00^m$ . В течение этого времени максимальные отрицательные скорости непрерывно изменялись: абсолютная величина скорости то уменьшалась, то снова возрастала до первоначальной величины. Поле скоростей в пятне с  $12^h00^m$  до  $15^h00^m$  9.VII не имеет ничего общего с обычной картиной скоростей (эффект Эвершеда). Трудно сказать, насколько общим для одиночных пятен является такое распределение скоростей в пятне перед началом перемены знака в скоростях Эвершеда, хотя оно наблюдалось и для второго пятна 31.VIII 1963 г. В  $15^h00^m$  — на записи (фиг. 3,б), выполненной по линии  $\lambda 5288,55$ , практически полностью отсутствуют скорости в пятне (кроме небольших возмущений). Через 35 мин., т. е. в  $15^h35^m$ , записи в линии  $\lambda 5250$  снова возобновились. Они по-прежнему показывали распределение скоростей, аналогичное тому, которое показано на фиг. 3,а, но с несколько меньшим максимумом отрицательных скоростей. И только спустя  $1^h50^m$  (т. е. в  $16^h50^m$ ) после исчезновения скоростей на уровне образования линии  $\lambda 5288,55$  в пятне исчезли скорости на уровне образования линии  $\lambda 5250$ . Результаты измерений по  $\lambda 5250$  приведены на фиг. 3,в, на которой даже видна некоторая тенденция к перемене знака скоростей в пятне.

В  $17^h00^m$  последними были выполнены записи по немагнитной линии  $\lambda 5123,7$  (фиг. 3,г). Из фиг. 3,г видно, что лучевые скорости в пятне на уровне образования данной линии также отсутствуют. В этот момент, т. е. когда лучевые скорости в пятне на уровне фотосферы обратились в нуль, пятно находилось на расстоянии  $7-8^\circ$  к западу от центрального меридиана (широта  $12^\circ$  N). 10.VII (фиг. 2,в) наблюдался отчетливо выраженный эффект Эвершеда, но скорости были уже противоположно направленными по сравнению с 8.VII (фиг. 2,б). Таким образом, для исследуемого пятна нормаль к плоскости, на которой лежат векторы скоростей, наклонена к востоку на  $7-8^\circ$  относительно нормали к поверхности Солнца. К сожалению, у нас нет регистраций лучевых скоростей в  $\lambda 5123,7$  перед моментом исчезновения скоростей, определяемых по линии  $\lambda 5288,55$ , и поэтому нет возможности проследить последовательную картину исчезновения скоростей на различных уровнях в пятне. Но факт запаздывания исчезновения скоростей, определяемых по  $\lambda 5250$ , по отношению к скоростям, которые определены в  $\lambda 5288,55$ , может быть результатом искривления оси пятна в фотосфере.

Теперь рассмотрим записи сигналов продольных магнитных полей, которые выполнены по линии  $\lambda 5250$ . Для этого из фиг. 2 и 3,а,в были взяты средние формы записей сигналов магнитного поля и сведены к одной чувствительности. Результаты представлены фиг. 4, на которой части записей сигналов, относящиеся к ядрам пятен, исключены. На фиг. 4,а первая пара линий (по одной линии с каждой стороны от центра пятна), расположенных ближе всего к центру ядра, относится к сигналам магнитного поля 6.VII; вторая пара таких же линий — к 8.VII; третья пара линий — к 9.VII ( $12^h00^m$ ) и самые крайние две линии — к 9.VII ( $16^h50^m$ ). На фиг. 4,б две самые внешние линии относятся к записям сигналов магнитного поля

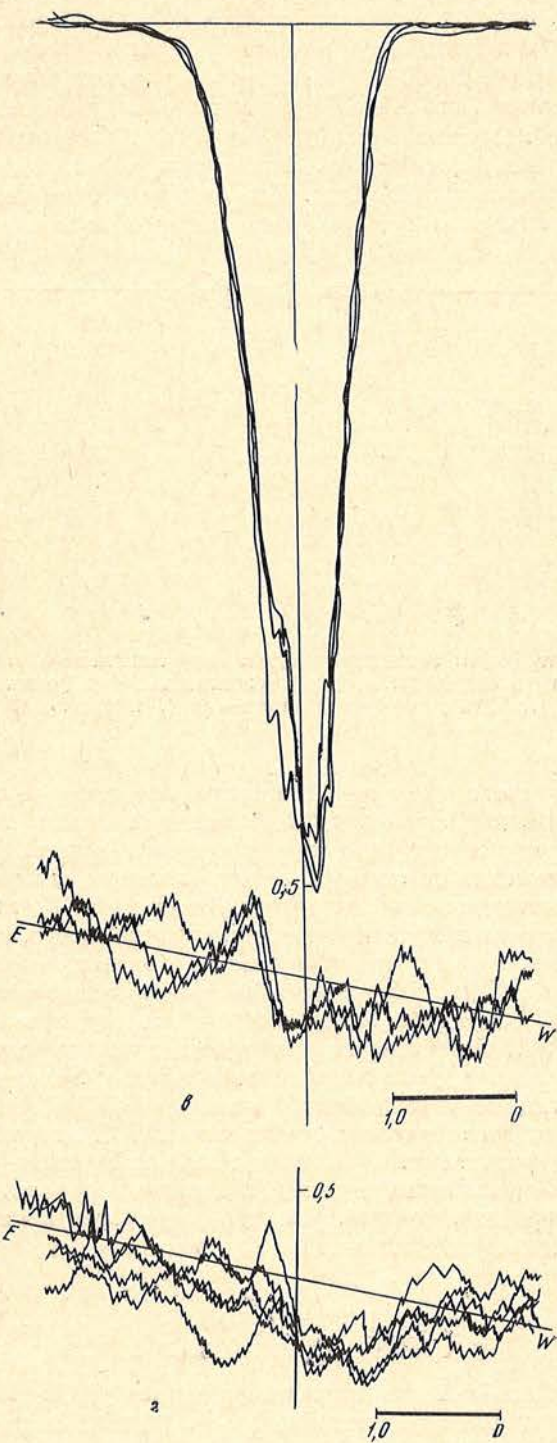




Фиг. 3. Записи сигналов продольного магнитного поля и лучевых скоростей через пятно 9.VII 1963 г. (обозначения те же, что на фиг. 2)

*a* — по  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  в  $12^{\text{h}}00 \text{ m}$ ; *б* — по  $\lambda 5288,55 \text{ \AA}$  в  $15^{\text{h}}00 \text{ m}$ ; *в* — по  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  в  $16^{\text{h}}50 \text{ m}$ ; *г* — по  $\lambda 5123,7 \text{ \AA}$  в  $17^{\text{h}}00 \text{ m}$  (время московское)

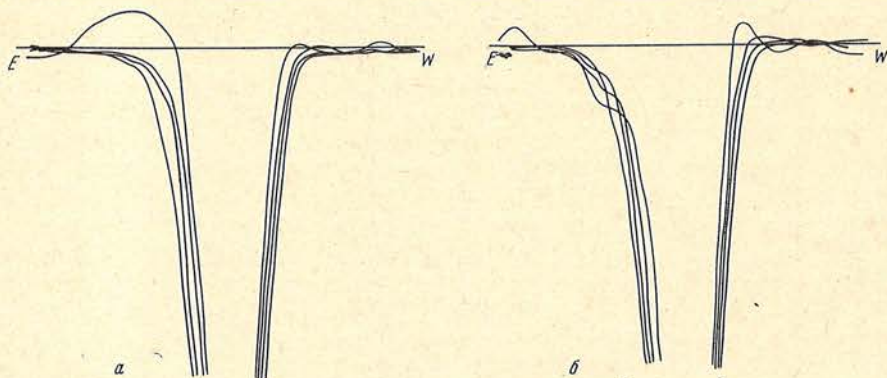




Фиг. 3 (окончание)



9.VII ( $16^h50^m$ ); вторая пара линий — к 10.VII; третья пара линий — к 11.VII и самые внутренние две линии — к 12.VII. Из фиг. 4, а, б следует, что наибольшая ширина контура, ограничивающего соответствующие величины сигналов продольного магнитного поля вдоль разреза пятна, наблюдалась 9.VII в  $16^h50^m$ . Кроме того, рассмотрение фиг. 2 и 3, а, в позволяет установить, что 9.VII форма контура записей сигналов продольного магнитного поля вдоль разреза пятна наиболее симметрична по отношению к оптической оси пятна. Пятно, как уже отмечалось, было униполярным и довольно устойчивым. Поэтому на основании анализа сигналов продольного магнитного поля приходим к заключению, что 9.VII



Фиг. 4. Средние формы сигналов продольного магнитного поля, [взятые из фиг. 2 и 3, а и в и сведенные к одной чувствительности (части записей сигналов, относящиеся к ядрам пятен, исключены)]

в  $16^h50^m$  московского времени магнитная ось пятна была параллельна лучу зрения. Но это означает, что магнитная ось пятна также наклонена на  $7-8^\circ$  к востоку от нормали к поверхности Солнца. Таким образом, нормаль к плоскости, на которой лежат векторы скоростей в эффекте Эвершеда, и магнитная ось пятна наклонены на  $7-8^\circ$  к востоку относительно нормали к поверхности Солнца и, следовательно, совпадают. Наше заключение о наклоне магнитной оси пятна к востоку находится в качественном согласии с [7] и, вероятно, типично для одиночных пятен. Совпадение магнитной оси пятна с нормалью к плоскости, на которой лежат векторы скоростей, и наклон их приводят к двум выводам: 1) скорости в пятне направлены под углом к магнитному полю; 2) магнитное поле оказывает воздействие на движения в пятне.

Первый вывод согласуется с результатами [9], второй подкрепляется теоретическими расчетами. В самом деле, если взять наблюдаемые в пятне плотность среды и напряженность магнитного поля, а проводимость на несколько порядков меньше, чем для фотосферы, то время затухания движения вследствие индукционного торможения [10] будет существенно меньше 1 сек.

## § 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В [7] многие особенности движения в пятнах удалось объяснить предположением о движении вещества вдоль силовых линий веера магнитного поля. Следуя [7], мы тогда нигде не смогли бы найти такого места на диске Солнца, где лучевая скорость в пятне обратилась бы в нуль. Но согласно нашим наблюдениям (фиг. 3, б, в, г) такое место на диске Солнца имеется. Возникшее противоречие заставляет нас отказаться от подобного объяснения эффекта Эвершеда.



Можно ли объяснить эффект Эвершеда сгустками вещества, которые, поднимаясь на уровень образования наших линий, расширяются под действием внутреннего газового давления? Очевидно, что газовое давление внутри сгустка будет изотропным. Тогда из уравнений движения следует, что вертикальная компонента положительной скорости должна быть лишь немногим меньше горизонтальной компоненты, равной 1—2 км/сек. Однако, вертикальная компонента вообще не наблюдается, что, в частности, можно видеть из фиг. 3, б, в, г. Равным образом трудно совместить с законом сохранения вещества непрерывное растекание газа от центра к границе вдоль радиуса пятна.

Столь непреодолимые трудности, которые возникают при объяснении основных особенностей эффекта Эвершеда расширяющимися потоками вещества, можно легко обойти. Для этого необходимо предположить, что магнитное поле пятна всплывает [11]. Оно должно всплывать в течение всего времени существования пятна. Всплывающее магнитное поле расширяется на уровне фотосферы. Вместе с ним расширяется и газ, находящийся в этом месте магнитной силовой трубки. Под действием силы тяжести газ будет частично стекать вниз по силовым линиям магнитного поля. Однако для объяснения эффекта Эвершеда в хромосфере необходимо, чтобы расходящийся с высотой веер магнитного поля несколько сжимался в хромосфере. С этим может быть и связана некоторая инверсия магнитного поля в хромосфере над пятном [7]. Хотя предположение о всплывании магнитного поля в течение всей жизни пятна позволяет без особого труда качественно объяснить основные особенности эффекта Эвершеда, тем не менее здесь требуются всесторонние исследования, начало которым положено в [12—15].

22 мая 1965 г.

#### Литература

1. R. J. Bray, R. E. Loughshead. *Sunspots*. London, 1964.
2. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 3, 1958.
3. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 30, 148, 1963.
4. С. И. Гопасюк. Изв. Крымской астрофиз. obs., 32, 14, 1964.
5. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Бюлл. «Солнечные данные», № 12, 43, 1964.
6. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 209, 1964.
7. В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. obs., 23, 212, 1960.
8. E. Schröter. *Commun. at the Symposium Solar Spectrum*, Utrecht, August 1963.
9. M. G. Adam. *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.*, 126, N 2, 135, 1963.
10. Т. Каулинг. Магнитная гидродинамика. ИИ, 1959.
11. E. N. Parker. *Astrophys. J.*, 121, N 2, 491, 1955.
12. Г. В. Кушлин, В. Е. Степанов. Бюлл. «Солнечные данные», № 2, 43, 1963.
13. V. Bumba. *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, 14, 91, 1963.
14. Ю. И. Витинский, Р. Н. Иханов. Бюлл. «Солнечные данные», № 10, 57, 1964.
15. Ю. И. Витинский, Р. Н. Иханов. Бюлл. «Солнечные данные», № 12, 63, 1964.



К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ  
НА МАГНИТОГРАФЕ

Р. Н. И х с а н о в

Для определения степени достоверности лучевых скоростей, полученных на магнитографе, сравнивают их с результатами наблюдений скоростей фотографическим способом. Найдено, что лучевые скорости, полученные с магнитографом, могут быть в некоторых случаях ошибочны.

В случае применения в магнитографе двух фотоумножителей при изменении яркости спектра появляется фиктивная лучевая скорость.

При больших значениях магнитного расщепления линии результаты измерения скоростей в некоторых случаях могут быть также ошибочными. Прежде всего данный вывод касается линии  $\lambda 5250,218$ . Избежать эту ошибку можно, если лучевые скорости определять по линиям с меньшей чувствительностью к магнитному полю. В солнечном пятне обе эти причины искажают действительную лучевую скорость.

ON THE DETERMINATION OF RADIAL VELOCITIES BY MEANS OF A MAGNETOGRAPH, by R. N. Ikhsanov.— The degree of reliability of radial velocities obtained by means of a magnetograph is determined by comparison with photographically observed velocities. It is found that the radial velocities determined with a magnetograph can in some cases be erroneous. When two photomultipliers are used in the magnetograph a fictive radial velocity appears if the brightness of the spectrum varies.

At large values of magnetic splitting of the lines the results of measurements of velocities can also be erroneous in some cases. This conclusion applies first of all to the line  $\lambda 5250,218$ . The error can be avoided if the radial velocities are determined from lines which are less sensitive to the magnetic field. In a sunspot both of the above factors distort the true radial velocity.

Обычно лучевая составляющая скорости движения материи в солнечной атмосфере определяется фотографически по измерению доплеровского смещения положений линий на спектрограмме. Однако в последнее десятилетие все чаще стали применять фотоэлектрическую регистрацию лучевых скоростей, для чего используют запись компенсатора лучевых скоростей магнитографа [1]. Прежде всего это значительно облегчает обработку материала, что позволяет изучать движение материи на больших участках солнечной поверхности. Не менее важна возможность одновременного определения скоростей и магнитных полей.

Для изучения тонких эффектов с большим разрешением фотографический метод пока еще сохраняет преимущества. Кроме того, с магнитографом можно наблюдать одновременно только одну линию — вернее, даже часть контура линии.

Однако указанные выше преимущества определения лучевых скоростей на магнитографе для больших площадей поверхности Солнца неоспоримы. В связи с этим возникает вопрос о надежности их получения с помощью магнитографа. Он рассматривался В. Е. Степановым [2] для линий  $H_3$  и  $K_3$  Ca II и был решен положительно. Но в последнее время появились указания, что скорости, определенные на компенсаторе лучевых скоростей



магнитографа, не всегда бывают правильными [3]. Поэтому целесообразно провести дальнейшее изучение пределов достоверности скоростей, полученных с помощью магнитографа, тем более что такие определения стали все чаще использоваться [4].

## МАТЕРИАЛ НАБЛЮДЕНИЙ И ЕГО ОБРАБОТКА

Материал наблюдений был получен на спектрографе БСТ Крымской обсерватории. Для определения лучевых скоростей фотографическим и фотоэлектрическим способами наблюдалось большое пятно (группа 43 в Крымской системе нумерации). Чтобы оба ряда наблюдений были сравнимы, необходимо либо наблюдать одновременно, либо предполагать, что за время наблюдений не происходит заметных изменений. В нашем случае два ряда наблюдений разделялись промежутком времени примерно в 30 мин. и особых изменений в пятне не отмечалось.

В работе [2] В. Е. Степанов применил следующий метод сравнения двух рядов наблюдений. Он провел серию разрезов области на магнитографе, а затем для этой же области получил серию спектрограмм. Для каждого ряда были построены карты лучевых скоростей области. Сравнивая эти две карты, можно судить об идентичности обоих рядов наблюдений. Такой способ требует большого числа разрезов для получения достаточного количества точек на карте. Это увеличивает интервал времени между двумя рядами наблюдений, а главное, приводит к лишней обработке материала — построению карты. Поскольку в этом методе непосредственно каждая точка одного ряда не сравнивается с каждой точкой другого ряда наблюдений, такое сравнение уже в некоторой степени является косвенным.

Основываясь на опыте В. Е. Степанова, мы несколько изменили методику наблюдений. Чтобы сравнить лучевые скорости в каждой точке разреза изучаемой области, было решено разрез на магнитографе проводить не по суточной параллели, как это обычно делается, а вдоль щели спектрографа. В таком случае мы получаем ту же картину разреза, что и на спектрограмме вдоль линии. В работе использованы три линии, данные о которых приведены в таблице. Первая из них очень чувствительна к магнитному полю, она обычно используется при работе с магнитографом. Вторая линия имеет небольшую чувствительность к магнитному полю; третья линия немагнитная.

| $\lambda$ , Å | Элемент | Интенсивность |       | Потенциал возбуждения |         | Мультиплет          | $z$               | $g\lambda^2$ | Полученная линия, Å |
|---------------|---------|---------------|-------|-----------------------|---------|---------------------|-------------------|--------------|---------------------|
|               |         | Солнце        | пятно | нижний                | верхний |                     |                   |              |                     |
| 5250,218      | Fe      | 2             | 3     | 0,121                 | 2,471   | $a^5D - z^7D_1^0$   | $\frac{(0) 3}{1}$ | 83           | 0,1                 |
| 5288,533      | Fe      | 2             | 3     | 3,68                  | 6,01    | $b^1G_4 - y^1G_4^0$ | $\frac{(0) 1}{1}$ | 28           | 0,09                |
| 5123,732      | Fe      | 3             | 4     | 1,007                 | 3,415   | $a^5E_1 - z^5F_1^0$ | 0                 | 0            | 0,12                |

Наблюдения проводились в следующей последовательности.

1. Получались спектрограммы в области линии  $\lambda 5250$ :

- а) со щелью спектрографа, расположенной по центру ядра пятна;
- б) со щелью спектрографа, ориентированной по середине полутени пятна.

2. Спектрограммы в области линии  $\lambda 5288$ :



- а) со щелью спектрографа, расположенной посередине полутени пятна;
  - б) со щелью спектрографа, расположенной по центру ядра пятна.
3. Спектрограммы в области линии  $\lambda 5123$ :

- а) со щелью спектрографа, расположенной по центру ядра пятна;
- б) со щелью спектрографа, расположенной по середине полутени пятна.

Затем по этой же самой схеме аналогичные разрезы делались на магнитографе.

Спектры получены в V порядке, где дисперсия составляет около 0,2 Å/мм. В то же время при работе с магнитографом дисперсия равна 0,1 Å/мм.

Высота щели спектрографа при получении спектрограмм выбиралась такой, чтобы захватить с обеих сторон пятна участки невозмущенной фотосферы. Ширина щели при фотографировании была уже (0,15 мм), чем при работе с магнитографом (0,3 мм). Однако если учесть, что дрожание изображения Солнца превосходило ширину щели спектрографа при наблюдении с магнитографом и что спектрограммы получены со значительной экспозицией, то различие в ширине щели несущественно. Большая дисперсия, применение большого увеличения изображения Солнца на щели спектрографа, малая чувствительность фотоматериала в зеленой области спектра — все это потребовало значительных экспозиций (до 45 сек.).

Обработка материала заключалась в измерении лучевых скоростей на спектрограммах вдоль выбранных нами линий. Для этого был использован материал, полученный 25.X 1963 г. Фотографии спектрограмм приведены на фиг. 1 в указанной выше последовательности.

Скорости измерялись на фотоэлектрическом спектрокомпараторе конструкции А. В. Брунса [5]. Выбор пал на этот прибор, потому что он дает возможность измерять быстрее и точнее, чем визуальный компаратор. Кроме того, фотоэлектрический компаратор построен по тому же принципу, что и магнитограф. Следует отметить, что прибор имеет и некоторые недостатки. По-видимому, наиболее неприятно появление ошибки в лучевых скоростях при асимметрии контура линии [5].

Измерения на фотоэлектрическом спектрокомпараторе осуществлялись следующим образом. Обычно измерения проводятся относительно атмосферных линий. В нашем случае это оказалось невозможным, так как в рассматриваемой области атмосферные линии очень слабы. Однако нам не нужна абсолютная привязка лучевых скоростей, поэтому мы приняли за относительный нуль-пункт лучевых скоростей значение в участке невозмущенной фотосферы. Тогда подготовка спектрограмм для промера заключалась в ориентации ее относительно щели фотомера перпендикулярно дисперсии. Практически это сводилось к тому, чтобы скорость с одной и с другой стороны пятна для невозмущенной фотосферы примерно совпадала (с учетом вращения Солнца). Следует отметить, что при этом местные различия скоростей «невозмущенной» фотосферы с обеих сторон пятна вносят ошибку в нуль-пункт, которая проявляется в виде изменения общего наклона кривой скоростей вдоль разреза.

Измерения проводились для каждой из указанных линий с несколькими размерами щелей спектрокомпаратора. Ширины внешних щелей компаратора составляли:  $d = 0,5; 1,35; 1,65, 2,3$  мм, т. е. больше и меньше величины щели магнитографа ( $d = 1,8; 1,4$  мм). Размеры повсюду даются в пересчете к масштабу на магнитографе.

Высота щели компаратора вырезала из линии примерно ту же величину поверхности Солнца, что и щель магнитографа. Промеры вдоль линии делались с таким расчетом, чтобы следующее измерение перекрывало предыдущее на  $2/3$ . Таким образом, вдоль линии делалось около 70 промеров. Точность измерения составляет для одного наведения от 1 до 3 мк в зависимости от формы линии и ширины щели. К этой ошибке следует добавить еще ошибку, вызванную флуктуациями плотности фона фото-



$\lambda 5250$

$\alpha$

$\delta$

$\lambda 5288$

$\delta$

$\alpha$

$\lambda 5123$

$\alpha$

$\delta$

Фиг. 1



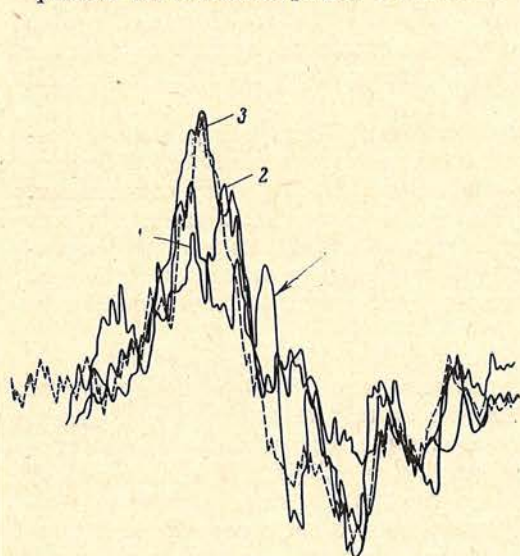
пластинки. Повторные измерения показывают хорошее согласие, если не считать ошибку в нуль-пункте скоростей, вызванную невозможностью точного повторения установки спектрограммы на каретке компаратора.

О реальной точности измерения лучевых скоростей может дать представление величина колебаний их скорости в участке, принимаемом за невозмущенную фотосферу. Она оказалась равной  $\pm 120$  м/сек. Интересно, что измерения этой величины, примерно в тех же участках фотосферы на магнитографе, дают также около  $\pm 130$  м/сек. По-видимому, это результат турбулентии воздуха в спектрографе. Величина лучевых скоростей для щели спектрокомпаратора  $d = 2,3$  мм дает большие колебания. Это связано с уменьшением точности измерений [5].

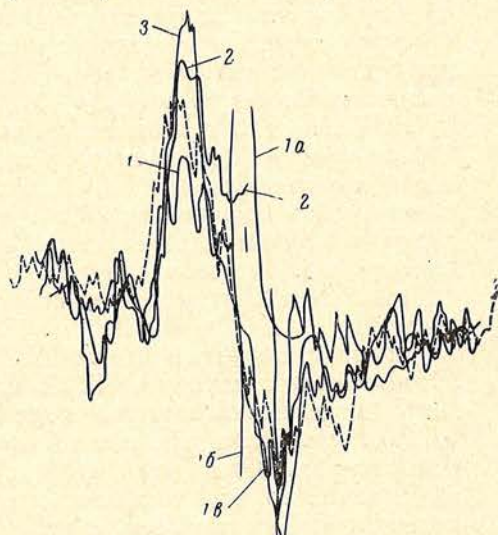
Для того чтобы можно было сравнивать результаты измерений на компараторе с кривой, полученной на магнитографе, кривые хода лучевых скоростей первого ряда наблюдений были построены в масштабе второго ряда.

### СРАВНЕНИЕ ДВУХ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ

На фиг. 2 приведен ход лучевых скоростей для разреза по центру ядра пятна в линии  $\lambda 5250$ . Штриховой кривой представлена запись лучевых скоростей на магнитографе. Остальные кривые (сплошные линии) получены



Фиг. 2



Фиг. 3

из измерения скоростей по спектрограмме с различной шириной щели спектрокомпаратора: 1 соответствует внешней щели  $d = 0,5$  мм; 2 —  $d = 1,65$  мм; 3 —  $d = 2,3$  мм.

Несмотря на некоторое различие величины лучевых скоростей в отдельных точках на разных кривых, наблюдается хорошее согласие в их ходе вдоль разреза, кроме участка, отмеченного отрезком прямой. На этом участке согласие с ходом скорости, определенной на магнитографе, плохое. Наблюдаемое различие лучевых скоростей с изменением ширины щели показывает определенную зависимость, хотя на данной фигуре это менее выражено, чем на последующих. Скорости при ширине щели  $d = 0,5$  мм (1) явно меньше, а при  $d = 2,3$  мм (3) больше, чем на кривой скоростей, полученной на магнитографе ( $d = 1,8$  мм), т. е. максимальные скорости увеличиваются с ростом ширины щели.



На фиг. 3 представлены кривые хода лучевых скоростей для разреза, проходящего через полутень, для той же линии  $\lambda 5250$ . В этом случае, как и в последующих, кривая скоростей, полученная со щелью компаратора  $\lambda = 0,5$  мм, заменена кривой с  $d = 1,35$  мм (1). Из фиг. 3 видно, что наблюдаются существенные различия в ходе кривых в том же участке, что и на фиг. 2. На кривой, полученной с наименьшей щелью компаратора, наблюдается наибольший разрыв в ходе лучевых скоростей; при  $d = 1,65$  мм (2) он уже значительно меньше, а при ширине щели компаратора  $d = 2,3$  мм (3) разрыв отсутствует. На фотографии спектрограммы видно (второй спектр сверху), что в месте разрыва в линии  $\lambda 5250$  наблюдается полное расщепление  $\sigma$ -компонент.  $\pi$ -компонента отсутствует, т. е. мы имеем чисто продольное поле. Ширина щели спектрокомпаратора  $d = 1,35$  мм оказалась недостаточной для охвата обеих компонент линии. Поэтому в области полного расщепления были измерены все три возможных случая движения щели фотометра вдоль линии, т. е. вдоль  $\sigma$ -компонент (кривые 1а, 1б) и в промежутке между ними (кривая 1с). Величины максимальных скоростей для компонент на фигуре не поместились. Следует отметить, что в действительности это не лучевые скорости, а величины расщепления линии в магнитном поле. Представление о действительной скорости в этой области может дать ход кривой при измерении промежутка между расщепленными компонентами, т. е. 1с. Ход ее хорошо согласуется с ходом кривой, полученной с  $d = 2,3$  мм, т. е. когда величина щели компаратора превышает величину расщепления линии. Последние две кривые показывают хорошее согласие также с ходом кривой скоростей, полученной с магнитографом.

На фиг. 4 и 5 приведен ход лучевых скоростей для разреза соответственно по центру ядра пятна и по полутени пятна для линии  $\lambda 5288$ . Ширины щелей и обозначения те же, что на фиг. 3. Сравнение кривых показывает, в отличие от кривых для  $\lambda 5250$ , хорошее совпадение их хода для обоих рядов наблюдений. Исключение составляет область, отмеченная отрезком прямой. Разрывов нет. На примере этих фигур особенно отчетливо видно, что максимальные скорости с увеличением ширины щели растут.

Наконец, на фиг. 6 приведены кривые скоростей для разреза через полутень пятна для линии  $\lambda 5123$ , не чувствительной к магнитному полю. Ширина щели магнитографа в этом случае была уменьшена и равнялась  $1,4 \times 0,7$  мм. Параметры щели компаратора были взяты, как и в предыдущих случаях. Видно, что при ширине щелей  $d = 1,35$  мм (1) и  $1,65$  мм (2) наблюдается не только качественное, но и хорошее количественное совпадение лучевых скоростей с кривой, полученной с магнитографом. В случае  $d = 2,3$  мм, как и на всех предыдущих фигурах, максимальные скорости систематически больше, хотя вид кривой скоростей вдоль разреза остается тем же.

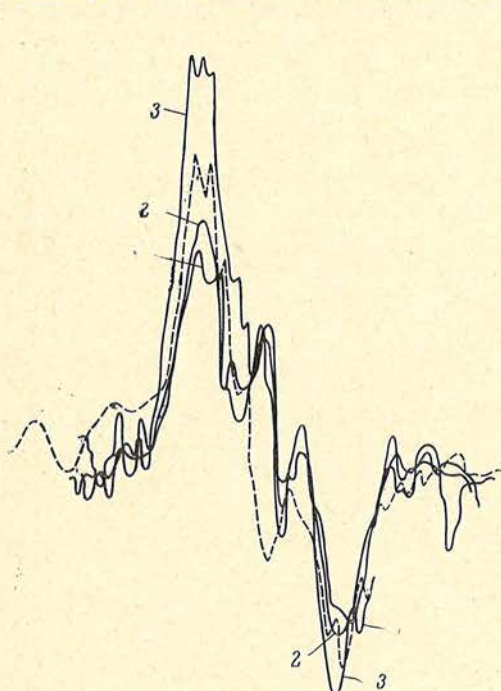
Как отмечалось выше, измерения лучевых скоростей на спектрограмме проводились на фотоэлектрическом компараторе, который по принципу сходен с магнитографом. Однако отличие этих двух методов не только в том, что один раз лучевая скорость измеряется непосредственно, а другой — по спектрограмме. Существует по крайней мере два обстоятельства, которые существенно делают различными эти два способа измерения лучевых скоростей.

Во-первых, спектрокомпаратор Брунса имеет один фотоумножитель, в то время как на магнитографе их два. Во-вторых, компенсатор лучевых скоростей магнитографа работает только на основе использования немодулированной части потока, падающего на ФЭУ [1]. Это обстоятельство при интерпретации результатов измерений следует иметь в виду. Кроме того, при измерениях на спектрокомпараторе мы видим линию на экране, т. е. мы можем проконтролировать, как располагаются щели относитель-

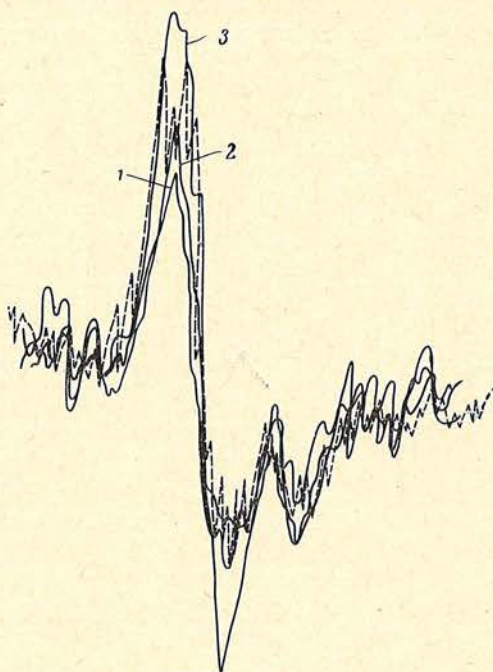


но линии, в то время как на магнитографе измерения проводятся «вслепую», т. е. мы не знаем, как меняется форма контура используемой линии.

Для того чтобы проконтролировать правильность измерений на фотоэлектрическом спектрокомпараторе, были измерены лучевые скорости

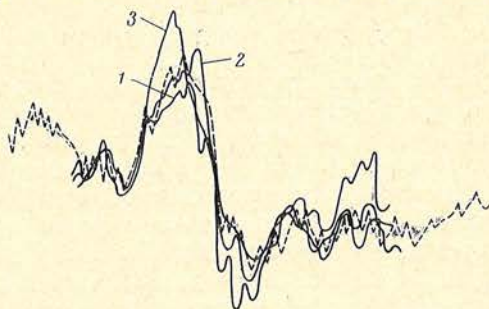


Фиг. 4



Фиг. 5

еще двумя способами. Один из них основан на измерении скорости по контуру спектральной линии. С этой целью было получено около 30 контуров линий вдоль разреза пятна при помощи микрофотометра МФ-2. Высота спектра бралась равной высоте при измерении на магнитографе. В качестве репера для определения лучевой скорости была использована капроновая нить, которая натягивалась на пластинку перпендикулярно дисперсии.

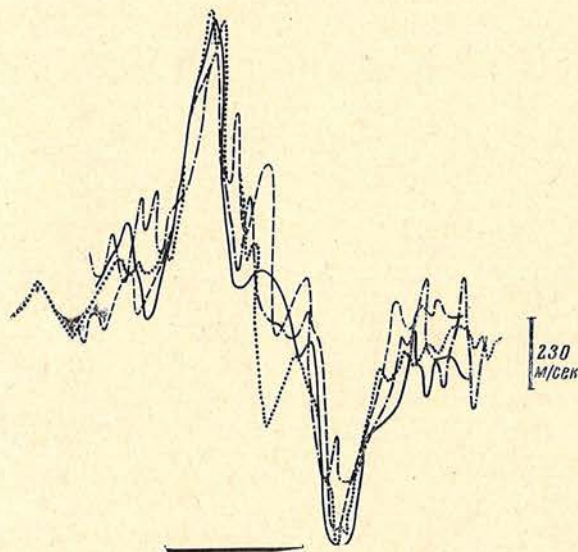


Фиг. 6

Другой метод основан на определении лучевых скоростей на визуальном спектрокомпараторе. Для этого был использован измерительный прибор УИМ-23, так как в типовом спектрокомпараторе ИЗА-2 не предусмотрено достаточно точное движение каретки перпендикулярно дисперсии. Чтобы выделить из спектра высоту линии, соответствующую наблюдению на магнитографе, была сделана насадка на объектив с диафрагмой.



На фиг. 7 приведены результаты измерения хода лучевых скоростей по линии  $\lambda 5288$  для разреза по центру пятна, полученные четырьмя способами. Кривые даны без усреднения, кроме случая измерения на визуальном компараторе (штрих-пунктир), где учтено измерение с поворотом спектрограммы на  $180^\circ$ . Несмотря на многократность наведений нити микроскопа на линию, последний метод дает большие ошибки, чем другие.



Фиг. 7

Особенно велики они в области ядра пятна. По-видимому, наибольший вес следует придать определению лучевых скоростей по контуру линии (сплошная линия). Из фигуры видно, что все методы дают хорошее согласие, кроме участка, отмеченного внизу отрезком, где кривая лучевой скорости, полученная с магнитографом (пунктир), резко отклоняется вниз по сравнению с другими. Штриховой линией показаны измерения фотографическим методом.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

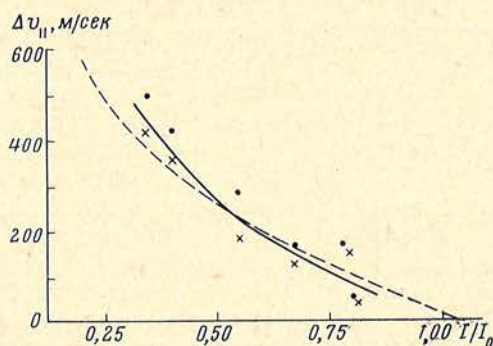
Из проведенных сравнений следует, что для всех рассмотренных линий для одинаковых щелей фотометров в двух рядах наблюдений различия в лучевых скоростях не наблюдается, кроме участка, отмеченного отрезком прямой. При меньших и больших щелях компаратора получаются соответственно систематически меньшие или большие максимальные скорости. Так как с увеличением ширины щели  $d$  фотометра мы переходим к крыльям контура линии, а они, как известно, образуются в более глубоких слоях атмосферы Солнца, то наблюдаемый факт говорит об увеличении скорости в пятне с глубиной. Такой результат не противоречит наблюдаемому эффекту Эвершеда (см. например, [6]).

Чтобы выяснить причину несоответствия скоростей в отмеченной области, обратимся сначала к наблюдениям в линии  $\lambda 5288$ , так как в этом случае малый фактор Ланде дает возможность не учитывать в первом приближении влияние магнитного поля. В случае разреза по полутени в этой линии (фиг. 5) нет заметного различия между кривыми хода скоростей, определенными на магнитографе (штриховая линия) и на спектрокомпараторе для случая II, когда условия близки к случаю наблюдений на магнитографе. Однако в случае разреза по центру пятна (фиг. 4) отли-



чие явно существует. В данном примере этот участок соответствует области ядра пятна, через которую проводился разрез. Кстати, такая же примерно картина несоответствия хода лучевой скорости, определенной на магнитографе и по спектрограмме, наблюдается на фиг. 2, относящейся к разрезу через центр пятна для линии  $\lambda 5250$ . То, что это не результат ошибки измерения на фотоэлектрическом компараторе, а присуще измерениям скорости на магнитографе, видно также из фиг. 7.

Так как это область ядра пятна, то естественно связать получившееся различие с потемнением в пятне. С этой целью был найден ход изменения интенсивности непрерывного спектра вдоль разреза вблизи линии  $\lambda 5288$ . Результаты сравнения изменения лучевой скорости в зависимости от интенсивности приведены на фиг. 8. По оси абсцисс отложены интенсивности в единицах интенсивности непрерывного спектра в фотосфере, по оси ординат — разности скоростей. Крестиками обозначены разности между скоростями, полученными на магнитографе и по контуру линии. Точками обозначены разности между скоростью, полученной на магнитографе, и средней из полученных двумя способами — по контуру линии и на фотоэлектрическом компараторе. Как следует из фиг. 8, существует явная зависимость разности скоростей от интенсивности непрерывного спектра. Разность в центре пятна достигает 450 м/сек.



Фиг. 8

Так как эта ошибка присуща магнитографу и отсутствует в фотоэлектрическом компараторе, то нужно искать причину в различии их устройства. Как отмечалось выше, основным отличием этих двух приборов при измерении лучевых скоростей является использование в магнитографе двух фотоумножителей вместо одного в спектрокомпараторе.

Этот же результат был получен другим способом в [7]. На фиг. 8 штриховой линией дана зависимость, полученная в указанной статье. Видно, что совпадение с нашими измерениями вполне удовлетворительное. Отсюда следует, что, действительно, наблюдаемое фиктивное изменение скорости является следствием разбалансировки фотоумножителей магнитографа при изменении величины светового потока.

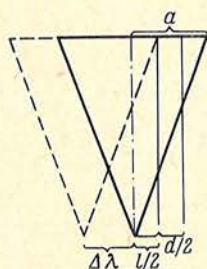
Таким образом, любая причина, приводящая к изменению освещенности щели спектрографа, вызывает искажение истинных лучевых скоростей. Поэтому для исправления записи лучевых скоростей на магнитографе необходимо одновременно записывать и яркость. Таким способом можно исправить записи лучевой скорости, приняв за единицу яркость, которая была при проведении балансировки фотоумножителей. В заключение отметим, что хотя этот путь в принципе позволяет учесть ошибку, для определения лучевых скоростей лучше использовать магнитограф с одним фотоумножителем (например, описанный в [8]).

Перейдем теперь к рассмотрению разрезов по полутени пятна. В этом случае ошибкой, вносимой изменением яркости спектра, можно пренебречь ( $I/I_0 = 0,94$ ), что подтверждается по линиям  $\lambda 5288$  и  $\lambda 5123$  (фиг. 5, 7). Однако в случае разреза по полутени в линии  $\lambda 5250$  дело обстоит значительно сложнее. В области, отмеченной отрезком прямой на фиг. 3, наблюдается полное расщепление  $\sigma$ -компонент. Как показано выше, щель спектрокомпаратора  $d$  при недостаточной для охвата линии ширине можно направить в случае продольного поля по одному из трех путей.



Рассмотрение фиг. 3 показывает, что ход скорости по записи на магнитографе идет по тому же пути, что и для  $d = 1,35$  мм при ведении щелей между двумя  $\sigma$ -компонентами (кривая 1в). То, что описанный путь правильно отражает ход лучевой скорости, следует из сравнения этой кривой с кривыми фиг. 4 и 5, где магнитное поле еще недостаточно велико для полного расщепления линии ( $\lambda 5288$ ) или вовсе не влияет ( $\lambda 5123$ ). Это видно также из рассматриваемой фигуры для щели  $d = 2,3$  мм, когда щели спектрокомпаратора достаточно велики, чтобы охватить линию по внешним крыльям  $\sigma$ -компонент (3).

В случае магнитографа мы имеем несколько иной принцип измерения лучевой скорости — автоматическое поддержание линии на щели основано на разбалансировании анодных токов ФЭУ при сдвиге линии со щелей.



Фиг. 9

При этом используются только постоянные слагающие анодных токов ФЭУ [1]. Таким образом, чем больше линия расщеплена, тем меньшая часть контура линии — при чисто продольном поле — участвует в образовании постоянного тока на ФЭУ.

При некотором значении магнитного поля  $H$  эта постоянная часть для данных размеров щелей может обратиться в нуль. Тогда лучевая скорость может быть ошибочной ввиду возникновения неустойчивого равновесия. Рассмотрим этот вопрос количественно.

На основе фиг. 9, где линия представлена схематически в виде треугольника, можно найти критическое значение  $H$ , при котором каждая  $\sigma$ -компонента будет попадать только в одну из щелей магнитографа. Если обозначить через  $a$  полуширину линии, через  $l$  — размер внутренней диафрагмы щелей магнитографа, через  $d$  — размер внешней щели, как и раньше, то критическую величину расщепления можно представить в виде

$$\Delta\lambda_k = a - \frac{l}{2}.$$

В нашем случае для линии  $\lambda 5250$  на магнитографе проводились измерения с  $l = 0,7$  мм. Тогда из соотношения между магнитным полем и величиной расщепления  $\Delta\lambda$  для простого зеемановского эффекта

$$\Delta\lambda = 4,67 g \lambda^2 H \cdot 10^{-5}$$

находим, что критическое поле будет 1670 э. Оценка величины магнитного поля в этом месте пятна дает примерно такую же величину — 1640 э, т. е. мы имеем как раз тот случай, когда компенсатор лучевых скоростей из-за возникновения неустойчивого состояния может дать ошибочные результаты.

Действительно, рассмотрим кривые хода скоростей, полученных с магнитографом. Для всех трех линий в записях скоростей наблюдаются два значительных минимума. В случае линий  $\lambda 5288$  и  $\lambda 5123$  минимум в областях, отмеченных отрезком прямой, примерно в 1,5 раза больше, чем минимум, расположенный правее. Однако в случае линии  $\lambda 5250$  оба пика равны. По-видимому, такое различие связано как раз с достижением критического расщепления в линии  $\lambda 5250$ . На это указывают и измерения на спектрокомпараторе (кривая 1в на фиг. 3). Подсчет показывает, что эта ошибка не менее 300 м/сек. Таким образом, действительно при продольном поле только при расщеплении, меньшем  $\Delta\lambda_k$ , можно доверять лучевым скоростям, определяемым на магнитографе.

Возникает вопрос, почему в случае разреза по центру пятна (фиг. 2), при учете ошибки за изменение яркости спектра получается хорошее согласие данных магнитографа и компаратора, хотя поле в этом случае



больше, чем критическое. Объяснение надо искать в виде расщепления спектральной линии в этой области. На спектрограмме видно, что в этом случае наблюдаются все три компонента зеемановского расщепления. Так как  $\pi$ -компонента линии значительно интенсивнее  $\sigma$ -компонент, то измерения на фотоэлектрическом компараторе ведутся по средней линии. То же самое происходит и в случае магнитографа. При наблюдении продольной составляющей поля  $\pi$ -компонента линии проходит поляризационную оптику без модуляции и входит в постоянные слагающие анодных токов ФЭУ. Таким образом, при достаточно интенсивной  $\pi$ -компоненте, т. е. при не слишком малых углах  $\gamma$  между направлением магнитного поля и лучом зрения, этот тип ошибки несуществен.

## ВЫВОДЫ

Из сравнения хода лучевых скоростей, полученных на регистраторе лучевых скоростей магнитографа и по измерениям спектрограмм, можно сказать, что величина скорости, определенная на магнитографе, может быть ошибочной по крайней мере по двум причинам. Во-первых, если магнитное расщепление велико  $\Delta\lambda \geq a - l/2$ , результат измерений при некоторых условиях может не быть реальным. Ответ в этом случае можно дать только после рассмотрения соответствующего разреза спектрограммы. Прежде всего этот вывод касается линии  $\lambda 5250$ , которая очень чувствительна к магнитному полю.

Из нашего рассмотрения следует также следующий практический вывод. Так как в магнитографе лучевая скорость определяется немодулированной частью света, падающей на фотоумножитель, то для получения истинных значений скорости следует правильно соотносить размеры внутренней диафрагмы щелей магнитографа [4] с шириной используемой спектральной линии. При уменьшении ширины внутренней диафрагмы мы согласно критерию увеличиваем диапазон надежности измерений скоростей в сторону больших магнитных полей и наоборот.

Во-вторых, всякое изменение освещенности щели спектрографа приводит, при применении в магнитографе двух фотоумножителей, к появлению фиктивной скорости, которая возникает от разбалансировки фотоумножителей. Этот вывод находится в согласии с результатом [7].

Обе ошибки в полной мере проявляются в солнечном пятне. Первая из них может сказываться как в ядре, так и в полутени, в зависимости от величины и направления магнитного поля. Вторая — главным образом в ядре, где замечен спад интенсивности в непрерывном спектре. В других областях солнечной поверхности может проявляться только вторая из них и при достаточном постоянстве атмосферных условий, измеренным на магнитографе лучевым скоростям вполне можно доверять.

В принципе обе эти ошибки можно учесть. В первом случае следует подбирать размеры щелей магнитографа (как  $l$ , так и  $d$ ). Однако во избежание недоразумений лучше использовать менее чувствительную к магнитному полю линию. Для учета второй ошибки следует проводить одновременно запись яркости. Но, чтобы избавиться от этой ошибки полностью, следует определять скорость на магнитографе с одним фотоумножителем.

Попутно также было получено, что с удалением щелей фотометра от центра линии найденные максимальные скорости растут. Этот результат подтверждает тот известный факт, что с глубиной скорости в пятне увеличиваются.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность А. Б. Северному за предоставление возможности наблюдать на БСТ Крымской обсерватории, а также С. И. Гопасюку за помощь при наблюдениях.

25 апреля 1965 г.



### Литература

1. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 19, 3, 1958.
2. В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 23, 184, 1960.
3. С. И. Гопасюк, М. Б. Огирь, Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. обс., 30, 148, 1963.
4. Г. В. Ку克林, В. Е. Степанов. Бюлл. «Солнечные данные», № 1, 2, 1963.
5. А. В. Брунс, В. Бумба. Изв. Крымской астрофиз. обс., 22, 134, 1960.
6. С. Е. St. John. Astrophys. J., 37, 322, 1913.
7. С. И. Гопасюк, А. Б. Северный. Бюлл. «Солнечные данные», № 12, 1964.
8. Л. М. Котляр. Изв. ГАО, № 167, 95, 1961.



ФОТОСФЕРНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ  
И СТРУКТУРА НЕВОЗМУЩЕННОЙ ХРОМОСФЕРЫ

Т. Т. Цан

Проводится сопоставление яркости узелков в невозмущенной хромосфере с продольными магнитными полями, записанными по фотосферной линии железа  $\lambda 5250 \text{ \AA}$ . Обнаружено, что яркость узелков растет в среднем с увеличением напряженности магнитного поля. Примерно в 74% от общего числа случаев наблюдается соответствие между наличием магнитного поля в фотосфере и свечением кальция в хромосфере.

PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS AND THE STRUCTURE OF THE UNDISTURBED CHROMOSPHERE, by T. T. Tsap.— The brightness of knots in the undisturbed chromosphere is compared with transversal magnetic fields recorded in the photospheric iron line  $\lambda 5250 \text{ \AA}$ . It is found that on the average the brightness of the knots increases with increasing field strength. In about 74% of the total number of cases an accordance is observed between the presence of a magnetic field in the photosphere and calcium emission in the chromosphere.

На спектрогелиограммах, полученных в центральных частях линий H и K  $\text{Ca}^+$  и  $\text{H}_\alpha$ , кроме флоккулов и волокон видно, что вся поверхность Солнца покрыта мелкими флоккулами (крупными яркими узелками), которые, как показано в [1—3] на спектрогелиограммах, снятых при хороших изображениях и высокой разрешающей силе спектрогелиографа, распадаются на более мелкие узелки с размерами около  $1''$ . Крупные узелки располагаются в цепочки, образуя хромосферную сетку.

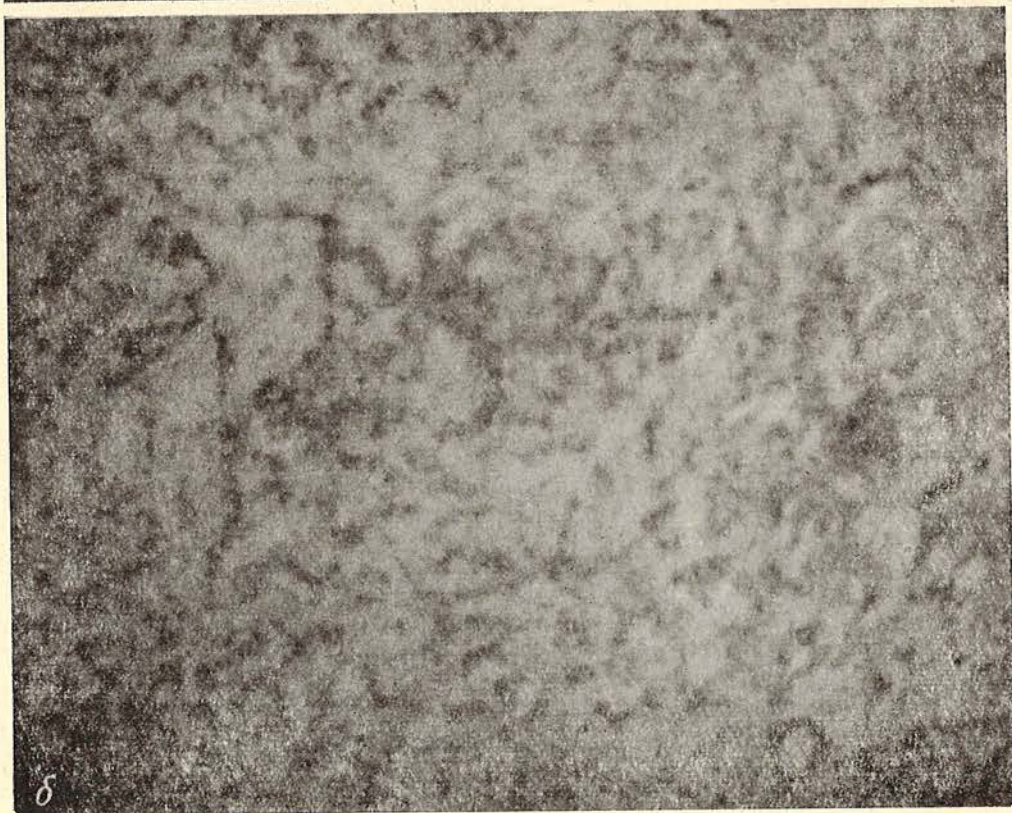
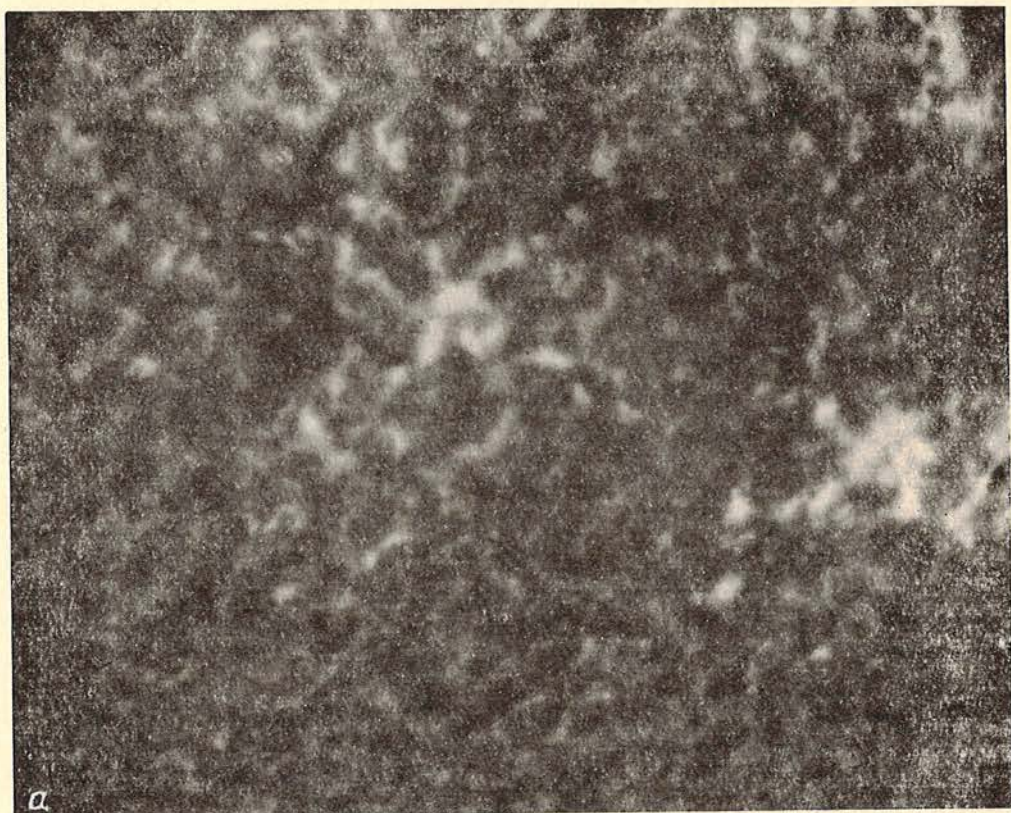
Размеры ячеек хромосферной сетки составляют 20—50 тыс. км [3]. Время жизни крупных узелков в линиях H и K  $\text{Ca}^+$  заключено в пределах 6—14 час. [4]. Хромосферная сетка существует около суток. Продолжительность жизни водородных узелков изучалась К. О. Кипенхойером [5] на снимках, полученных с помощью интерференционно-поляризационного фильтра. Он оценил продолжительность жизни узелков в одни сутки.

Связь узелков и хромосферной сетки с фотосферными магнитными полями исследовалась Р. Б. Лейтоном и др. [6, 7], которые указали на тесную связь между яркими узелками, магнитными полями и хромосферной сеткой. К такому же выводу пришел С. Б. Пикельнер [8] на основе некоторых теоретических соображений.

В данной работе проводится сопоставление структуры крупных узелков, образующих хромосферную сетку, с продольными фотосферными магнитными полями. Получение этих зависимостей необходимо для выяснения механизма образования как отдельных узелков, так и хромосферной сетки. Кроме того, такие исследования важны для понимания природы флоккулов.

Материал, изученный нами, был получен на башенном телескопе Крымской астрофизической обсерватории [9].

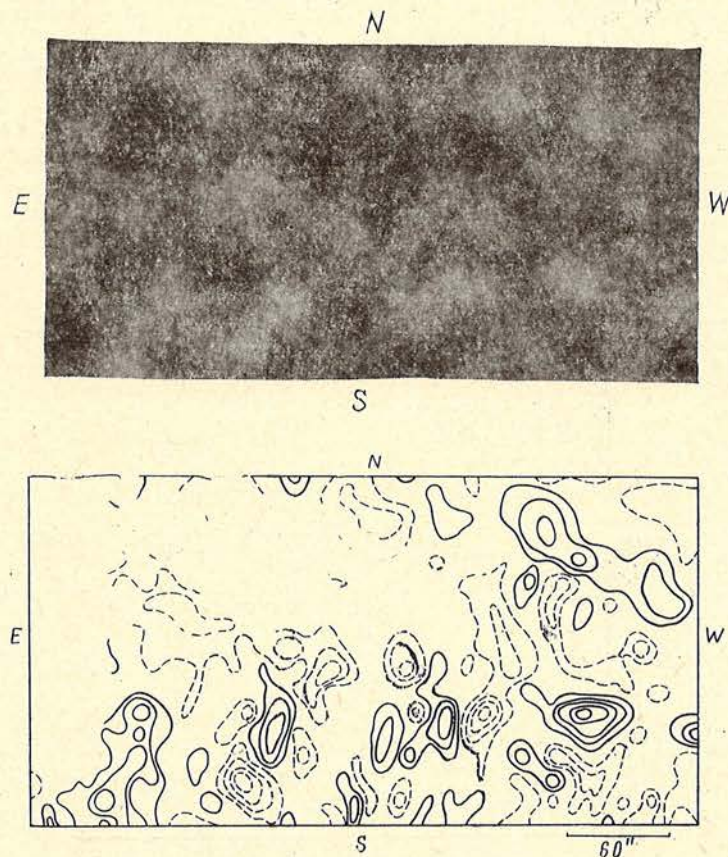




Фиг. 1. Спектротелиограммы одного и того же участка Солнца за 18.V 1962 г.  
 а — в свете линии  $K_{232} Ca+$  диаметр Солнца 33 см; б — в крыле линии  $H_{\alpha}$ ,  $\Delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$ , диаметр  
 Солнца 33 см



Узелки и хромосферная сетка изучались по спектрогелиограммам, полученным на двойном спектрогелиографе обсерватории одновременно в двух линиях: К и  $H_{\alpha}$ . Обычно мы получали снимки в центре К-линии, т. е. в  $K_{232}$  и в крыле  $H_{\alpha}$ . Диаметр изображения Солнца во время съемки равнялся 110 или 45 мм.



Фиг. 2. Карта магнитного поля и спектрогелиограмма в линии  $K_{232}$  за 5.V 1965 г.

Сплошная линия — S-полярность, штриховая — N-полярность

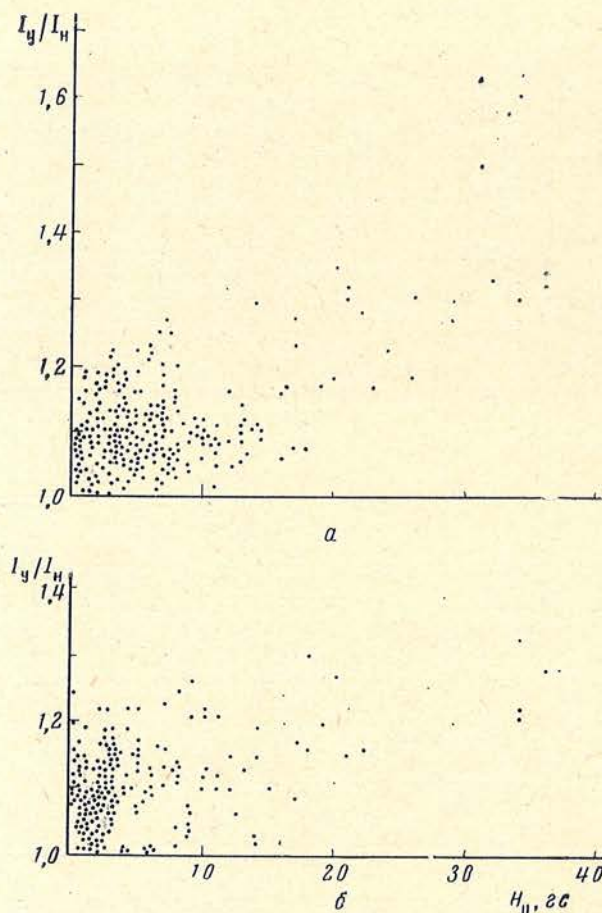
Измерения яркости узелков проводились на регистрирующем микрофотометре МФ-4 вдоль тех же разрезов на Солнце, вдоль которых велась запись магнитного поля. Яркость в узелках  $I_y$  выражалась в единицах яркости соседней невозмущенной хромосферы  $I_n$ , т. е. определялась величина  $I_y/I_n$ .

Запись магнитных полей велась по фотосферной линии железа  $\lambda 5250 \text{ \AA}$  на магнитографе Крымской астрофизической обсерватории [10, 11]. Гелиометрическое разрешение во время записи полей равнялось  $5'' \times 9''$ . Минимальные значения записываемых полей 1 гс. Подробно изучались записи магнитных полей и спектрогелиограмм, полученные 18.V 1962 г., 16 и 17.X 1964 г.; 17.III и 5.V 1965 г.

На фиг. 1 приведены репродукции спектрогелиограмм, полученных одновременно в линии  $K_{232}$  и красном крыле линии  $H_{\alpha}$  на расстоянии  $0,5 \text{ \AA}$  от центра, на которых хорошо видна хромосферная сетка. Из сравнения фиг. 1, а и б видно хорошее соответствие между положением ярких узелков, наблюдаемых в  $K_{232}$ , и темных узелков, видимых в красном крыле  $H_{\alpha}$ . На это указывалось ранее в [12].



Рассмотрение спектрогелиограмм, снятых последовательно через различные интервалы времени, показывает, что ячейки, образующие хромосферную сетку, очень устойчивы и существуют более суток, крупные узелки — полсутки и дольше.



Фиг. 3. Зависимость яркости узелков от величины напряженности продольного магнитного поля для невозмущенной области

*a* — 17.X 1964 г.; *б* — 5.V 1965 г.

Изучение движений отдельных крупных узелков, проведенное нами ранее [13], показало, что их взаимное перемещение происходит со средней скоростью 116 м/сек. Таким образом, все это указывает на то, что ячейки хромосферной сетки являются очень устойчивыми образованиями.

Интересно сопоставить фотосферные магнитные поля с расположением отдельных ярких узелков. На фиг. 2 приведены карта магнитного поля и фотография этого же участка в центре диска Солнца в  $K_{232}$ -линии за 5.V 1965 г. На карте линии изогаусс проведены через 2,5; 6,25; 22,5; 25 и 37,5 гс.

Из фигур видно, что яркие узелки в  $K_{232}$  и соответственно темные в крыле  $H_{\alpha}$  хорошо совпадают с соответствующими холмами магнитного поля и повторяют их форму, за исключением того факта, что в некоторых местах наблюдается смещение узелков по отношению к соответствующим холмам поля. На это обстоятельство впервые указано в [14].

На фиг. 3 приведена зависимость между величиной напряженности продольного магнитного поля и ходом яркости для областей 17.X 1964 г.



и 5.V 1965 г. Из графиков видно, что яркость флоккулов в среднем растет с увеличением напряженности магнитного поля. Эта связь более четко выражена для больших полей. В общем оказалось, что примерно в 74% случаев имеется соответствие между наличием магнитного поля и свечением кальция. Таким образом, как в невозмущенной, так и в активной хромосфере [15, 16] существует тесная связь между фотосферными магнитными полями и деталями структуры хромосферы.

Все это можно понять, если допустить, что магнитное поле фотосферы проникает в хромосферу и определяет ее структуру.

Наконец, отметим следующее. Проведенная ранее [13] фотометрия хромосферных узелков вне активной области по спектрогелиограммам, полученным в 1960 г., показала, что среднее значение относительных яркостей узелков равно 1,57 в некоторых условных единицах. Среднее же значение относительных яркостей для невозмущенных областей, наблюдавшихся в 1965 г., оказалось ниже 1,12. Это указывает, по-видимому, на убывание яркости кальциевых узелков от максимума к минимуму солнечной активности. В связи с этим следует, что и средняя интенсивность магнитного поля тоже убывает от максимума к минимуму. Этот вопрос будет исследован подробнее нами в дальнейшем.

В заключение приношу глубокую благодарность чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за ценные указания при выполнении работы.

Май 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. G. E. Hale, F. E. Ellerman. Publ. Yerkes Obs., 3, Pt. 1, 1903.
2. L. d'Ambuja. Ann. Obs. Paris — Meudon, 8, fasc. 2, 1930.
3. К. де Ягер. Строение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
4. C. Mascis. Rend. Accad. Naz. Lincei Roma, Ser. 8, 21, 303, 1956.
5. K. O. Kiepenheuer. Zs. Astrophys., 42, 209, 1957.
6. R. B. Leighton. Astrophys. J., 130, 366, 1959.
7. G. W. Simon, R. B. Leighton. Astrophys. J., 140, 3, 1120, 1964.
8. С. Б. Пикельнер. Астрон. ж., 39, 973, 1962.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 15, 31, 1955.
10. Н. С. Никулин, А. Б. Северный, В. Е. Степанов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 3, 1959.
11. Н. С. Никулин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 209, 1963.
12. C. de Jager. Space Sci. Rev., 1, № 3, 487, 1963.
13. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 45, 1961.
14. А. Б. Северный. Астрон. ж., 42, 217, 1965.
15. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 200, 1964.
16. Т. Т. Цап. Изв. Крымской астрофиз. obs., 33, 92, 1965.



ОБ ИЗМЕНЕНИИ ФИЗИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ ПЯТНА  
С ЕГО РАЗВИТИЕМ

Н. Н. Степanian

Получены спектры головного пятна за период полного развития группы (семь дней). Для каждого дня наблюдений определены площадь пятна, магнитное поле, яркостная температура при  $\lambda 6250 \text{ \AA}$  ( $T_{\text{ярк}}$ ) и температура возбуждения ( $T_{\text{в}}$ ). Найдено, что при развитии пятна разность  $T_{\text{ярк}} - T_{\text{в}}$  уменьшается и для момента наибольшей площади и самой низкой температуры становится близкой к нулю. После этого разность вновь возрастает. Такое выравнивание температур объясняется ослаблением влияния фотосферы при росте пятна и образованием в нем изотермической области.

Рассмотрены возможности быстрого определения температуры возбуждения по изменению эквивалентных ширин отдельных линий с малыми потенциалами возбуждения нижнего уровня. Предложен метод определения  $T_{\text{в}}$  по сопоставлению эквивалентных ширин четырех линий. Преимуществом метода является быстрота и независимость определения от влияния рассеянного света. Недостаток — увеличение ошибок в четыре раза по сравнению с определением эквивалентной ширины. Применение этого метода наиболее целесообразно при фотоэлектрических наблюдениях.

CHANGES IN THE PHYSICAL STATE OF A SUNSPOT IN THE COURSE OF ITS DEVELOPMENT, by N. N. Stepanyan.— Spectra of the leading spot have been obtained during the whole period of development of the group (7 days). The spot area, magnetic field, brightness temperature at  $\lambda 6250 \text{ \AA}$  ( $T_{\text{ярк}}$ ) and excitation temperature ( $T_{\text{в}}$ ) were determined for every day of observations. It is found that during the development of the spot  $T_{\text{ярк}} - T_{\text{в}}$  decreases and, at the moment of area maximum and lowest temperature, is close to zero. After this the difference increases again. This smoothing of temperature is explained by a weakening of the influence of the photosphere during the growth of the spot and the formation of isothermal region in the spot.

The possibilities of a rapid determination of excitation temperature from equivalent width variations of separate lines with a small excitation potential of the ground level are discussed. A method is proposed which enables a rapid determination of  $T_{\text{в}}$  from a comparison of the equivalent widths of four lines. The method is free from the influence of light scattering. However the error of one determination exceeds that of the equivalent widths by a factor of 4. The proposed method is most suitable for application to photoelectric observations.

В общем плане изучения активных областей не последнее место должен занимать вопрос о развитии пятен. Изменение площади пятен, характер их собственных движений достаточно хорошо изучены. Проводилось сопоставление магнитного поля пятна и его площади. Что касается температуры, то наблюдения разных авторов позволяют сделать вывод, что чем больше площадь пятна, тем ниже его температура. О характере этой зависимости можно судить по фиг. 1, взятой из [1], где нанесены  $\Delta\theta = 5040 \left( \frac{1}{T^*} - \frac{1}{T} \right)$  в зависимости от диаметра тени пятна в секундах дуги. Здесь  $T^*$  и  $T$  — температуры при  $\tau = 1$  в пятне и в фотосфере соответственно. Вертикальные линии соответствуют наблюдениям Макита и Моримото, а горизонтальная — наблюдениям Мишара.

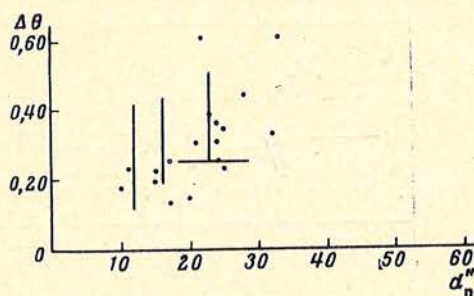


Представляется существенным изучить спектроскопически изменение физических характеристик пятна с его развитием. Выяснить, существует ли однозначная зависимость между температурой возбуждения и эффективной температурой, между температурой и площадью пятна или все эти характеристики меняются по-разному на восходящей и нисходящей ветвях развития, при резких изменениях конфигурации пятна, а также во время вспышек около него. Решение хотя бы одной из этих задач требует использования большого материала наблюдений, и если учесть, что для определения температуры возбуждения надо строить кривые роста и определять рассеянный свет, то трудоемкость этой работы представляется почти непреодолимой. В нашем распоряжении имеется богатый спектроскопический материал, полученный во время МГГ на башенном солнечном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Но для его обработки необходимо применить какой-то быстрый метод оценки физического состояния пятна и, по возможности, не связанный с учетом рассеянного света.

Настоящая работа предпринята с целью отработки методики и выяснения величин и характера изменения физических параметров пятна при развитии группы. Для этого было проведено наблюдение одной группы от ее зарождения до распада.

# 1. ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ И ОБРАБОТКА

В августе 1963 г. на спектрографе БСТ с эшелле были получены спектры пятен группы № 83 (нумерация по [2]). Группа появилась из-за восточного края 13.VIII, 14-го ее не было видно на диске, и 15-го она возникла вновь. Ее координаты  $\varphi = -11^{\circ},5$  и  $\lambda = 29^{\circ},5$ . Головное пятно быстро развивалось, а к 20.VIII вновь стало очень слабым. Развитие группы показано на фиг. 2 по зарисовкам на БСТ непосредственно перед съемкой спектров. Диаметр изображения Солнца при этом был 60 см (черточками показаны положения щели при фотографировании спектра). В таблице сведены основные данные об этой группе. Столбцы второй (расстояние головного пятна от центра Солнца), третий и шестой взяты из [2], четвер-

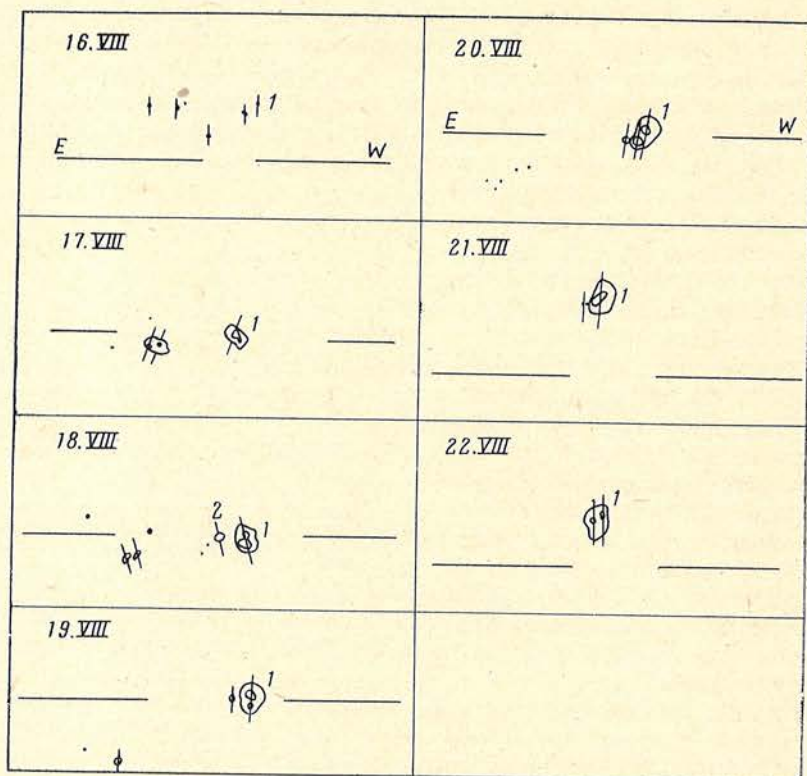


Фиг. 1. Зависимость температуры от диаметра пятна

Т а б л и ц а

| Дата, август 1963 г. | $r/R_{\odot}$ | Число пятен в группе | $S_T$ головного пятна, $10^{-6}$ полусферы | $S_{\text{общ}}$ головного пятна, $10^{-6}$ полусферы | Магнитное поле, $10^2$ гс | $\frac{I_0^*}{I_0}$ | $T_{\text{ярк}}$ | $T_{\text{в}}$ | $R = \frac{W_3 - W_4}{W_1 - W_2}$ |
|----------------------|---------------|----------------------|--------------------------------------------|-------------------------------------------------------|---------------------------|---------------------|------------------|----------------|-----------------------------------|
| 15                   | 0,72          | 3                    |                                            |                                                       | 22                        |                     |                  |                |                                   |
| 16                   | 0,56          | 12                   | 0,54                                       | 0,54                                                  | 11                        | 0,47                | 5240°            | (3940°)        | (0,30)                            |
| 17                   | 0,40          | 17                   | 6,95                                       | 33,4                                                  | 20                        | 0,09                | 3840             | 3580           | 3,96                              |
| 18                   | 0,32          | 16                   | 15,0                                       | 58,0                                                  | 25                        | 0,05                | 3500             | 3560           | 3,80                              |
| 19                   | 0,38          | 20                   | 7,7                                        | 65,0                                                  | 20                        | 0,15                | 4160             | 3620           | 2,56                              |
| 20                   | 0,52          | 16                   | 8,3                                        | 83,2                                                  | 21                        | 0,34                | 4880             | 3760           | 1,66                              |
| 21                   | 0,70          | 13                   | 18,0                                       | 97,0                                                  | 24                        | 0,23                | 4500             | 3690           | 1,72                              |
| 22                   | 0,82          | 7                    | 4,62                                       | 108,0                                                 | 14                        | 0,49                | 5260             | 3960           | 0,08                              |
| 23                   | 0,93          | 4                    |                                            |                                                       |                           |                     |                  |                |                                   |





Фиг. 2. Развитие группы № 83 16—22.VIII 1963 г.

тый и пятый — по нашим измерениям (площади тени и всего пятна в миллионных долях полусферы), о столбцах 7—10 будет сказано позже. Для наглядности данные табл. 1 и зарисовки изучаемого пятна изображены на фиг. 3.

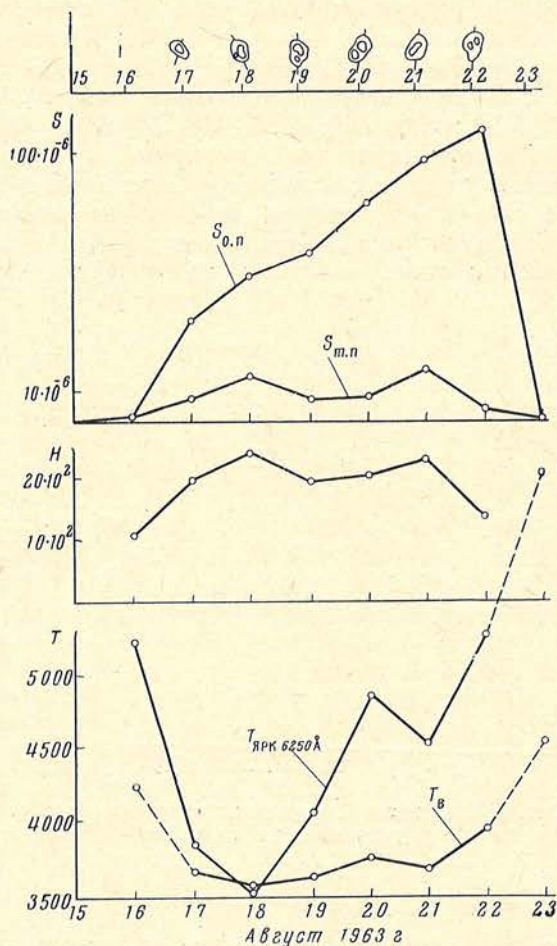
С 16 по 22.VIII получались спектры головного пятна и нескольких других наиболее крупных пятен. Для головного пятна проводилась следующая фотометрическая обработка. В красной области спектра (от 5900 до 6300 Å) было промерено на микрофотометре МФ-4 около 80 неблендированных линий с известными силами осцилляторов. Восемь линий в разных участках спектра (от 4800 до 6500 Å) были обработаны для определения рассеянного света по методу Говарда [3]. Десять атмосферных линий измерены для определения общего рассеянного света на пластинке. Кроме того, в нескольких местах измерялся непрерывный спектр для определения яркостной температуры. Все измерения проведены в пятне и близлежащей фотосфере. С микрофотограмм отсчеты снимались вручную, а дальнейшие операции проводились на электронно-вычислительной машине «Минск-1».

Остановимся несколько подробнее на учете рассеянного света. При фотометрии оказалось, что эквивалентные ширины атмосферных линий в пятне систематически меньше, чем в фотосфере, в то время как они не должны зависеть от интенсивности непрерывного спектра. Рассеянный свет поперек дисперсии, т. е. свет фотосферы, попавший в область пятна, как легко показать, не может изменить эквивалентную ширину атмосферной линии в пятне. Рассеянный свет вдоль дисперсии (например из-за духов решетки) будет в одинаковой степени влиять на величину эквивалентных ширин, так что они останутся равны, хотя и будут отличаться от величины, которая была бы при отсутствии этого рассеянного света. И только общий рас-

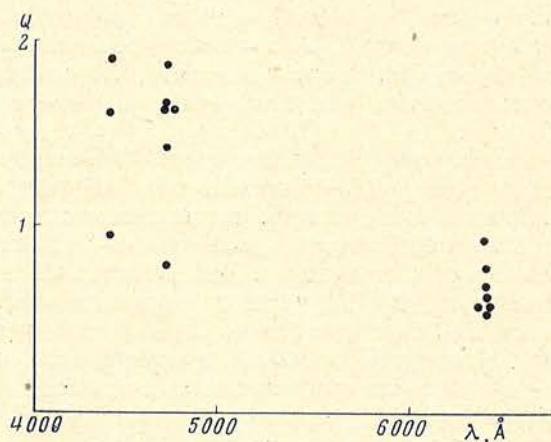


сеянный свет, дающий вуаль на всей пластинке, должен привести к тому, что эквивалентные ширины атмосферных линий в пятне и в фотосфере будут разными. Этим обстоятельством можно воспользоваться для определения рассеянного света или интенсивности вуали пластинки, которую обычно трудно определить, так как плотности, соответствующие ей, лежат в области недодержек, где характеристическая кривая строится с очень низкой точностью. Предположим, что мы построили контуры атмосферной линии в пятне и в фотосфере в интенсивностях. Обозначим через  $a$  и  $a^*$  площади, занимаемые линией в осях  $I, \lambda$  соответственно для фотосферы и пятна.  $I$  и  $I^*$  — измеренные интенсивности непрерывного спектра в фотосфере и пятне,  $C$  — интенсивность рассеянного света, одинаковая для обоих контуров. Так что истинный непрерывный спектр имеет интенсивность  $I - C$  и  $I^* - C$ , площади же, занимаемые линиями, не зависят от  $C$ . Определенные из наблюдений эквивалентные ширины без учета  $C$  будут  $W = \frac{a}{I}$  и  $W^* = \frac{a^*}{I^*}$ , истинные же должны быть  $W_{\text{ист}} = \frac{a}{I - C}$  и  $W^*_{\text{ист}} = \frac{a^*}{I^* - C}$ . Для атмосферных линий  $W_{\text{ист}} = W^*_{\text{ист}}$ , т. е.  $\frac{a}{I - C} = \frac{a^*}{I^* - C}$ . Это равенство позволяет определить  $C$  по известным из наблюдений  $W, W^*$  и  $I, I^*$ . Несложные выкладки дают:

$$C = \frac{aI^* - a^*I}{a - a^*} = \frac{W - W^*}{\frac{W}{I^*} - \frac{W^*}{I}}$$



Фиг. 3. Изменение площади, температуры и магнитного поля головного пятна группы № 83



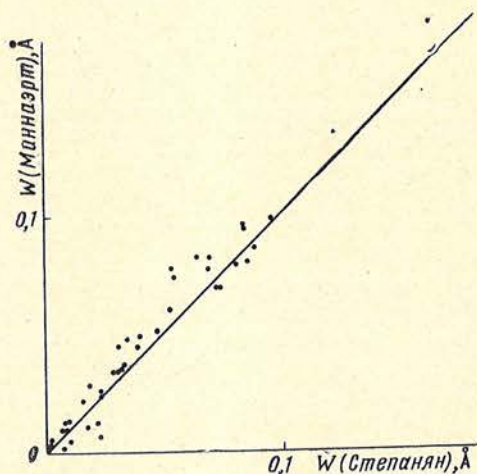
Фиг. 4. Величина рассеянного света, определенная по трем линиям



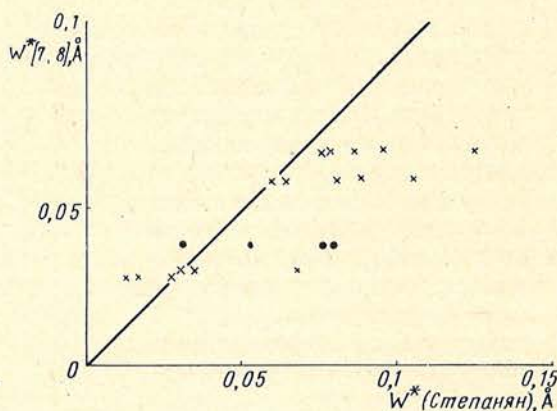
При фотометрической обработке  $C$  определялось как среднее по 10 атмосферным линиям.

Рассеянный свет поперек дисперсии определялся по методу Говарда [3]. Были измерены следующие линии:  $\lambda\lambda 6432,690$ ;  $6238,396$ ;  $5402,782$ ;  $5308,462$ ;  $5305,868$ ;  $5264,810$ ;  $5256,934$ ;  $4884,600$ .

Все эти линии по измерениям [4] не расщепляются в магнитном поле пятна, и можно с большой уверенностью говорить, что их наличие в пятне обусловлено в основном рассеянным светом. При сравнении эквивалентных ширин этих линий в фотосфере, полученных в разные дни наблюдений, оказалось, что только для трех из них разброс  $W$  невелик. Остальные



Фиг. 5. Сравнение измеренных эквивалентных ширин линий с данными Миннарта [6]



Фиг. 6. Сравнение измеренных эквивалентных ширин в пятне с данными [7] (крестики) и [8] (точки)

же дали сильно различающиеся значения и были отброшены. Окончательно рассеянный свет определялся по трем линиям. Величины  $Q = \frac{W}{W - W^*}$  для этих линий приведены на фиг. 4 для всех дней наблюдений. Как видно из графика, в красной части они довольно близки друг к другу и значения их лежат около 0,6. Это несколько выше, чем определено в [5] для того же спектрографа. Следует отметить, что спектры в [5] получены вскоре после мытья зеркал, наши же — перед мытьем. В синей части разброс точек больше.

Наиболее трудоемкая часть фотометрической обработки была проведена на электронно-вычислительной машине «Минск-1». Исходными данными при этом были следующие величины: значения почернений, полученные при промере спектрограмм на МФ-4 (20 точек на каждую линию и 20 точек на прилегающий к ней непрерывный спектр) в пятне и в фотосфере; интервал  $\Delta\lambda$  в  $\text{\AA}$ , через который снимались отсчеты почернений; почернение  $D_0$ , соответствующее химической вуали, и характеристическая кривая в виде таблицы  $D/D_0$  в зависимости от  $I$ .

Были запрограммированы следующие операции.

1. Деление всех отсчетов почернений  $D$  на отсчет, соответствующий химической вуали пластинки  $D_0$ .

2. Перевод этих приведенных почернений в интенсивности по характеристической кривой.

3. Нахождение эквивалентных ширин 10 атмосферных линий в пятне и фотосфере и определение по ним общего рассеянного света  $C$  для каждой линии и среднего  $C$  ( $C_{\text{ср}}$ ).



4. Вычитание  $C$  из всех значений интенсивности.

5. Определение эквивалентных ширин линий, выбранных для учета рассеянного света  $Q$  по методу Говарда и нахождение  $Q$ .

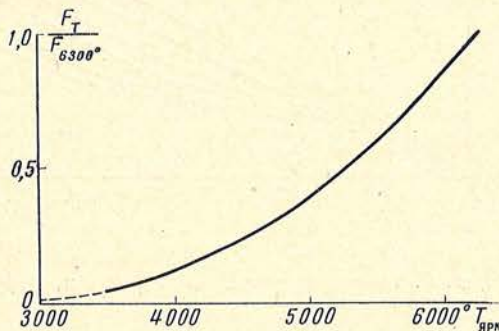
6. Нахождение эквивалентных ширин основных 80 линий с учетом  $C_{\text{ср}}$  в пятне и в фотосфере и исправленных за рассеянный свет  $Q$  значений  $W$  в пятне.

На ленту выдавались для каждой линии в пятне и в фотосфере значения  $1 - \frac{I-C}{I_0-C}$  для всех точек контура и непрерывного спектра; среднее значение непрерывного спектра, определенное по 20 точкам,  $I_0$ ; остаточная интенсивность в центре линии  $r_0$ ; эквивалентная ширина  $W$  и затем эквивалентная ширина в пятне, исправленная за рассеянный свет,  $W^*$ .

Полученные эквивалентные ширины линий в фотосфере были сравнены с данными [6]. На фиг. 5 приводится это сравнение для одного дня наблюдений, когда пятно было ближе всего к центру. Кроме того, мы попытались сравнить полученные нами эквивалентные ширины линий в пятне с результатами других авторов. К сожалению, нам удалось найти только четыре общие линии с [7] и одну с [8]. Результаты сравнения показаны на фиг. 6. Каждому значению  $W^*$  авторов [7] или [8] соответствует несколько наших определений  $W^*$  для разных дней наблюдений. Как видно из графика, большинство точек лежит справа от биссектрисы угла. Три точки, лежащие слева от нее, относятся к линии Ni I, которая ослабевает в пятне. Так что из этого сравнения видно, что здесь дело не в систематических отличиях наших определений  $W^*$ , а в том, что мы, по-видимому, имеем дело с более низкотемпературными пятнами, чем авторы [7] и [8], хотя площади пятен у нас для нескольких дней даже меньше, чем в [7].

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЯТНА

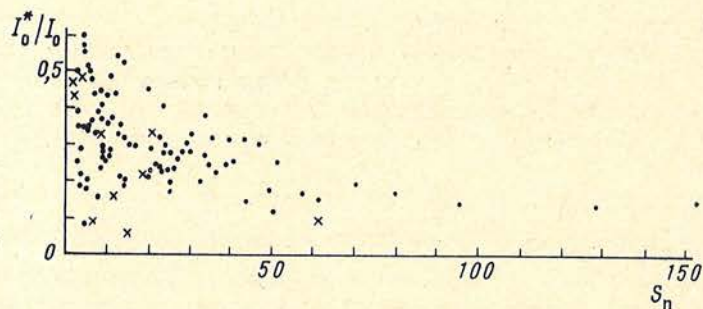
По измерениям непрерывного спектра в пятне  $I_0^*$  и фотосфере  $I_0$  после учета рассеянного света было найдено  $I_0^*/I_0$  для нескольких значений  $\lambda$  около 6250 Å. Измерения в синей части спектра не были использованы



Фиг. 7. Изменение  $F_T/F_{6300^\circ}$  в зависимости от  $T_{\text{ярк}}$

ввиду низкой точности проведения там непрерывного спектра, особенно в пятне. Эти отношения сравнивались с вычисленными теоретически отношениями потоков излучения от абсолютно черного тела при разных температурах к потоку при  $T = 6300^\circ$  — яркостной температуре фотосферы при 6250 Å, определенной нами на основании данных об излучении Солнца в этой области по [9]. Зависимость отношения потоков  $F_I/F_{6300}$  от  $T_{\text{ярк}}$  приведена на фиг. 7. Входя в эту кривую с наблюдаемыми значениями  $I_0^*/I_0$ , мы находили  $T_{\text{ярк}}$ . Отношения  $I_0^*/I_0$  и соответствующие им температуры приводятся в седьмом и восьмом столбцах таблицы. Полученные нами значения были сравнены с фотоэлектрическими измерениями [10]



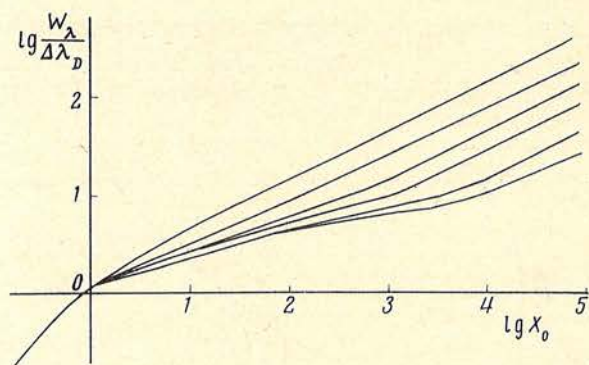


Фиг. 8. Величина  $I_0^*/I_0$  в зависимости от площади тени пятна  
Точки — данные [10], крестики — наши измерения

для наиболее близкой к нашей области  $6040 \text{ \AA}$ . На фиг. 8, взятой из [10], крестиками нанесены полученные нами  $I_0^*/I_0$  в зависимости от площади пятен. В двух случаях у нас получились более низкие значения, чем у авторов [10].

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

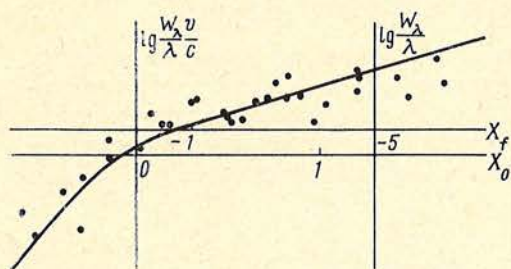
Температура возбуждения в пятне ( $T_v$ ) определялась по кривым роста. Теоретическая кривая взята из [11], где она рассчитана на основании модели Шустера—Шварцшильда (фиг. 9). Был использован метод построения кривой роста, описанный в [12], при котором сначала задается некоторая  $T_v$ , которая впоследствии уточняется. С этим новым значением  $T_v$



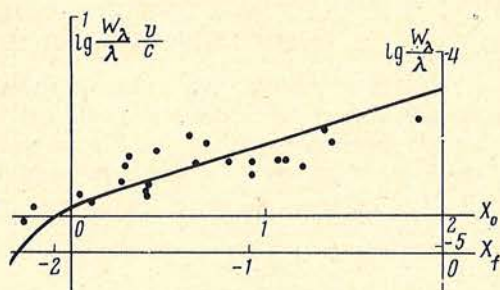
Фиг. 9. Теоретическая кривая роста по [11]

опять строится кривая роста, и второе уточненное значение температуры принимается за окончательное. Кривые роста строились по линиям Fe I. Абсолютные значения сил осцилляторов брались из [13]. Для контроля по нашим фотосферным измерениям выбранных линий была построена кривая роста и определена  $T_v$  фотосферы. Она получилась равной  $4570^\circ$ . Такая же температура получена в [14]. На фиг. 10 и 11 в качестве примера приводим кривые роста для фотосферы и пятна в один из дней наблюдений. Полученные температуры пятна для шести дней (с 17 по 22.VIII) приведены в девятом столбце таблицы. Для сравнения дадим несколько значений  $T_v$ , полученных разными авторами по линиям Fe I для пятен:  $3800^\circ$  [15];  $4200^\circ$  [8];  $4100^\circ$  [3];  $3900^\circ$  [16];  $4000^\circ$  [11]. Таким образом, полученные нами значения в общем несколько ниже, чем у других авторов.





Фиг. 10. Кривая роста для фотосферы

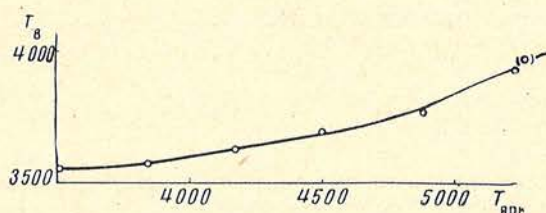


Фиг. 11. Кривая роста для пятна

#### 4. СРАВНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Хорошо известно, что яркостная (или эффективная) температура как фотосферы, так и пятен всегда получается выше, чем температура возбуждения. Общепринятое объяснение этого различия (см., например, [17]) — разные высоты эффективных уровней образования линий и непрерывного спектра при общем росте температуры вглубь.

Наши измерения позволяют сравнить яркостную температуру и температуру возбуждения для одного пятна за шесть дней его развития. Результаты сравнения приведены на фиг. 12. При высоких температурах



Фиг. 12. Сравнение температуры возбуждения и яркостной температуры для изучаемого пятна за шесть дней наблюдений

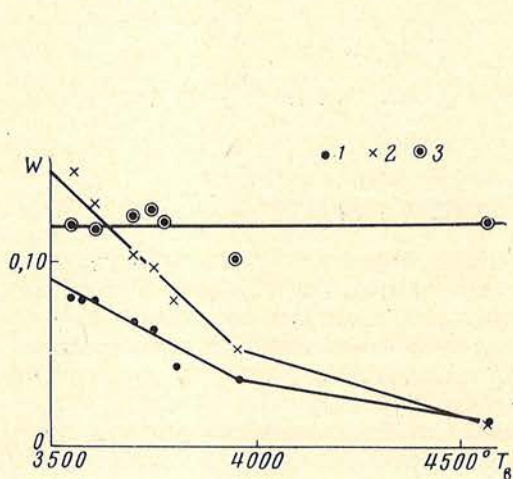
разность  $T_{\text{ярк}} - T_{\text{в}}$  почти такая же, как в фотосфере, но при понижении температуры, что в среднем соответствует увеличению площади пятна, происходит выравнивание температур. Такое изменение можно естественно объяснить тем, что при малом диаметре пятно достаточно сильно прогревается фотосферой и градиент температуры в нем близок к фотосферному, а, следовательно, эффективные уровни, дающие излучение в линиях и в континууме, расположены подобно тому, как в фотосфере. При большем диаметре пятна приток тепла снизу путем конвекции задерживается магнитным полем, а излучение не проникает внутрь пятна из-за большой оптической толщи. Так что до некоторой оптической глубины образуется изотермическая область или хотя бы область с пониженным градиентом температуры. На нисходящей ветви развития пятна при уменьшении его диаметра градиент температуры вновь приближается к фотосферному. Следует отметить, что в [10] градиент температуры для пятна диаметром 23" получился более пологим, чем для пятна диаметром 16".

Конечно, надо иметь в виду, что наш результат получен всего лишь по одному пятну и кривая на фиг. 12 построена по шести точкам. Но можно уверенно сказать, что этот вопрос заслуживает дальнейшего изучения.



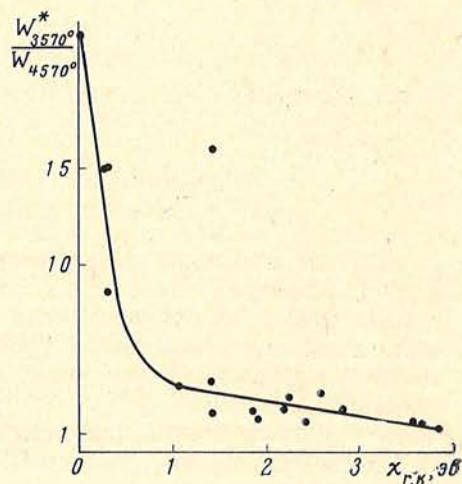
## 5. ПОВЕДЕНИЕ В ПЯТНЕ ЛИНИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ПОТЕНЦИАЛАМИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Общеизвестно, что линии с малым потенциалом возбуждения усилены в пятне, а с большим остаются неизменными или ослабляются при переходе от фотосферы к пятну. Мы поставили себе задачу более детально выяснить этот вопрос, посмотреть, какие линии более чувствительны к температуре и нельзя ли их использовать для быстрых определений  $T_{\text{в}}$ .



Фиг. 13. Изменение эквивалентных ширин трех линий с температурой

1 — линия Fe I  $\lambda 6229,240$ ,  $\lambda = 2,83$  эв; 2 — линия V I  $\lambda 6216,366$ ,  $\lambda = 0,274$  эв; 3 — линия Fe I  $\lambda 5930,194$ ,  $\lambda = 4,63$  эв.



Фиг. 14. Изменение  $W_{3570}^*/W_{4570}$  с потенциалом возбуждения

Для линий с различными потенциалами возбуждения строились графики, на которых по оси абсцисс откладывались температуры возбуждения, определенные для каждого дня наблюдений, а по оси ординат — эквивалентные ширины отдельных линий для тех же дней ( $W^*$ ). Примеры таких графиков даны на фиг. 13. Затем за характеристику изменения линий с температурой принималось отношение  $W^*$  при  $T_{\text{в}} = 3570^\circ$  к  $W$  при  $T_{\text{в}} = 4570^\circ$  (т. е. в фотосфере). Изменение этой величины с потенциалом возбуждения ( $\chi_{r,k}$ ) показано на фиг. 14. Как видно из этого графика, в довольно широком интервале потенциалов возбуждения от 1 до 3 эв все линии примерно одинаково меняются с температурой, причем рост их эквивалентных ширин невелик (в 2—3 раза). Линии с потенциалом возбуждения около 4 эв вообще не меняются или слегка ослабевают с уменьшением температуры. И только линии с потенциалом возбуждения меньше 1 эв показывают резкое увеличение  $W^*$  с понижением температуры. Так что для быстрого измерения температуры можно пользоваться линиями с малыми  $\chi_{r,k}$ . Но и они существенно меняются только при достаточно низких температурах ( $T_{\text{в}} < 4000^\circ$ ). К тому же эти определения требуют учета рассеянного света. Попытаемся избежать такой трудоемкой операции.

## 6. МЕТОД БЫСТРОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Рассмотрим пару линий, имеющих одинаковые  $W$  в фотосфере, но разные в пятне. Для одной из них можно записать

$$W_1^* = W_{\text{п}} + Q(W - W_{\text{п}}).$$



Аналогично записывается  $W_2^*$  для второй линии. Здесь  $W_1^*$  и  $W_2^*$  — истинные  $W$  в пятне;  $W_{1п}$  и  $W_{2п}$  — измеренные  $W$  в пятне;  $Q$  — рассеянный свет, определенный по методу Говарда [3];  $W$  — эквивалентная ширина в фотосфере.  $W$  и  $Q$  одинаковы для обеих линий. Составим разность

$$W_1^* - W_2^* = W_{1п} - QW_{1п} - W_{2п} + QW_{2п} = (1 - Q)(W_{1п} - W_{2п}).$$

Подобную разность можно записать для двух других линий, выбранных так же, как и первые, т. е. с равными  $W$  в фотосфере. Для них будет

$$W_3^* - W_4^* = (1 - Q)(W_{3п} - W_{4п}).$$

Поделив одно равенство на другое, получим

$$\frac{W_1^* - W_2^*}{W_3^* - W_4^*} = \frac{W_{1п} - W_{2п}}{W_{3п} - W_{4п}},$$

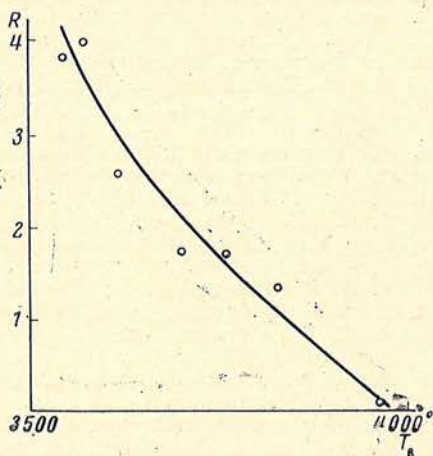
т. е. такое соотношение  $W$  четырех линий не зависит от рассеянного света. Таким образом, если удастся выбрать линии, для которых это соотношение будет однозначной функцией температуры, то в дальнейшем можно, определив в пятне эквивалентные ширины для четырех линий, находить с какой-то степенью точности температуру возбуждения пятна. Следует отметить, что для малых пятен, температура которых близка к фотосферной, подобный метод не годится, так как для фотосферы это соотношение обращается в неопределенность вида  $0:0$ . Ошибка такого соотношения возрастает в четыре раза по сравнению с ошибкой измерения эквивалентной ширины. Так что если  $W$  определено с ошибкой  $\Delta W/W = 0,10$  (предельная относительная погрешность), то для отношения  $R = (W_1 - W_2)/(W_3 - W_4)$  предельная относительная погрешность будет  $\Delta R/R = 0,4$ . Заметим, что это формальное определение на основе теории ошибок дает в нашем случае несколько завышенную величину погрешности, так как основные ошибки в определении  $W$  происходят из-за неправильно проведенного непрерывного спектра. В нашем случае эта ошибка одинакова для всех четырех  $W$  и, входя множителем в числитель и знаменателе, сокращается.

Тем не менее ошибки значительны и такой метод, по-видимому, может служить только для относительных определений  $T_v$  или для его применения необходимы фотоэлектрические измерения эквивалентных ширины с погрешностью порядка 5%.

Но все-таки мы попытались по нашим измерениям найти такие линии, для которых  $R = (W_1 - W_2)/(W_3 - W_4)$  была бы однозначной функцией от температуры. В области  $\lambda\lambda 6190-6320 \text{ \AA}$  можно использовать следующие пары линий, эквивалентные ширины которых равны или близки в фотосфере, но по-разному меняются в пятне:

1) 6297,808 Fe I, 2) 6314,675 Ni I ( $W = 0,06$  в фотосфере), 3) 6296,511 V I, 4) 6312,248 Ti I ( $W = 0,005$  и  $0,004$ ).

На фиг. 15 приведены значения  $R = (W_1 - W_2)/(W_3 - W_4)$  в зависимости от  $T_v$ , полученных для различных дней наших наблюдений.



Фиг. 15. Изменение  $R$  с  $T_v$  для линий:  $\lambda\lambda 6297,808 \text{ Fe I}$ ;  $\lambda 6314,675 \text{ Ni I}$ ;  $\lambda 6296,511 \text{ V I}$ ;  $\lambda 6312,248 \text{ Ti I}$



Пользуясь этим графиком для пятна, не вошедшего в основную обработку (пятно 116.VIII на фиг. 2), по найденному отношению  $R$  мы нашли  $T_v$ . Затем по отношению непрерывного спектра в пятне к непрерывному спектру в фотосфере нашли  $T_{\text{ярк}}$ , которая получилась равной  $5240^\circ$ . Это значение температуры было нанесено на фиг. 12 (точка в скобках). Как видим, оно удовлетворительно легло на найденную ранее кривую. Следовательно, можно надеяться, что этим быстрым способом определения температуры возбуждения можно будет воспользоваться при обработке спектральных наблюдений пятен за время МГГ.

В заключение приношу глубокую благодарность Н. В. Годовникову за составление программы и обработку материала на ЭВМ «Минск-1» и П. И. Селиванову за помощь в фотометрировании спектров.

Май 1965 г.

### Литература

1. R. J. Bray, R. E. Loughhead. Sunspots. The international astroph. ser., 7, Chapman and Hall Ltd. London, 1964.
2. Бюлл. «Солнечные данные», № 8, 1963.
3. R. Howard. Astrophys. J., 127, 108, 1958.
4. М. Дж. Гусейнов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 35, 000, 1965.
5. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 247, 1963.
6. M. Minnaert, G. M. Mulders, I. Houtgast. Photometric Atlas of the Solar Spectrum. Amsterdam, 1940.
7. M. Makita. Publ. Astron. Soc. Japan, 15, № 2, 145, 1963.
8. K. D. Abhyankar, A. S. Ramanathan. Astrophys. J., 121, 739, 1955.
9. К. Аллен. Астрофизические величины. ИЛ, 1960.
10. M. Makita, M. Morimoto. Publ. Astron. Soc. Japan, 12, № 1, 63, 1960.
11. А. И. Корнилов. Сообщения ГАИШ, № 117, 27, 1961.
12. Э. Р. Мустель. Звездные атмосферы. Физматгиз, 1960.
13. М. Е. Боярчук, А. А. Боярчук. Изв. Крымской астрофиз. obs., 22, 234, 1960.
14. Л. А. Митрофанова. Изв. Главной астроном. obs. в Пулкове, 149, 81, 1952.
15. P. ten Bruggencate, H. von Klüber. Zs. Astrophys., 18, 284, 1939.
16. C. Zwaan. Bull. Astron. Inst. Netherl., 14, 288, 1959.
17. K. Böhm. Z. Astrophys., 34, 182, 1954.
18. M. Minnaert. Bull. Astron. Inst. Netherl., 10, 399, 1948.
19. R. Michard. Ann. d'Astrophys., 16, 217, 1953.



ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ, ПРИГОДНЫЕ ДЛЯ УЧЕТА  
ВЛИЯНИЯ РАССЕЯННОГО СВЕТА  
ПРИ СПЕКТРОФОТОМЕТРИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН*М. Дж. Гусейнов*

Приводится список линий поглощения, удобных для учета по методу Говарда влияния рассеянного света и эффекта замывания при спектрофотометрии солнечных пятен.

ABSORPTION LINES SUITABLE FOR THE DETERMINATION OF LIGHT SCATTERING IN SPECTROPHOTOMETRY OF SUNSPOTS, by *M. D. Guseynov*. — A list of absorption lines is given, which are convenient for the determination of light scattering and the deformation effect caused by the image tremour according to Howard's method in spectrophotometry of sunspots.

До настоящего времени физические условия в солнечных пятнах изучены недостаточно. Основной трудностью при определении физических параметров солнечных пятен является учет влияния на спектр пятна рассеянного света фотосферы и эффекта замывания из-за дрожаний изображения Солнца, от точности которого сильно зависят результаты исследований. Поэтому разработка удобного метода учета влияния паразитного света на спектр пятна являлась предметом исследований многих авторов [1—4].

Один из удобных способов учета рассеянного света и эффекта замывания при спектрофотометрии солнечных пятен — это метод Говарда, так как он не требует получения дополнительного материала наблюдений, за исключением спектра невозмущенной фотосферы на том же расстоянии  $\rho$  от центра диска Солнца, что и исследуемое пятно. Однако следует отметить, что измерения эквивалентных ширин слабых линий поглощения, используемых в этом методе, трудоемки [5].

Для учета влияния рассеянного света Говард использовал две линии поглощения в красной части спектра Fe II  $\lambda 6432,690$  Å и Fe II  $\lambda 6369,479$  Å [4]. Четыре другие линии были использованы Э. Е. Дубовым: Fe II  $\lambda 6238,396$  Å, Y II  $\lambda 5402,782$  Å, Ni I  $\lambda 4965,176$  Å и Sr II  $\lambda 4161,801$  Å [5].

По таблицам Роуленда [6] и Утрехтскому фотометрическому атласу спектра Солнца [7] нами были отобраны свободные от блендов слабые линии поглощения в области  $\lambda 4000$ — $6700$  Å, которые в пятне имеют роулендовскую интенсивность —2 или —3. Было исследовано и магнитное расщепление этих линий в спектре ядра пятна среднего размера с напряженностью магнитного поля  $H \approx 3000$  гс. В результате визуального просмотра спектрограмм пятна — лидера группы № 251 [8], полученных 2 и 5. IX 1961 г. с помощью спектрографа с эшелле Башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории АН СССР [9], когда перед щелью стояла поляризационная оптика (поляроидная мозаика плюс пластинка в  $1/4 \lambda$ ) [10], оказалось, что все линии нейтральных атомов, в том числе и линия Ni I  $\lambda 4965,176$  Å, использованная в [5], а также линии ионов с малыми потенциалами возбуждения явно показывают эффект



**Список линий поглощения, пригодных для учета влияния рассеянного света и эффекта замыкания при спектрофотометрии солнечных пятен**

| Линия         |         | Интенсивность по Роуланду |       | Потенциал возбуждения, эв | Мультиплет      | Схема магнитного расщепления                                      |
|---------------|---------|---------------------------|-------|---------------------------|-----------------|-------------------------------------------------------------------|
| $\lambda$ , Å | элемент | фото-сфера                | пятно |                           |                 |                                                                   |
| 6432,690      | Fe II   | 1                         | —2    | 2,88                      | $a^6S - z^6D^0$ | $\pm \frac{(6), (18), (30), 40, 52, 64, 76, 88}{35}$              |
| 6369,479      | Fe II   | 0                         | —3    | 2,88                      | $a^6S - z^6D^0$ | $\pm \frac{(1), (3), 27, 29, 31, 33}{15}$                         |
| 6238,396      | Fe II   | 2                         | —2    | 3,87                      | $b^4D - z^4P^0$ | $\pm \frac{(4), (12), 14, 22, 30}{15}$                            |
| 5402,782      | Y II    | 0                         | —3    | 1,73                      | $b^1D - z^1F^0$ | $\pm (0), 1$                                                      |
| 5308,426      | Cr II   | 0                         | —2    | 4,05                      | $b^4F - z^4F^0$ | $\pm \frac{(33), (99), (165), 225, 291, 357, 423, 489, 555}{315}$ |
| 5305,868      | Cr II   | 0                         | —2    | 3,81                      | $b^4P - z^6D^0$ | $\pm \frac{(1), (3), (5), 53, 55, 57, 59, 61}{35}$                |
| 5264,810      | Fe II   | 0                         | —2    | 3,22                      | $a^4G - z^4D^0$ | $\pm \frac{(11), (33), -13, 9, 31, 53}{35}$                       |
| 5256,934      | Fe II   | —1                        | —3    | 2,88                      | $a^6S - z^6P^0$ | $\pm \frac{(12), (36), (60), 10, 34, 58, 82, 106}{35}$            |
| 5072,305      | Ti II   | 0                         | —2    | 3,11                      | $c^2D - x^2D^0$ | $\pm \frac{(0), 6}{5}$                                            |
| 4884,600      | Cr II   | 0                         | —3    | 3,84                      | $a^4F - z^4F^0$ | $\pm \frac{(11), (33), 3, 25, 47, 69}{35}$                        |
| 4461,801      | Sr II   | 1                         | —2    | 2,93                      | $5^2P^0 - 6^2S$ | $\pm \frac{(2), 4}{3}$                                            |

Зеемана. Лишь для 11 линий ионов при визуальном осмотре, а потом при записи на микрофотометре МФ-4 магнитное расщепление не было обнаружено, хотя эти линии имеют фактор Ланде  $g \neq 0$  (см. таблицу; данные первых шести столбцов взяты из [6] и [11], а схемы магнитного расщепления рассчитаны нами). Следовательно, можно считать, что эти линии в спектре пятна исчезающе слабы, появление их в основном обусловлено рассеянным светом фотосферы и эффектом замыкания из-за дрожаний изображения Солнца и что они наиболее пригодны для применения метода Говарда.

Необходимо отметить, что для окончательного решения вопроса, имеются ли эти линии ионов в спектре ядра солнечного пятна, нужно провести тщательные наблюдения с солнечным магнитографом.

22 мая 1965 г.

### Литература

1. A. J. M. W a n d e r s. Zs. Astrophys., 8, 108, 1934.
2. Т. В. К р а т. Астрон. ж., 25, № 5, 316, 1948.
3. В. Е. С т е п а н о в. Сообщения ГАИШ, № 100, 1957.
4. R. H o w a r d. Astrophys. J., 127, 108, 1958.
5. Э. Е. Д у б о в, Т. П. Х р о м о в а. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 258, 1964.
6. C. E. S t. J o h n, C. E. M o o r e a. o. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. of Washington Publ., № 396, 1928.
7. M. M i n n a e r t, G. M. M u l d e r s, I. H o u t g a s t. Photometric Atlas of the Solar Spectrum. Amsterdam, 1940.
8. Бюлл. «Солнечные данные», № 9, 1961.
9. А. Б. С е в е р н ы й, Н. В. С т е ш е н к о, В. Л. Х о х л о в а. Астрон. ж., 37, № 1, 23, 1960.
10. А. Б. С е в е р н ы й, В. Е. С т е п а н о в. Изв. Крымской астрофиз. obs., 16, 3, 1956.
11. C. E. M o o r e. A multiplet table of astrophysical interest. Rev. Ed., Princeton, 1945.



О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУР  
В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ

В. Г. Буславский

Получена система уравнений для распределения температуры в солнечном пятне как функции двух переменных: оптической глубины  $\tau$  в центре пятна и расстояния  $r$  от центра пятна. Показано, что это распределение зависит от величины радиуса пятна и отношения коэффициента поглощения в центре пятна к коэффициенту поглощения в фотосфере Солнца.

TEMPERATURE DISTRIBUTION IN A SUNSPOT, by V. G. Buslavsky. — A system of equations has been obtained for the temperature distribution in a sunspot as a function of two variables: the optical depth  $\tau$  at the spot center and the distance  $r$  from the spot center. It is shown that the distribution depends on the radius of the spot and the ratio of the absorption coefficient in the spot center to that in the solar photosphere.

Существующие в настоящее время модели солнечного пятна могут быть разделены на две группы. В моделях первой группы считается заданным интегральный поток излучения в пятне. Соответственно этому для распределения температур в пятне принимается выражение, полученное в теории звездных фотосфер. Таковы, например, модели Вальдмайера [1] и В. С. Бердичевской [2]. В моделях второй группы распределение температур получается полуэмпирически, исходя из наблюдаемого закона потемнения к краю в солнечном пятне. Таковы модели Мишара [3] и Маттига [4].

Для получения распределения давлений в солнечном пятне во всех работах используется уравнение гидростатического равновесия, которое, строго говоря, справедливо лишь для центра пятна [5].

Мы не будем здесь касаться моделей первой группы, поскольку они, в сущности, являются не моделями солнечного пятна, а моделями фотосфер звезд, более поздних, чем G0. Остановимся коротко на моделях второй группы. Критика модели Мишара была дана в [4]. Кроме того, неоднократно отмечалось, что эта модель не удовлетворяет наблюдениям (см., например, [6]), поэтому мы обсудим лишь модель Маттига, которая по существу представляет собой усовершенствованную модель Мишара.

Модель Маттига была построена несколько лет назад, когда источники непрозрачности атмосфер холодных звезд были известны еще недостаточно точно, поэтому уже с этой точки зрения она подлежит уточнению. Но и помимо этого модель Маттига имеет два серьезных недостатка (присущих всем моделям солнечного пятна): во-первых, в ней совершенно не учитывается влияние магнитного поля на распределение давлений в пятне и, во-вторых, — конечность радиуса пятна. Поэтому модель не в состоянии объяснить тот наблюдаемый факт [7], что распределение температур в пятне является функцией расстояния от центра пятна и меняется от пятна к пятну в зависимости от радиуса пятна. Поэтому указанная модель



может использоваться для интерпретации наблюдений пятна лишь в первом, весьма грубом приближении. Таким образом, возникает необходимость построения модели солнечного пятна, свободной от указанных недостатков и удовлетворяющей наблюдениям.

В настоящей работе рассматривается вопрос о распределении температур в солнечном пятне. Для получения этого распределения надо рассчитать поле излучения в пятне. Будем считать, что оно представляет собой цилиндр высотой  $L$  и радиусом  $R$ . Расчет поля излучения в пятне сводится к решению интегродифференциального уравнения переноса, которое в векторных обозначениях имеет вид

$$(\mathbf{n}, \nabla) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) = -\alpha(\mathbf{r}) \left\{ I(\mathbf{r}, \mathbf{n}) - \int I(\mathbf{r}, \mathbf{n}') \frac{d\omega'}{4\pi} \right\}, \quad (1)$$

где  $I$  — интенсивность излучения,  $\alpha$  — объемный коэффициент поглощения,  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, определяющий направление распространения излучения в точке  $\mathbf{r}$ ,  $\nabla$  — оператор Гамильтона.

В каждой точке среды направление распространения излучения будем характеризовать двумя углами:  $\vartheta$  и  $\varphi$  ( $\vartheta$  — угол между лучом и осью цилиндра,  $\varphi$  — азимут, отсчитываемый от произвольной фиксированной плоскости). В цилиндрической системе координат  $r, \psi, z$  оператор  $\nabla$  имеет вид

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\psi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \psi} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2)$$

поэтому, переходя в (1) к цилиндрическим координатам, получим

$$\cos \vartheta \frac{\partial I}{\partial z} + \sin \vartheta \cos(\varphi - \psi) \frac{\partial I}{\partial r} + \frac{\sin \vartheta \sin(\varphi - \psi)}{r} \frac{\partial I}{\partial \psi} = -\alpha \left\{ I - \int I \frac{d\omega'}{4\pi} \right\}. \quad (3)$$

Так как в рассматриваемом случае интенсивность излучения зависит лишь от разности  $\varphi - \psi$ , то

$$\frac{\partial I}{\partial \psi} = -\frac{\partial I}{\partial \varphi}. \quad (4)$$

Если теперь азимут  $\varphi$  отсчитывать от вертикальной плоскости, проходящей через данную точку и ось  $z$ , то  $\psi = 0$  и вместо (3) получим

$$\cos \vartheta \frac{\partial I}{\partial z} + \sin \vartheta \cos \varphi \frac{\partial I}{\partial r} - \frac{\sin \vartheta \sin \varphi}{r} \frac{\partial I}{\partial \varphi} = -\alpha \left\{ I - \int I \frac{d\omega'}{4\pi} \right\}. \quad (5)$$

Введем безразмерные переменные  $\tau$  и  $\rho$  по формулам

$$\tau = \int_z^\infty \alpha(z', 0) dz', \quad \rho = \frac{r}{R}. \quad (6)$$

В этих переменных уравнение переноса (5) запишется в виде

$$\cos \vartheta \frac{\partial I}{\partial \tau} - \frac{\sin \vartheta \cos \varphi}{R\alpha(\tau, 0)} \frac{\partial I}{\partial \rho} + \frac{\sin \vartheta \sin \varphi}{R\alpha(\tau, 0)\rho} \frac{\partial I}{\partial \varphi} = \frac{\alpha(\tau, \rho)}{\alpha(\tau, 0)} \left\{ I - \int I \frac{d\omega'}{4\pi} \right\}. \quad (7)$$

В уравнении (7)  $I = I(\tau, \rho, \vartheta, \varphi)$ . Очевидно, что

$$0 \leq \rho \leq 1, \quad 0 \leq \tau \leq \tau_0, \quad (8)$$

где через  $\tau_0$  обозначена оптическая толщина в центре пятна

$$\tau_0 = \int_L^\infty \alpha(z, 0) dz. \quad (9)$$



К уравнению (7) должны быть добавлены граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} I(0, \rho, \vartheta, \varphi) &= 0 \text{ при } \vartheta > \frac{\pi}{2}; \\ I(\tau_0, \rho, \vartheta, \varphi) &= I_0(t_0, \vartheta) \text{ при } 0 < \vartheta < \frac{\pi}{2}, \\ I(\tau, 1, \vartheta, \varphi) &= I_0(t, \vartheta) \text{ при } \frac{\pi}{2} < \varphi < \frac{3\pi}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Первое выражает собой отсутствие излучения, падающего на цилиндр сверху, два других — тот факт, что на боковую поверхность и нижнее основание цилиндра падает фотосферное излучение интенсивности  $I_0$ .

В формулах (10)

$$t = \int_z^\infty \alpha_0(z') dz', \quad t_0 = \int_L^\infty \alpha_0(z) dz, \quad (11)$$

где  $\alpha_0$  — коэффициент поглощения в фотосфере Солнца.

Введем в рассмотрение величины

$$B = \int I \frac{d\omega}{4\pi}, \quad H = \int I \cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}, \quad G = \int I \sin \vartheta \cos \varphi \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (12)$$

Умножая уравнение (7) соответственно на  $\frac{d\omega}{4\pi}$ ,  $\cos \vartheta \frac{d\omega}{4\pi}$  и  $\sin \vartheta \cos \varphi \frac{d\omega}{4\pi}$  и интегрируя по всем телесным углам, получим систему уравнений для определения трех неизвестных величин:  $B$ ,  $H$  и  $G$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial \tau} - \frac{1}{R\alpha(\tau, 0)} \frac{\partial G}{\partial \rho} - \frac{1}{R\alpha(\tau, 0)\rho} G &= 0, \\ \frac{\partial B}{\partial \tau} &= 3 \frac{\alpha(\tau, \rho)}{\alpha(\tau, 0)} H, \\ \frac{\partial B}{\partial \rho} &= -3R\alpha(\tau, \rho) G. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

При получении системы (13) было использовано соотношение Эддингтона и аналогичные ему приближенные соотношения

$$\int I \cos^2 \vartheta \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{3} B, \quad \int I \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \frac{d\omega}{4\pi} = \frac{1}{3} B, \quad \int I \cos \vartheta \sin \vartheta \cos \varphi \frac{d\omega}{4\pi} = 0. \quad (14)$$

Из системы (13) легко получить одно уравнение для определения неизвестной функции  $B(\tau, \rho)$ . Это уравнение имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left( \frac{1}{\alpha(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\alpha(\tau, \rho)\rho} \frac{\partial B}{\partial \tau} + R^2 \alpha(\tau, 0) \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\alpha(\tau, 0)}{\alpha(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right) = 0. \quad (15)$$

Граничные условия для  $B(\tau, \rho)$  получаются из (10) осреднением входящих в (10) величин по направлениям. Выполняя осреднение, находим

$$\left. \begin{aligned} \left( B - \frac{2}{3} \frac{\alpha(\tau, 0)}{\alpha(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=0} &= 0, \\ \left( B + \frac{2}{3} \frac{\alpha(\tau, 0)}{\alpha(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0} &= \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_0(t_0, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \\ \left( B + \frac{2}{3R\alpha(\tau, \rho)} \frac{\partial B}{\partial \rho} \right)_{\rho=1} &= B_0(t), \end{aligned} \right\} \quad (16)$$



где  $B_0(t)$  — функция источника в фотосфере Солнца. К граничным условиям (16) должно быть добавлено еще одно условие, являющееся следствием цилиндрической симметрии системы

$$\left. \frac{\partial B}{\partial \rho} \right|_{\rho=0} = 0. \quad (17)$$

Таким образом, дело сводится к определению функции источника  $B(\tau, \rho)$  из уравнений (15)–(17). Если эта функция найдена, то, воспользовавшись гипотезой о локальном термодинамическом равновесии, согласно которой

$$B = \frac{\sigma}{\pi} T^4 \quad (18)$$

(где  $\sigma$  — постоянная закона Стефана — Больцмана, а  $T = T(\tau, \rho)$  — температура пятна в точке  $\tau, \rho$ ), получим распределение температур в пятне.

Точное решение уравнения (15) при граничных условиях (16), (17) может быть получено лишь при  $\alpha = \text{const}$  в пятне. В этом случае уравнение (15) принимает вид

$$\Delta B = 0, \quad (19)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (20)$$

есть оператор Лапласа в цилиндрических координатах.

Решение уравнения (19) при граничных условиях (16), (17) получается в виде ряда по функциям Бесселя первого рода нулевого порядка  $J_0(\lambda_k \alpha r)$ , где  $\lambda_k$  — корни уравнения

$$J_0(\lambda \alpha R) + \frac{2}{3} \lambda J'_0(\lambda \alpha R) = 0. \quad (21)$$

Штрих в формуле (21) означает дифференцирование по  $\alpha R$ .

В общем же случае, когда коэффициент поглощения  $\alpha$  является функцией  $\tau$  и  $\rho$ , граничные условия не позволяют произвести разделения переменных и точное решение уравнения (15) при граничных условиях (16), (17) получить не удастся. Обратимся поэтому к приближенным методам решения этой задачи. Однако прежде сделаем предположение, что отношение

$$\frac{\alpha(\tau, \rho)}{\alpha(\tau, 0)} \quad (22)$$

не зависит от  $\tau$ ; иначе говоря, будем считать, что коэффициент поглощения в пятне может быть представлен в виде

$$\alpha(\tau, \rho) = \alpha(\tau, 0)\beta(\rho) \equiv \alpha(\tau)\beta(\rho). \quad (23)$$

В этом случае уравнение (15) можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left( a \frac{\partial B}{\partial \rho} \right) + \frac{\partial}{\partial \tau} \left( b \frac{\partial B}{\partial \tau} \right) = 0, \quad (24)$$

где

$$a = \frac{\rho}{R^2 \alpha^2(\tau) \beta(\rho)}, \quad b = \frac{\rho}{\beta(\rho)}. \quad (25)$$



Граничные условия (16), (17) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \left( B - \frac{2}{3\beta(\rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=0} &= 0, \\ \left( B + \frac{2}{3\beta(\rho)} \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)_{\tau=\tau_0} &= A(t_0), \\ \left( B + \frac{2}{3R\alpha(\tau)\beta(\rho)} \frac{\partial B}{\partial \rho} \right)_{\rho=1} &= B_0(t), \\ \left. \frac{\partial B}{\partial \rho} \right|_{\rho=0} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

где обозначено

$$A(t_0) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_0(t_0, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta. \quad (27)$$

Уравнение (24) с граничными условиями (26) может быть решено вариационными методами. Рассмотрим функционал

$$J = \iint_D \left[ a \left( \frac{\partial B}{\partial \rho} \right)^2 + b \left( \frac{\partial B}{\partial \tau} \right)^2 \right] d\tau d\rho + \int_{\Gamma} [g(s) B^2 - 2f(s) B] ds, \quad (28)$$

где область  $D$  есть прямоугольник  $[0 \leq \tau \leq \tau_0, 0 \leq \rho \leq 1]$ ,  $\Gamma$  — контур этого прямоугольника, проходимый в положительном направлении,  $s$  — точка контура  $\Gamma$ ,  $g(s)$  и  $f(s)$  — некоторые функции, заданные на контуре  $\Gamma$ . Из условия обращения в нуль первой вариации функционала  $J$  заключаем, что функция  $B$ , делающая функционал  $J$  экстремальным, должна удовлетворять уравнению (24) и граничному условию

$$a \frac{\partial B}{\partial \rho} \cos(n, \rho) + B \frac{\partial B}{\partial \tau} \cos(n, \tau) + g(s) B = f(s) \text{ на } \Gamma, \quad (29)$$

где  $n$  — нормаль к контуру  $\Gamma$ .

Легко видеть, что граничные условия (26) могут быть представлены в виде (29), если в качестве  $g(s)$  и  $f(s)$  выбраны функции

$$g(s) = \begin{cases} \frac{3}{2} \rho & \text{при } \tau = 0, 0 < \rho < 1, \\ \frac{3}{2R\alpha(\tau)} & \text{при } \rho = 1, 0 < \tau < \tau_0, \\ \frac{3}{2} \rho & \text{при } \tau = \tau_0, 0 < \rho < 1, \\ 0 & \text{при } \rho = 0, 0 < \tau < \tau_0; \end{cases} \quad (30)$$

$$f(s) = \begin{cases} 0 & \text{при } \tau = 0, 0 < \rho < 1, \\ \frac{3}{2} \frac{B_0(t)}{R\alpha(\tau)} & \text{при } \rho = 1, 0 < \tau < \tau_0, \\ \frac{3}{2} \rho A(t_0) & \text{при } \tau = \tau_0, 0 < \rho < 1, \\ 0 & \text{при } \rho = 0, 0 < \tau < \tau_0. \end{cases} \quad (31)$$

Таким образом, нахождение искомой функции  $B(\tau, \rho)$  сводится к вопросу об экстремуме функционала  $J$ , в котором функции  $g(s)$  и  $f(s)$  определены формулами (30) и (31), при свободных граничных условиях.



Искомый экстремум может быть найден методом Ритца. Ищем функцию  $B(\tau, \rho)$  в виде

$$B(\tau, \rho) \approx B_6(\tau, \rho) = \sum_{i=1}^6 a_i \varphi_i(\tau, \rho) \equiv a_1 + a_2 \tau + a_3 \tau^2 + a_4 \rho^2 + a_5 \tau \rho^2 + a_6 \tau^3. \quad (32)$$

При написании (32) было учтено последнее из граничных условий (26). Подставляя это выражение для  $B(\tau, \rho)$  в (28) и дифференцируя получающуюся при этом функцию  $J(a_1, a_2, \dots, a_6)$  по  $a_i$ , получим систему уравнений для определения неизвестных коэффициентов  $a_1, \dots, a_6$ :

$$\iint_D \left[ \frac{\partial}{\partial \rho} \left( a \frac{\partial B_6}{\partial \rho} \right) + b \frac{\partial^2 B_6}{\partial \tau^2} \right] \varphi_i(\tau, \rho) d\tau d\rho - \int_1^{\rho} \left( \frac{\partial B_6}{\partial n} + g(s) B_6 - f(s) \right) \varphi_i(s) ds = 0 \quad (i = 1, \dots, 6). \quad (33)$$

Функции  $\varphi_i(\tau, \rho)$  в системе (33) равны

$$\varphi_1 = 1, \varphi_2 = \tau, \varphi_3 = \tau^2, \varphi_4 = \rho^2, \varphi_5 = \tau \rho^2, \varphi_6 = \tau^3. \quad (34)$$

Определяя коэффициенты  $a_1, a_2, \dots, a_6$  из системы (33) и подставляя их в (32), получим функцию  $B(\tau, \rho)$  в шестом приближении метода Ритца, которое в большинстве случаев является практически точным.

Система (33) получена чисто формально. Для фактического вычисления коэффициентов  $a_1, \dots, a_6$  должен быть известен коэффициент поглощения в пятне. В соответствии с резким делением пятна на тень и полутень мы будем считать, что коэффициент поглощения меняется скачкообразно при переходе от тени к полутени и от полутени к фотосфере. Введем обозначения

$$\frac{\alpha(\tau, \rho_t + 0)}{\alpha(\tau, \rho_t - 0)} = \gamma, \quad \frac{\alpha(\tau, 1)}{\alpha_0(t)} = \delta, \quad (35)$$

где  $\rho_t$  — радиус тени.

Первое из условий (35) означает, что мы аппроксимируем функцию  $\beta(\rho)$  ступенчатой функцией вида

$$\beta(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 < \rho < \rho_t, \\ \gamma & \text{при } \rho_t < \rho < 1. \end{cases} \quad (36)$$

Второе условие дает связь между оптическими глубинами в пятне и в фотосфере.

$$\frac{\alpha(\tau)}{\alpha_0(t)} = \frac{d\tau}{dt} = \frac{\delta}{\gamma}. \quad (37)$$

Таким образом, мы ввели в теорию четыре параметра:  $\tau_0$ ,  $R$ ,  $\gamma$  и  $\delta$ . Для того чтобы уменьшить их число, будем считать  $\tau_0 \gg 1$ , тогда поле излучения при значениях  $\tau \approx 1$  практически не будет зависеть от конкретного выбора  $\tau_0$ . Для вычислений можно взять  $\tau_0 = 10$ . Далее, из наблюдений известно, что отношение интенсивности излучения полутени к интенсивности излучения в фотосфере практически постоянно для всех пятен (в среднем это отношение равно 0,75). Поэтому  $\delta$  можно считать постоянным для всех пятен. Остальные два параметра определяются следующим образом:  $R$  — для любого пятна известен непосредственно из наблюдений, а величина  $\gamma$  определяется из условия

$$a_1(\gamma) = \frac{\sigma}{\pi} T_0^4, \quad (38)$$



где  $T_0 \equiv T(0, 0)$  — поверхностная температура центра пятна, также известная из наблюдений.

Таким образом, распределение температур в солнечном пятне зависит от двух параметров:  $T_0$  и  $R$ . Эти параметры для любого пятна могут быть определены из наблюдений.

Результаты вычислений распределения температур в пятне для различных значений  $T_0$  и  $R$  будут опубликованы позднее.

10 мая 1965 г.

#### Литература

1. M. Waldmeier. *Zs. Astrophys.*, 20, 46, 1940.
2. В. С. Бердичевская. *Астрон. ж.*, 31, № 1, 51, 1954.
3. R. Michard. *Ann. d'Astrophys.*, 16, 268, 1953.
4. W. Mattig. *Zs. Astrophys.*, 44, 280, 1958.
5. К. де Ягер. *Строение и динамика атмосферы Солнца*. ИЛ, 1962.
6. Э. А. Барановский. В. Е. Степанов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 21, 180, 1959.
7. R. Bray, R. Loughhead. *Sunspots*. London, 1964.



ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ  
НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА СОЛНЦЕ  
ПО СПЕКТРАМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН  
III. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ИНДИЯ

Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова

По спектру пятен определено содержание индия.  $\lg N_{\text{In}} = 0,75 \pm 0,2$  при  $\lg N_{\text{H}} = 12,0$ .

A DETERMINATION OF THE SOLAR ABUNDANCE OF SEVERAL ELEMENTS USING THE SUNSPOT SPECTRA. III. THE INDIUM ABUNDANCE, by E. E. Dubov and T. P. Khromova. — The abundance of indium found from the sunspot spectra is:  $\lg N_{\text{In}} = 0.75 \pm 0.2$  (taking,  $\lg N_{\text{H}} = 12.0$ ).

В [1] был предложен метод определения содержания на Солнце некоторых элементов по спектру солнечных пятен. К таким элементам относятся Li, Na, Al, K, Ga, Rb, In. Было показано, что можно определить их содержание по эквивалентным ширинам линий, не зная модели атмосферы. Содержание элемента определяется по отношению к другому элементу этой группы, содержание которого считается известным. Если обозначить  $N_0$  — число атомов элемента с известным содержанием, а  $N_x$  — число атомов элемента, содержание которого мы хотим определить, то

$$\lg N_x = \lg N_0 + \lg (W_x/W_0) + 2 \lg (\lambda_0/\lambda_x) + \lg (gf)_0 - \lg (gf)_x + \Theta (\Delta\chi_0 - \Delta\chi_x), \quad (1)$$

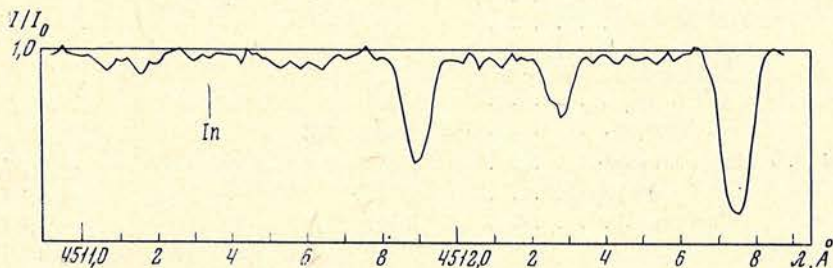
где  $\Delta\chi$  — энергия связи нижнего уровня линии,  $\Theta = 5040/T_0$ , где  $T_0$  — температура,  $W$  и  $\lambda$  — эквивалентная ширина и длина волны линии,  $g$  — статистический вес,  $f$  — сила осциллятора.

Для определения эквивалентных ширин линий использовались пластинки, полученные на спектрографе с эшелле башенного солнечного телескопа Крымской астрофизической обсерватории. Обработаны пластинка № 3572 (спектр пятна) и пластинки № 3570 и 3575 (спектр невозмущенной фотосферы на том же расстоянии от центра диска, что и пятно). Этот материал был подробно описан в [1]. Кроме того, мы воспользовались пластинками, полученными Н. Н. Степанян на том же спектрографе с эшелле [2]. Пластинка № 3821 — спектр пятна и пластинка № 3826 — спектр невозмущенной фотосферы. Эквивалентные ширины, полученные по спектру пятна, были исправлены за рассеянный свет по способу, предложенному Говардом [3]. График зависимости величины рассеянного света от длины волны для пластинки № 3572 приведен в [1]. Там же вычислена эффективная температура пятна, которая равна  $4470^\circ \text{K}$ . Для пластинки № 3821 мы воспользовались графиком рассеянного света, получен-



ным Н. Н. Степанян, и ее определением температуры пятна, которая составляет  $3840^\circ \text{K}$  [2].

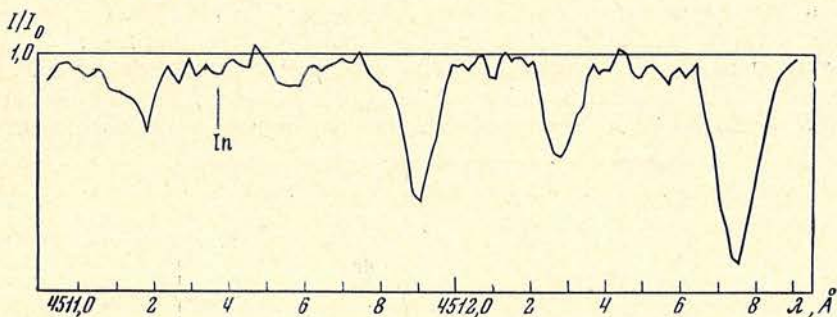
Пластины обрабатывались на микрофотометре МФ-2, а также с помощью микрофотометра в прямых интенсивностях [4]. Для каждой линии было сделано от 3 до 5 разрезов. Результаты усреднялись.



Фиг. 1. Участок спектра невозмущенной фотосферы в области линии In 4511,35 Å по пластинке № 3826

Содержание индия определялось по эквивалентной ширине резонансной линии 4511,35 Å. Впервые эта линия была обнаружена в спектре солнечных пятен, потом были найдены ее слабые следы и в спектре фотосферы. По атласу Роуланда [5] ее интенсивность в пятне — 1 и длина волны 4511,31 Å.

Ш. Э. Мур [6] исследовала эту линию и определила ее интенсивность в пятне — 1 (по шкале Роуланда) и на диске — 2. Она дает длину волны этой линии 4511,34 Å.



Фиг. 2. Участок спектра пятна в области линии In 4511,35 Å по пластинке № 3821

Гольдберг, Мюллер и Аллер [7] принимают длину волны равной 4511,34 Å, по их измерениям эквивалентная ширина этой линии 1,8 мÅ. По утрехтскому атласу [8] эквивалентная ширина ее равна 0,5 мÅ, а длина волны 4511,35 Å. Согласно нашим измерениям длина волны этой линии также 4511,35 Å.

В спектре невозмущенной фотосферы эквивалентная ширина линии In 4511 Å по измерениям пластины № 3826 равна 0,9 мÅ и средняя по пластинкам № 3570 и 3575 равна 1,0 мÅ. Однако мы не считаем этот результат уверенным, так как в фотосфере эта линия на наших пластинках такого же порядка, как шумовые флуктуации (фиг. 1).

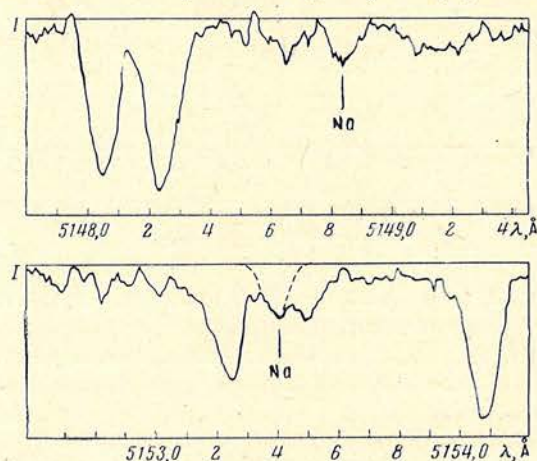
Результаты, полученные для пятен, более уверенны (фиг. 2). В таблице приведены эквивалентные ширины линии In 4511, наблюдаемые ( $W_n$ ) и исправленные за рассеянный свет ( $W_{\text{ис}}$ ). Сила осциллятора для индия взята  $f = 0,16$  [9]. В качестве элемента сравнения выбран натрий. Выбор линий натрия определялся требованием, чтобы разность величин  $\lg L_\lambda$ ,



| Элемент, длина волны, (Å) | Номер пластинки, объект                                 | $\alpha$ | $W_{\text{H}}, \text{мÅ}$ | $W_{\text{H}}, \text{мÅ}$ | $\lg(gf)$ | $\Delta\chi, \text{эВ}$ | $\lg N_{\text{In}}$                          |
|---------------------------|---------------------------------------------------------|----------|---------------------------|---------------------------|-----------|-------------------------|----------------------------------------------|
| In 4511,35                | 3826 (фотосфера) . . . . .                              |          | 0,90                      |                           | -0,02     | 5,49                    |                                              |
|                           | 3821 (пятно) . . . . .                                  | 1,8      | 3,6                       | 8,5                       |           |                         |                                              |
|                           | Среднее по пластинкам 3570 и 3575 (фотосфера) . . . . . |          | 1,0                       |                           |           |                         |                                              |
|                           | 3572 (пятно) . . . . .                                  | 1,1      | 4,0                       | 7,3                       |           |                         |                                              |
| Na 5148,85                | 3826 (фотосфера) . . . . .                              |          | 11,1                      |                           | -2,09     | 3,03                    | 0,97                                         |
|                           | 3570 (фотосфера) . . . . .                              |          | 19,5                      |                           |           |                         | 0,78                                         |
|                           | 3572 (пятно) . . . . .                                  | 0,7      | 43,0                      | 59,4                      |           |                         | 0,69                                         |
|                           | по [8] (фотосфера) . . . . .                            |          | 14,0                      |                           |           |                         | 0,87 (для $W_{\text{In}} = 0,9 \text{ мÅ}$ ) |
| Na 5153,42                | 3826 (фотосфера) . . . . .                              |          | 18,2                      |                           | -1,78     | 3,02                    | 0,92 (для $W_{\text{In}} = 1,0 \text{ мÅ}$ ) |
|                           | 3821 (пятно) . . . . .                                  | 1,4      | 66,7                      | 134,5                     |           |                         | 1,07                                         |
|                           | 3570 (фотосфера) . . . . .                              |          | 36,5                      |                           |           |                         | 0,72                                         |
|                           | 3572 (пятно) . . . . .                                  | 0,7      | 67,1                      | 88,5                      |           |                         | 0,82                                         |
|                           | по [8] (фотосфера) . . . . .                            |          | 24,0                      |                           |           |                         | 0,84                                         |
|                           |                                                         |          |                           |                           |           |                         | 0,95 (для $W_{\text{In}} = 0,9 \text{ мÅ}$ ) |
|                           |                                                         |          |                           |                           |           |                         | 1,0 (для $W_{\text{In}} = 1,0 \text{ мÅ}$ )  |

которой мы пренебрегли при выводе формулы (1) [1], была как можно меньше, а также чтобы эти линии были слабы в спектре пятен.

Выбор делался с помощью графика зависимости  $\lg L_{\lambda}$  от  $\Delta\chi$  и  $\lambda$ , приведенного в [1] и рассчитанного для фотосферы. Для линий натрия  $\lambda 5148,85$  и  $\lambda 5153,42 \text{ Å}$  эта разность для фотосферы не превосходит 0,1.



Фиг. 3. Участки спектра невозмущенной фотосферы в области линий Na 5148,85 и 5153,42 Å по пластинке № 3826

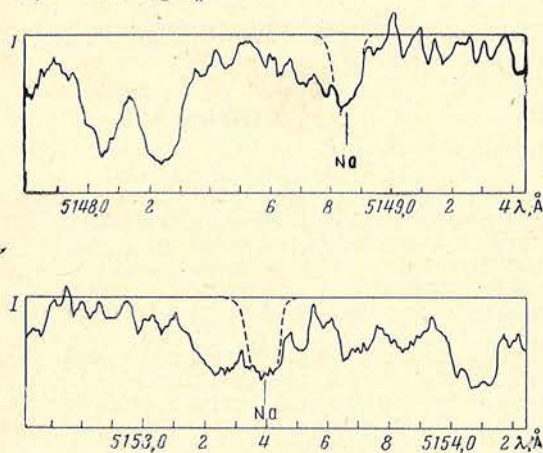
По соображениям, приведенным в [1], маловероятно, чтобы для пятна эта разница была больше. Линии натрия в спектре пятна и фотосферы представлены на фиг. 3 и 4. Силы осцилляторов и величины  $\Delta\chi$  для этих линий взяты из [7]. В таблице приведены эти величины, а также результаты наших измерений эквивалентных ширин линий натрия в пятнах и в не-



возмущенной фотосфере. Содержание натрия согласно [7] принято равным  $\lg N_{\text{Na}} = 6,30$  при  $\lg N_{\text{H}} = 12,0$ . По формуле (1), подставляя в нее известные величины, получены следующие значения  $\lg N_{\text{In}}$ :

|                                                                                            |      |      |      |      |      | Среднее |
|--------------------------------------------------------------------------------------------|------|------|------|------|------|---------|
| По фотосферным данным . . . . .                                                            | 0,97 | 0,78 | 1,07 | 0,82 | 0,90 |         |
| По пятнам . . . . .                                                                        | 0,69 | 0,72 | 0,84 |      | 0,75 |         |
| По фотосферным данным с использованием эквивалентных ширин натрия, взятых из [8] . . . . . | 0,87 | 0,92 | 0,95 | 1,0  | 0,93 |         |

Суммарная ошибка в определении содержания индия, по нашему мнению, не превосходит 0,2 в логарифме.



Фиг. 4. Участки спектра пятна в области линий Na 5148,85 и 5153,42 Å по пластинке № 3821

Определение эквивалентной ширины In в пятне более надежно. Поэтому можно думать, что результат, найденный по пятнам ( $\lg N_{\text{In}} = 0,75 \pm 0,2$ ), более уверенный, хотя значение, полученное по фотосферным данным, и находится в пределах возможных ошибок. Может быть, это различие и реально, но это надо проверить.

Содержание индия на Солнце по [7] составляет  $\lg N_{\text{In}} = 1,16$ , а по [10] для солнечной системы  $\lg N_{\text{In}} = 0,75$  при  $\lg N_{\text{H}} = 12,0$ . Ранее определение содержания индия, выполненное Расселом в 1929 г. [7],  $\lg N_{\text{In}} = 0,0$  при  $\lg N_{\text{H}} = 11,5$ .

Выражаем благодарность Н. Н. Степанян, предоставившей в наше распоряжение свои материалы.

Май 1965 г.

### Литература

1. Э. Е. Дубов, Т. П. Хромова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 31, 247, 1964.
2. Н. Н. Степанян. Наст. том, стр. 166.
3. R. Howard. Astrophys. J., 127, 108, 1958.
4. Б. П. Абражеский. Изв. Крымской астрофиз. obs., 34, 331, 1965.
5. C. E. St. John, C. E. Moore a. o. Revision of Rowland's preliminary table. Carnegie Inst. of Washington Publ., № 396, 1928.
6. Ш. Э. Мур. Отождествление линий в солнечном спектре. В кн. «Солнце». Под ред. Койпера. ИЛ, 1957, стр. 174.
7. L. Goldberg, E. A. Muller, L. H. Aller. Astrophys. J. Suppl., 5, № 45, 1960.
8. Rech. Astron. Obs. Utrecht, 15, 1960.
9. И. П. Пенкин, Л. Н. Шабанова. Оптика и спектроскопия, 14, 12, 1963.
10. Л. А. Аллер. Распространенность химических элементов. ИЛ, 1963.
11. Э. Е. Дубов. Изв. Крымской астрофиз. obs., 32, 26, 1964.



О СТРОЕНИИ СИЛЬНЫХ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК  
ПО ВЫСОТЕ

В. Г. Банин

Предложена модель строения сильных хромосферных вспышек в солнечной атмосфере по высоте. Вспышка представляется состоящей из двух петель, образующих в совокупности фигуру, напоминающую по форме цифру 8. В общем случае «восьмерка» ориентирована по радиусу, уходя нижней петлей глубоко в основание хромосферы, а вершиной верхней петли — в область верхней хромосферы или нижней короны. Предполагается, что структура, а также динамика вещества вспышки определяются магнитным полем.

Солнечная плазма конденсируется в вершинах петель в яркие сгустки небольших размеров. В следующий момент сгустки «взрываются» и светящееся вещество двумя струями стекает вдоль силовых линий к основаниям петель. На начальных участках траекторий скорости примерно параллельны солнечной поверхности, затем струи быстро загибаются и движение становится близким к радиальному. По мере продвижения по своим путям вещество постепенно затормаживается до полной остановки. Под действием потоков вещества в основаниях петель образуются области повышенного давления. Это приводит к сжатию хромосферы и к усилению ее свечения.

Обе петли наиболее интенсивно светятся в линиях водорода и в линиях H и K Ca II. Кроме того, в отдельных случаях в верхней петле может быть заметной эмиссия гелия, а в нижней — эмиссия некоторых слабых металлических линий. В уплотненной хромосфере между основаниями петель свечение качественно напоминает свечение обычной хромосферы (по затменным наблюдениям).

Показано, что на основе такой модели вполне естественным образом можно качественно объяснить многие спектральные закономерности вспышек. В частности, находит свое объяснение следующее: наличие во вспышках «красной» асимметрии эмиссии и особенности ее изменения во времени и в зависимости от гелиоцентрического расстояния; узость эмиссии слабых линий металлов; V-эффект; отличие спектра вспышек на диске от спектра лимбовых вспышек и т. д.

Предлагаемая модель сопоставляется с данными наблюдений. Это показывает, что ряд фактов наблюдений прямо или косвенно свидетельствует о принципиальном соответствии модели действительной картине строения и динамики вспышек в солнечной атмосфере по высоте.

THE STRUCTURE OF STRONG CHROMOSPHERIC FLARES WITH HEIGHT, by V. G. Banin. — A model of the structure of strong chromospheric flares with height in the solar atmosphere is proposed. The flare is represented as consisting of two loops which form together a figure similar to the number 8. In the general case «eight» is oriented along the radius, the lower loop penetrating deeply into the base of the chromosphere and the top of the upper loop into the region of the upper chromosphere or lower corona. It is assumed that the structure and also the dynamics of the flare matter are determined by the magnetic field.

Solar plasma condenses at the tops of the loops in bright knots of small dimensions. In the following moment the knots «explode» and the radiating matter flows along lines of force to the bases of the loops. At the initial parts of the trajectories the velocities are approximately parallel to the solar surface, then the streams bend rapidly and the motion becomes close to radial. As the matter moves along its trajectories it gradually decelerates and finally stops. Regions of increased pressure are formed at the bases of the loops due to the action of the streams of matter. This leads to the contraction of the chromosphere and an increase of its emission.

The emission of both loops is most intense in the hydrogen and H and K Ca II lines. Besides in individual cases helium emission may be present in the upper loop and emission



of some weak metallic lines in the lower. In the denser chromosphere between the bases of the loops, the emission qualitatively resembles the emission of the usual chromosphere (eclipse observations).

It is shown that a large number of spectral regularities of the flares can be explained quite naturally on the basis of the above model. In particular, an explanation is found for: the presence of 'red' asymmetry of emission in flares and peculiarities of its variations with time and in dependence on heliocentric distance, the narrowness of weak metallic line emission, the V effect, the difference between the flare spectrum on the disk and at the limb, etc.

The proposed model is compared to observational data. The comparison shows that a whole series of observational facts are directly or indirectly evidence of the accordance of the proposed model with the observed structure and dynamics of flares with height in the solar atmosphere.

Многочисленные факты свидетельствуют, что структура хромосферных вспышек весьма сложна (см., например, обзор Швестки [1]). Неоднократно делались попытки воссоздать схему строения и динамики вспышек, однако модели, естественно объясняющей данные наблюдений, еще нет.

Здесь нами преследуется цель — выяснить основные черты структурной и динамической картины сильных хромосферных вспышек в солнечной атмосфере по высоте.

#### § 1. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ВСПЫШЕК

Поставленную задачу мы решали, опираясь главным образом на данные спектральных наблюдений. Целесообразно поэтому прежде всего остановиться на некоторых особенностях спектра вспышек.

Спектр вспышек может сильно отличаться от случая к случаю. Это показывает, что отдельные вспышки, вероятно, обладают индивидуальными особенностями строения и условий свечения. Наряду с этим имеется, однако, и ряд устойчивых спектральных закономерностей, свидетельствующих о принципиальном единообразии природы и структуры вспышек. Основные из них следующие.

##### Вспышки на диске

1. В преобладающем большинстве вспышек в начальных фазах развития наблюдается «красная» асимметрия эмиссии — длинноволновое крыло шире и интенсивнее коротковолнового (Эллисон [2], Швестка и др. [3]).

2. Красная асимметрия уменьшается при переходе от центра к краю диска [3].

3. Синяя асимметрия наблюдается в основном тогда, когда линии Бальмера (или H и K CaII) обладают абсорбционным провалом [3].

4. Синяя асимметрия наблюдается очень непродолжительное время (около 1 мин.) также в самом начале развития вспышек. Затем в большинстве случаев асимметрия становится красной и сохраняется таковой как до, так и после максимума (см. [3], фиг. 1).

5. Ширина эмиссии  $H_{\alpha}$  возрастает от центра к лимбу (Швестка и др. [4]).

6. В противоположность водородным линиям линии металлов, как правило, узкие: эмиссия сосредоточена в ядре, протяженные крылья отсутствуют. Эмиссионные линии металлов совпадают по положению с соответствующими фраунгоферовыми линиями.

7. Согласно Мишару [5], у многих вспышек, расположенных вблизи лимба, обнаруживается смещение области свечения металлов по отношению к области максимального свечения водорода. Характер смещения указывает, что металлы светятся в более глубоких слоях, чем водород.

8. В тех случаях, когда в линиях Бальмера наблюдается V-эффект (смещение центрального ядра эмиссии относительно крыльев в перпенди-



кулярном к дисперсии направлений), положение области свечения металлов совпадает с эмиссионным ядром водородных линий (Швестка и др. [4, 6]).

9. Характер свечения металлов одинаков во всех вспышках на диске: относительные интенсивности линий не различаются заметно от случая к случаю [6]. По составу эмиссионных линий и их относительным интенсивностям «металлический» спектр вспышек в целом весьма близко напоминает обычный спектр хромосферы (по затменным наблюдениям) [7, 8]. В более высоких слоях вспышек светятся линии, простирающиеся до больших высот в хромосфере, и наоборот [8, 9].

10. Между интенсивностью свечения гелия ( $\lambda 5876$  и  $\lambda 3965$ ) и интенсивностью свечения металлов существует заметная положительная корреляция [6].

### Вспышки на лимбе

11. Профили линий обнаруживают значительные нерегулярности, указывающие на наличие макроскопических, неупорядоченных движений. Асимметрия может быть как красной, так и синей (см., например, обзор Смитов [10], стр. 126, 128).

12. Линии металлов широкие (например, [1]).

13. Вспышки на лимбе оптически тонкие, даже в  $H_{\alpha}$  (Северный [11], см. также [1]).

Отметим еще некоторые особенности строения вспышек и расширения эмиссии балмеровских линий в них.

Открытие Северным тонкой структуры эмиссионного спектра активных образований приводит к представлению о вспышках как о скоплении «множества мелких очагов повышенного возбуждения» [12, 13]. Такое строение особенно характерно для взрывной фазы (flash phase) сильных вспышек (балла  $\geq 2$ ); крылья балмеровской эмиссии при этом состоят из отдельных усов различной протяженности и яркости [14]. Анализ усов показывает, что это явление связано с эмиссией в струях, «исходящих из некоторого ядра или сходящихся в ядро» [15], или, в отдельных случаях, — с мощными, типа взрыва, макроскопическими движениями со скоростями от 80 до 250 км/сек [14, 15].

Во вспышках существуют разные механизмы расширения балмеровской эмиссии: Штарк-эффект (например, [13, 16]), Доплер-эффект (например, [14, 17]), расширение вследствие движений с немаксвелловским распределением скоростей [18, 19]. До некоторой степени такая разноликость связана, видимо, с особенностями эмиссионной структуры вспышек и с теми неопределенностями и трудностями, которые возникают на практике при отыскании причин расширения линий (см., например, [20]). Бесспорно, однако, что от случая к случаю может преобладать тот или иной механизм расширения эмиссии.

Помимо приведенных известно еще много и других спектральных закономерностей и особенностей строения вспышек. Некоторые из них будут упомянуты и обсуждены ниже. Однако, чтобы избежать затуманивания основного вопроса, мы будем основываться главным образом на перечисленных выше наиболее важных характерных свойствах вспышек.

### § 2. МОДЕЛЬ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Приведенные в предыдущем параграфе спектральные закономерности, на наш взгляд, могут быть, естественно, объяснены, если принять следующую модель вспышки.

Вспышка представляет собой тесную систему тонких петель, образующих фигуру, напоминающую цифру 8. Эта «восьмерка» ориентирована



примерно по радиусу Солнца. Светящееся вещество движется из вершин петель к основаниям последних. Скорости частиц вначале параллельны солнечной поверхности, затем их направление быстро меняется, и движение становится радиальным. Схематически общую картину можно представить так, как изображено на фиг. 1, где  $A$  и  $A'$  — отдельные «резервуары», из которых стекает вещество, а линиями  $AB$  и  $A'B'$  показаны траектории частиц. В частных случаях модель может иметь следующие особенности.

- а) Вся «восьмерка» значительно наклонена к солнечной поверхности.
- б) Верхние и нижние петли деформированы различным образом.
- в) «Работает» лишь одна сторона петли, т. е. вещество стекает лишь по одной из ветвей.
- г) Эффективно действует либо только верхняя, либо только нижняя часть «восьмерки».

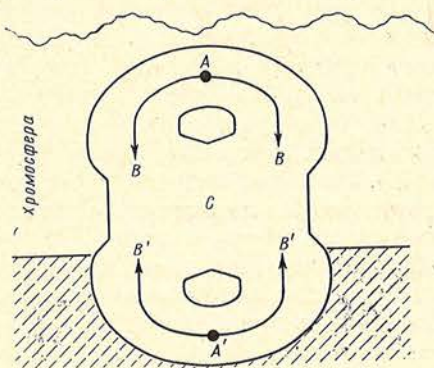
Отметим еще некоторые детали модели. Вещество вытекает из «резервуаров» со скоростями 100—300 км/сек. Верхняя и нижняя петли могут расширяться (как бы растягиваться изнутри) со скоростью 5—20 км/сек. Вся вспышка как целое неподвижна.

Описанные движения в петлях характерны для «электромагнитных» протуберанцев (см. ниже). В этих протуберанцах движение вещества происходит, по всей вероятности, вдоль силовых линий магнитного поля (Северный, Хохлова [21]). Сама же модель напоминает по форме силовые линии магнитного диполя. Имея в виду эту аналогию, будем считать, что движения в предлагаемой модели контролируются полем некоторого магнитного «диполя». Здесь мы говорим о «диполе», исходя только из внешнего вида, и отнюдь не пытаемся предреши́ть этим действительный характер поля.

Рассмотрим теперь, как развивается такая вспышка и как могут быть объяснены отмеченные выше спектральные закономерности.

Под действием некоторого механизма — таковым, возможно, является «магнитная фокусировка» (см. [22], стр. 461) — вещество, окружающее магнитный «диполь», начинает быстро конденсироваться в вершинах петель в мелкие ядра — «резервуары». Далее происходит как бы взрыв этих ядер, вследствие чего вещество двумя струями, исходящими практически из точечной области, начинает двигаться вдоль силовых линий к основанию магнитной трубки.

В общем случае мы полагаем, что в отношении сил, сжимающих плазму в отдельные ядра-«резервуары», и полной энергии, затрачиваемой на конденсацию, верхние и нижние части «восьмерки» одинаковы. Значительное различие температур в высоких слоях солнечной атмосферы, с одной стороны, и в низких слоях — с другой, приведет, однако, к тому, что в верхней части «восьмерки» плотность отдельных ядер и общая плотность будут гораздо меньше, чем в нижней части. Не зная особенностей процесса конденсации с последующим «взрывом», трудно сделать количественные оценки этих плотностей. Поэтому ограничимся пока просто предположением, что в общем случае в верхних отдельных ядрах конденсируется сравнительно небольшое количество вещества, так что их оптическая плотность мала даже в первых членах серии Бальмера. В частных случаях, в зависимости от особенностей процесса конденсации, величины сил сжатия и глубины залегания вспышки, плотности в верхних частях «восьмер-



Фиг. 1. Модель вспышки



ки» могут быть самыми разнообразными, в том числе и весьма значительными.

В отношении температур мы также пока ограничиваемся предположением. Будем считать, что в общем случае в верхних и нижних петлях они примерно такого же порядка, как соответственно в верхней и нижней хромосфере. В частных случаях также следует ожидать значительных температурных различий.

Поскольку в верхних «резервуарах» (А) плотность мала, а температура высока, то заметную эмиссию здесь будут давать только обильные элементы и только в линиях, способных светиться в условиях высокотемпературной внешней хромосферы. В основном это будут линии Н I, He I, Ca II (линии Н и К), Fe II и т. д. Другими словами, светиться будут линии, простирающиеся в обычном спектре хромосферы до больших высот (по затменным наблюдениям).

В нижних «резервуарах» плотность сравнительно высокая, а температура низкая. Здесь в основном будут светиться линии Н I и Ca II (линии Н и К). Заметной интенсивности могут достигать также те металлические линии, которые интенсивно светятся в данных слоях атмосферы. Эмиссия гелия будет незначительной.

Представим теперь, что мы видим вспышку в центре диска. Пользуясь фиг. 1 и приведенным описанием строения и динамики вспышки, нетрудно воссоздать ту картину спектра, которая должна наблюдаться при этом.

**Н а ч а л о в с п ы ш к и.** Число конденсаций еще невелико.

В верхних оптически тонких петлях заметное излучение будут давать лишь наиболее плотные «резервуары». Эмиссионное обращение будет наблюдаться в центральных частях сильных линий (первые члены серии Бальмера, линии Н и К, Ca II).

В более плотных нижних петлях эмиссия будет значительной не только от «резервуаров», но и от некоторой части петель. Здесь, однако, излучение в центре первых линий Бальмера (и в центре Н и К Ca II) поглотится в хромосфере и будет видно лишь коротковолновое крыло эмиссии, обусловленное составляющей скорости по лучу зрения. Это крыло не будет особенно протяженным, поскольку движение здесь быстро затухает вследствие торможения в плотной среде.

В итоге от всей вспышки в сильных линиях Н I и Ca II мы будем видеть слабое центральное эмиссионное обращение и коротковолновое эмиссионное крыло — синяя асимметрия (см. § 1, п. 4).

**В з р ы в н а я ф а з а (flash phase).** Процесс образования ядер нарастает лавинообразно.

Верхняя часть «восьмерки» в целом становится все более яркой не только в вершине, но и на всем протяжении. Эмиссия в линиях водорода и линиях Н и К Ca II будет быстро расти в центре и в красном крыле. Появление длинноволнового крыла здесь связано с радиальной составляющей скорости, особенно значительной на конечных участках траекторий АВ.

Интенсивность названных линий будет нарастать также вследствие того, что под действием потока вещества начинает светиться хромосфера в основании верхней петли (область С на фиг. 1). Плотности здесь сравнительно большие, так что эта эмиссионная область будет иметь заметную оптическую толщину. Следовательно, эмиссия видна будет не только в центрах линий, но и в крыльях. Последние будут возникать вследствие действия эффектов естественного затухания и давления. Возможно, кроме того, в основании петли возникает «турбулентный» слой, что приведет также к расширению эмиссии.

В нижней части «восьмерки» вследствие значительного тормозящего действия плотной среды движение затухает уже на небольшом отрезке пути. Поскольку радиальная составляющая скорости на начальных участках траекторий невелика, то синее крыло эмиссии будет непротяженным. Ин-



тенсивность этого крыла вначале небольшая, так как в его создании будут участвовать только наиболее сильные петли. Кроме того, определенную роль здесь будут играть тушащие процессы, поскольку плотность среды велика (по этому поводу см., например, [23]). С течением времени, однако, под воздействием непрерывного тока вещества произойдет «пробой» трубки и движение распространится на всю петлю. Синее крыло при этом станет протяженным и интенсивным.

Таким образом, во взрывной фазе вспышки в линиях водорода и в линиях H и K Ca II будет наблюдаться следующая картина. Эмиссия в центре линий быстро растет. Одновременно развиваются крылья, при этом красное крыло эмиссии (особенно в начале фазы) имеет большую протяженность и интенсивность — красная асимметрия (см. § 1, п. 1 и 4).

Рассмотрим теперь картину свечения линий металлов (кроме H и K Ca II).

В основаниях петель под действием тока вещества увеличиваются плотность и температура, и здесь возникают области повышенного давления. Они начинают сжимать во встречных направлениях хромосферу, находящуюся в области C. Это приведет к тому, что на некотором уровне в этой области возникнет зона повышенной плотности. Первоначально тонкая, эта зона с усилением процесса вспышки будет увеличиваться, распространяясь как в глубь, так и наружу хромосферы. В итоге с течением времени весь объем между верхней и нижней петлями будет представлять собой плотную хромосферу. От растекания в боковых направлениях ее удерживает магнитное поле.

Поскольку условия в области C в основном те же, что и в хромосфере, то здесь спектр в целом будет аналогичен спектру обычной хромосферы (по затменным наблюдениям). В зависимости от степени сжатия общая интенсивность свечения металлов может сильно меняться от случая к случаю. Относительные интенсивности отдельных линий при этом будут оставаться, однако, неизменными, а именно: такими, как в обычной хромосфере. Очевидно, что и картина высотной стратификации излучения металлов во вспышке будет напоминать ту, которая наблюдается в обычной хромосфере. Линии, простирающиеся в спектре хромосферы до небольшой высоты  $h$  (по затменным наблюдениям), будут светиться в низких слоях вспышки. Линии же с большими  $h$  будут иметь заметную интенсивность в высоких областях вспышки, где условия для их свечения благоприятны. Таким образом, изложенные в § 1, п. 9 факты находят вполне естественное объяснение.

Далее, поскольку в области C нет причин для возникновения заметных макроскопических движений, то линии металлов будут узкими и совпадающими по положению с фраунгоферовыми линиями (см. § 1, п. 6).

Так же естественно объясняется и ряд других особенностей свечения металлов. Например, наблюдения показывают, что по сравнению с  $H_{\alpha}$  линии металлов возгораются позже в начале вспышки и также позже достигают максимума свечения [8, 9]. Кроме того, разные линии металлов приобретают заметную интенсивность неодновременно [8, 9]. В [9] показано, что сначала наиболее яркими становятся линии с некоторыми близкими между собой «средними» значениями  $h$ , а затем, с развитием вспышки, постепенно начинают заметно излучать линии со значениями  $h$ , как меньшими, так и большими «средних» значений. Эти факты легко понять. Действительно, поскольку область C уплотняется не сразу, то возгорание металлов будет запаздывать. Далее, после того как процесс сброса вещества в петлях достигнет максимума и начнет затухать, интенсивность в центре  $H_{\alpha}$  будет падать в основном вследствие уменьшения эмиссионного вклада «резервуаров» A. Области же повышенного давления в основаниях петель будут еще существовать некоторое время и продолжать сжимать хромосферу. Это и приводит к запаздыванию максимума



свечения металлов. Возгорание же линий в зависимости от  $h$  легко объясняется последовательным характером формирования уплотненной области  $C$  (см. выше).

Далее, в [9] нами было показано, что асимметрия (красная) уменьшается при последовательном переходе к линиям металлов с меньшими значениями  $h$ , а у ряда линий отсутствует совсем. Напомним, что  $h$  — высота, до которой простирается линия в спектре хромосферы (по затменным наблюдениям). Этот факт также легко объясним. Вещество из верхней части «восьмерки» втекает в сравнительно разреженные области хромосферы и поэтому будет проникать в область  $C$  на значительные глубины, прежде чем окончательно затормозится. Естественно, что в движение будут вовлекаться атомы, расположенные на пути потока в области  $C$ . Это и приведет к появлению красного крыла эмиссии у некоторых линий металлов. Поскольку поток, проникая в хромосферу, все более тормозится, то естественно, что асимметрия будет уменьшаться при переходе к линиям, которые светятся лишь в более глубоких слоях хромосферы, т. е. к линиям с меньшими значениями  $h$ . Те линии, которые способны светиться лишь в областях, лежащих ниже уровня, где поток окончательно тормозится, будут симметричными.

Сделаем еще некоторые замечания об асимметрии в линиях металлов. Поток от верхней части «восьмерки» может проникать глубоко в область  $C$ , пока последняя еще не уплотнена значительно. Поэтому красная асимметрия в линиях металлов может быть видна только сравнительно короткое время в начале взрывной фазы, что и наблюдается в действительности [9]. Это также объясняет, почему асимметрия в линиях металлов отсутствует в более поздних стадиях развития вспышки. Поток от нижней части «восьмерки» в начале вспышки, как уже отмечалось, не будет проникать в область  $C$  по причине быстрого торможения. После «пробоя» (см. выше) поток также не сможет значительно углубиться в эту область, так как плотность последней станет уже высокой. Таким образом, синяя асимметрия в линиях металлов, как правило, не должна проявляться совсем или должна быть очень незначительной. В согласии с этим наблюдения обнаруживают только красную асимметрию и лишь очень слабые признаки усиления синего крыла у некоторых линий металлов [9].

Обратимся теперь к гелию. Как отмечалось, гелий светится в верхней части «восьмерки». Кроме того, он будет светиться и в области  $C$ , так же как он светится в хромосфере наряду с металлами. Повторяя рассуждения, которые проводились при рассмотрении свечения водорода и металлов, приходим к следующим выводам. В линиях гелия должна наблюдаться сильная красная асимметрия (вследствие движения в верхней петле). После ослабления потока (сброса) эмиссия гелия будет узкой (свечение в области  $C$ ). Интенсивность гелиевых линий должна увеличиваться с усилением свечения металлов. Действительно, основная доля эмиссии гелия будет исходить из протяженной и плотной области  $C$ , где одновременно светятся металлы. Поэтому естественно, что с ростом эмиссии металлов (при сжатии хромосферы) должна увеличиваться и интенсивность свечения гелия. Все эти заключения находятся в согласии с наблюдениями (см. [9] и § 1, п. 10).

**Фаза максимума и фаза разрушения.** В этих стадиях эволюции вспышки процессы конденсации и стока вещества в обеих петлях «восьмерки» затухают. Под действием каких-то сил петли (особенно верхняя) начинают как бы растягиваться. Все это приведет к тому, что сжатие области  $C$  прекратится и она начнет расширяться и высвечиваться. Поскольку факторы, обуславливающие большую ширину эмиссии линий водорода (движения в петлях, эффекты давления и «турбулентности» в области  $C$ ) перестают действовать, то одновременно с высвечиванием металлов крылья этих линий будут исчезать. Такой параллелизм



процессов уменьшения ширины  $H_\alpha$  и затухания эмиссии металлов подтверждается наблюдениями (см. [6]). В центре же водородных линий свечение может наблюдаться еще значительное время вплоть до полного разрушения вспышки.

Выше мы рассмотрели случай, когда вспышка находится в центре диска. Обсудим теперь вкратце, какие особенности спектра будут наблюдаться по мере удаления вспышки к краю диска.

Чем ближе к лимбу будет располагаться вспышка, тем больше будет составляющая по лучу зрения скорости движения в вершинах петель. Поскольку в последних скорости наиболее высокие, то с удалением вспышки от центра диска ширина эмиссии водородных линий будет увеличиваться (см. § 1, п. 5). Свою роль здесь, конечно, будет играть и увеличение контраста за счет потемнения диска к краю в частотах непрерывного спектра.

Иное положение будет с составляющей по лучу зрения скорости радиального движения на конечных участках траекторий  $AB$ : она будет уменьшаться с увеличением гелиоцентрического расстояния. Поэтому красная асимметрия будет уменьшаться к краю диска (см. § 1, п. 2).

Во вспышках, расположенных у лимба, мы будем видеть в основном только верхнюю часть «восьмерки» и область  $C$ . Эмиссия от глубокозалегающей нижней части «восьмерки» будет поглощена или сильно ослаблена в большой толще хромосферы по лучу зрения. В результате картина должна выглядеть так, как если бы вспышка состояла из двух областей: «водородной» и залегающей в более глубоких слоях атмосферы — «металлической». Таким образом, наблюдения Мишара (см. § 1, п. 7) также находят объяснение.

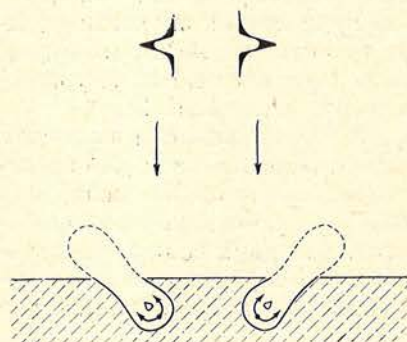
Остановимся теперь на синей асимметрии. Рассмотрим случай, когда верхняя часть «восьмерки» либо недостаточно эффективно действует, либо очень слабо излучает. Последнее будет происходить, когда «восьмерка» не особенно компактна, а как бы вытянута так, что верхняя петля располагается в короне. Вследствие высокой температуры и разреженности корональной плазмы в «резервуары» будет собираться столь малое количество светящегося вещества, что верхняя петля практически не будет видна на фоне диска. Проводя те же рассуждения, которые были сделаны выше при рассмотрении отдельно нижней части «восьмерки», приходим к заключению, что в данных случаях асимметрия будет преимущественно синей. Поскольку эмиссия исходит от нижней петли и от сравнительно глубокозалегающей области  $C$ , то в центре сильных линий (первые члены серии Бальмера и линии  $H$  и  $K$   $Ca II$ ) должны быть абсорбционные провалы. Особенно сильными провалы будут, когда вспышка достаточно удалена от центра, так что поглощающий слой по лучу зрения становится значительным, или когда область  $C$  окажется слаборазвитой из-за отсутствия действия верхней петли. Таким образом, особенности проявления синей асимметрии (см. § 1, п. 3) также объясняются.

В случае действия преимущественно лишь нижней части «восьмерки» может наблюдаться также V-эффект (см. § 1, п. 8). Действительно, глядя на вспышку сбоку, получим следующую картину. Выбрасываемое из «резервуаров»  $A'$  (см. фиг. 1 и 2) с большими скоростями вещество даст широкие эмиссионные крылья (излучение в центре будет поглощено в хромосфере). Передвигаясь от точки  $A'$  по траекториям  $A'B'$ , мы будем последовательно наблюдать все более узкую эмиссию, поскольку составляющие скоростей по лучу зрения будут уменьшаться. Так как эмиссия в центре линий здесь также поглощена (или сильно ослаблена), то будет наблюдаться как бы постепенное стягивание лишь крыльев эмиссии. При переходе к области  $C$ , где заметные движения отсутствуют и, следовательно, линии неширокие, процесс «стягивания» крыльев продолжается. Однако по мере продвижения ко все более высоким слоям вспышки эмиссия станет наблюдаться не только в крыльях, но и в центре линий, поскольку погло-



щение в хромосфере, расположенной по лучу зрения, перестает играть заметную роль. В итоге эмиссия будет иметь вид, напоминающий букву V. Понятно, что этот эффект будет особенно проявляться в сильных линиях. Так как металлы светятся в области C, то в спектре их эмиссия будет локализована у острия «V», что и наблюдается в действительности (см. § 1, п. 8). В зависимости от наклона «восьмерки» V-эффект может иметь ту или иную ориентировку (см. фиг. 2) — в согласии с наблюдениями [6]. Отметим, что в формировании V-эффекта определенную роль может играть также «растягивание» петли, что приводит к взаимному смещению эмиссии ветвей петли.

Итак, мы обсудили основные спектральные закономерности, проявляющиеся во вспышках на диске. Перейдем теперь к вспышкам на лимбе.



Фиг. 2. К объяснению V-эффекта

В этом случае мы будем видеть в основном эмиссию от верхней части «восьмерки» и от области C. Излучение от нижней петли будет сильно ослаблено (поглощение в хромосфере) или не наблюдаться совсем (петля за лимбом).

На лимбе вспышка обычно наблюдается тогда, когда в процессе развития она поднимается достаточно высоко над краем диска, т. е. когда верхняя часть «восьмерки», растягиваясь, выйдет в корону. В этом случае, как уже отмечалось, верхняя петля будет оптически тонкая (см. § 1, п. 13). Последнее обусловливается не только тем, что из-за разреженности корональной плазмы в

«резервуарах» собирается небольшое количество вещества, но и тем, что этих резервуаров образуется уже сравнительно немного (вспышка находится в стадии затухания). Далее, поскольку в петлях вещество быстро движется, то все линии, включая и линии металлов, будут широкие (см. § 1, п. 12). Вследствие флуктуаций интенсивности процесса конденсации и различного рода деформаций отдельных петель эмиссия будет представляться как бы разорванной (см. § 1, п. 11). В зависимости от характера деформаций и флуктуаций эмиссия может обнаруживать либо красную, либо синюю асимметрию и быть даже односторонней, если действует только одна ветвь петли (см. § 1, п. 11). Наличие разного рода нерегулярностей во вспышках на лимбе следует связать с процессом разрушения вспышек (напоминаем, что на лимбе мы наблюдаем их, как правило, на поздних стадиях эволюции).

Отметим еще одну деталь. Поскольку верхняя петля оптически тонкая, то в возвышающихся над лимбом частях вспышки интенсивность линий металлов будет мала (сами линии — широкие). При переходе к более низким, «хромосферным» частям вспышки (т. е. к области C) в линиях металлов должна обнаруживаться более сильная, и при том уже узкая, эмиссия. Общая картина свечения металлов в «хромосферных» частях должна быть такой же, как во вспышках на диске. Все эти особенности хорошо подтверждаются наблюдениями (см. [8, 24]).

Остановимся еще на следующем примечательном факте. Спектральные наблюдения показывают, что во вспышках на лимбе скорости в основном направлены параллельно солнечной поверхности (см., например, [25]). По наблюдениям же в центре  $H_\alpha$  оказывается, что лимбовые вспышки движутся преимущественно в вертикальном направлении (например, [26]). Эти особенности также легко объяснимы. Вспышка как целое может быть либо неподвижна, либо вытягиваться вверх (характер подъема петель описан в следующем параграфе). В то же время выбросы вещества из «резер-



вуаров» в вершинах петель будут обнаруживаться при спектральных наблюдениях. Это и создает впечатление, что вспышка быстро и хаотично движется вдоль солнечной поверхности.

Рассмотрим теперь вкратце вопрос о тонкой структуре и о причинах расширения эмиссии вспышек. Как говорилось выше, мы полагаем, что вспышка состоит из множества отдельных, очень тонких «восьмерок». В первые моменты развития вспышки на диске в основном наблюдается излучение от самых вершин нижних петель (см. выше). Каждая из этих петель будет давать усы, так как эмиссия в центре линии поглощена в хромосфере. Синие усы при этом должны быть интенсивнее красных, поскольку вещество, движущееся к наблюдателю, выходит в более разреженные слои атмосферы. (см. фиг. 2) и поэтому медленнее тормозится и рассеивается. Таким образом, в начале вспышки наиболее широкие крылья эмиссии будут состоять из отдельных усов. Понятно, что эмиссия в усах будет расширена вследствие движений типа струй, исходящих из ядра. Во вспышках на диске, когда эмиссия крыльев состоит из множества таких усов, а также во вспышках на лимбе эмиссия будет представляться расширенной вследствие мощных, типа взрыва, макроскопических движений. «Чистая струя» здесь не получится из-за смещения множества струй (усов) различной протяженности и яркости. Все эти факты находятся в согласии с наблюдениями (см. § 1).

Как отмечалось в § 1, в некоторых вспышках эмиссия водородных линий расширена Штарк-эффектом (обсуждая механизмы расширения, мы имеем в виду именно бальмеровские линии). По этому поводу можно высказать следующие соображения. Причиной расширения возникающих в хромосфере водородных линий поглощения является Штарк-эффект [27]. Поскольку область  $C$  вспышки весьма близко напоминает хромосферу, то, видимо, эмиссия водорода здесь будет расширена также Штарк-эффектом. В тех случаях, когда область  $C$  по той или иной причине становится особенно протяженной и яркой, так что ее эмиссия преобладает, профили крыльев линий будут штарковскими.

Полученный в [18, 19] закон расширения  $e^{-\alpha\Delta\lambda}$ , вероятно, фиктивный вследствие наложения доплеровской и штарковской эмиссий (см. [20]).

Подводя итог изложенному в этом параграфе, мы видим, что, придерживаясь предлагаемой модели, можно вполне естественно объяснить основные спектральные закономерности во вспышках. Следует, однако, рассмотреть еще дополнительные факты, чтобы убедиться в возможности представления вспышек этой моделью. Обсудим поэтому некоторые вопросы строения и динамики вспышек на основе данных наблюдений.

### § 3. ДВИЖЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ И СТРУКТУРА ВСПЫШЕК

Остановимся вначале на движениях, которые были приняты для модели вспышки (конденсация плазмы с последующим «взрывом» и стеканием вещества к основаниям петель). Наблюдения показывают, что такие процессы и движения весьма характерны в протуберанцах активных областей. Это протуберанцы типа петель, дуг, воронок, корональных облаков, конденсаций, узлов. Поскольку все эти образования по характеру движений мало различаются между собой ([28], стр. 207), то для краткости мы будем называть их системами петельных протуберанцев (СПП) или просто петлями. Отметим, что к общей схеме вспышки (как на фиг. 1) наиболее близки СПП типа воронки.

Согласно Вальдмайеру ([29], стр. 194), в СПП движения носят следующий характер. Над группой пятен в корональном пространстве появляются яркие сгустки вещества. «...Обычно сгустки образуются прямо на месте, возникая как бы из ничего. Эти сгустки служат в дальнейшем резервуа-



рами, из которых... вещество стекает... по прямым или искривленным траекториям... Искривленные траектории часто создают впечатление замкнутых дуг... движение происходит только сверху вниз... Вещество вытекает из резервуара в почти горизонтальном направлении, затем его путь быстро загибается книзу, и, наконец, оно впадает почти вертикально в хромосферу».

СПП типа воронки «тесно связаны со вспышечной активностью; их появление в центре активности означает, что в нем происходили или будут происходить вспышки» (см. [28], стр. 206).

Все эти факты показывают, что движения, принятые для модели, типичны для протуберанцев, тесно связанных со вспышечной активностью.

Рассмотрим теперь, насколько предлагаемая модель согласуется с данными наблюдений о структуре вспышек.

Остановимся прежде всего на работе Бруцека [30], где сделан анализ большого числа наблюдений систем петельных протуберанцев как на лимбе, так и на диске. Вкратце результаты, полученные Бруцеком, сводятся к следующему.

1. СПП тесно связаны с сильными вспышками (сопровождающимися, как правило, геофизическими эффектами) и, собственно, представляют собой часть вспышек.

2. Петельная структура существует, видимо, уже в самые первые моменты развития вспышек, когда последние в целом еще представляются наблюдателю аморфными образованиями, возвышающимися в виде холма на 5000—10 000 км (речь идет о виде вспышек на лимбе).

3. Яркость петель, особенно их вершин (узлов), зачастую равна яркости вспышек. На диске СПП наблюдаются также и в абсорбции.

4. Вещество в петлях стекает во вспышку в обеих ветвях со скоростью порядка 100 км/сек.

5. СПП развиваются следующим образом. Новые системы петель как бы внезапно появляются над уже существующими петлями. Старые, более низкие петли постепенно исчезают вследствие того, что светящееся вещество стекает в хромосферу.

Слоним [31, 32] на основе изучения обширного материала наблюдений приходит к выводу, что между вспышками и протуберанцами активных областей существует тесная генетическая связь. Эта связь, в частности, проявляется: 1) в совпадении во времени развития вспышек с развитием протуберанцев и 2) в локализации вспышек в основаниях протуберанцев (выбросов, корональных потоков, петель и струй). Связь носит двухсторонний характер: «Вспышки не только возникают у основания хромосферных выбросов и корональных потоков, петель и струй, но и сами порождают типичные в смысле форм, но исключительные по яркости протуберанцы активных областей».

Входящие во вспышку корональные потоки часто видны на диске в эмиссии. По мере вхождения в «центр притяжения» они становятся все более яркими.

Наблюдения Слоним свидетельствуют, что протуберанцы-петли зарождаются «не только в короне..., но и в хромосфере». В ряде случаев из хромосферных вспышек постепенно поднимается яркая СПП. Во вспышке на диске 13.V 1960 г., например, петельная структура отчетливо обнаруживалась уже вблизи момента максимума яркости. По мере развития вспышки СПП все более вытягивалась и к концу наблюдений поднялась над лимбом на высоту 60 000 км. На диске петли имели яркость, характерную для вспышек (узлы петель по интенсивности превосходили непрерывный спектр в 1,2—1,4 раза).

Петельная структура во вспышках как на лимбе, так и на диске наблюдалась неоднократно и другими исследователями (например, Вальдмайер [33], Бруцек [34], Зирин [35, 36]). Особый интерес представляют





$10^h 20^m$



$10^h 46^m$



$10^h 55^m$



$H_{\alpha} \quad 10^h 52^m$



$H \text{ Ca II} \quad 10^h 52^m$



$H_{\alpha} \quad 10^h 56^m$



$H_{\alpha} \quad 11^h 40^m$



$H \text{ Ca II} \quad 11^h 40^m$



$H_{\alpha} \quad 10^h 30^m$

Фиг. 3. Развитие и спектр системы петельных протуберанцев во вспышке 26.IX 1963 г. (позитивы)



наблюдения Зирина [35] за процессом образования вспышки 18.XII 1956 г. Им приведены данные, убедительно показывающие, что вспышка (представлявшая собой компактную систему ярких петель) возникла в результате быстрого сжатия («коллапса») корональной конденсации. К выводу о принципиальной общности природы некоторых сильных вспышек и СПП приходит также Мензел [37] на основании анализа данных наблюдений известной вспышки 1.IX 1959 г.

Чтобы проиллюстрировать сказанное, приведем некоторые данные наблюдений вспышки 26.IX 1963 г. (описание ее см. в [9]). На фиг. 3, а, б, в показано последовательное развитие вспышки по наблюдениям в центре  $H_{\alpha}$ . Отчетливо видно, что один из узлов (правый) постепенно расширялся, приобретая все более рыхлую структуру. После выхода за лимб в этом узле стала проследиваться петельная структура (точнее, структура, присущая протуберанцам типа воронки). Таким образом, здесь с большой степенью уверенности мы можем сказать, что верхняя часть вспышки представляла собой яркую СПП, которая постепенно поднималась вверх, теряя при этом яркость.

На фиг. 3, г — з приведены спектры СПП в  $H_{\alpha}$  и в  $H$  Ca II. Они отчетливо указывают на наличие в вершинах петель больших горизонтальных скоростей. О том, что эмиссия расширена здесь действительно вследствие макроскопических движений, говорят быстрые, нерегулярные изменения вида эмиссии, появление односторонних выбросов и т. д. Хорошо видно, что горизонтальные скорости велики только в вершинах петель и быстро уменьшаются при переходе к боковым ветвям петель (см., например, фиг. 3, е). Видно также, что петли как бы растягиваются изнутри и испытывают разного рода «деформации» (см. фиг. 3, д, ж, з).

Интересно отметить еще одну деталь. В предыдущем параграфе мы говорили, что когда в процессе развития вспышки верхняя петля поднимается, то ее интенсивность падает. В этом случае в основном должна наблюдаться усообразная или V-образная эмиссия нижней петли. Спектры, полученные в основании узла (правого) — в том месте, где на фиг. 3, в видна яркая полоска на диске, — действительно показывают наличие V-эффекта (см. фиг. 3, и — верхнее эмиссионное обращение; нижняя полоска эмиссии без крыльев принадлежит побочному слабому узлу). В то же время в остававшемся компактным узле (левом), где, видимо, верхняя петля не поднялась по каким-то причинам, эмиссия имела обычный вид: высокий центральный пик и протяженные крылья.

Таким образом, приведенные данные наблюдений весьма непосредственно и убедительно свидетельствуют о том, что верхняя часть вспышек (по крайней мере некоторых из них) представляет собой очень яркие, компактные петли (или конденсации) с характерными для СПП движениями.

О наличии нижней петли мы, к сожалению, можем судить лишь на основании косвенных данных. Однако явление V-эффекта, синяя асимметрия во вспышках с усообразной эмиссией и др., на наш взгляд, довольно убедительно подтверждают петлеобразную форму нижних частей вспышки и наличие в последних характерных для СПП движений.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше было показано, что предлагаемая нами модель сильных хромосферных вспышек позволяет вполне естественно объяснить ряд спектральных закономерностей. Мы также видели, что модель находится в согласии с данными наблюдений о структуре вспышек и движениях вещества в них. Все это позволяет говорить о принципиальном соответствии модели в целом действительной картине строения и динамики вспышек в солнечной атмосфере по высоте.



Пока трудно сказать, относится ли предлагаемая модель ко всем вспышкам. Согласно, например, Слоним [32], вспышки можно подразделить на три типа.

Тип *A* — кратковременные, носящие характер резкого импульса вспышки, возникающие в основании хромосферных выбросов.

Тип *B* — наиболее сильные вспышки, имеющие характер мощного затяжного всплеска излучения. В процессе развития этих вспышек образуются СПП.

Тип *C* — слабые продолжительные вспышки пульсирующего характера. Они связаны с втеканием петель, потоков и струй корональных протуберанцев.

Наша модель относится к вспышкам типа *B*.

О применимости ее к вспышкам типов *A* и *C* можно высказать пока лишь следующие соображения общего порядка. Возможно, эти вспышки возникают, когда по каким-либо причинам эффективно действует только одна часть «восьмерки». В случае действия лишь нижней петли движущееся наружу вещество не испытывает заметного торможения со стороны встречного потока. Возможно, это приводит к тому, что хромосферное вещество выталкивается в корону. Тогда мы будем видеть выброс и в его основании вспышку, т. е. вспышку типа *A*. Когда действует только верхняя петля, причем сильно вытянутая, уходящая своей вершиной в корону, мы, видимо, будем иметь вспышку типа *C*. Действительно, в расположенных в короне «резервуарах» конденсируется небольшое количество вещества. Поэтому вспышка будет слабой, а сами петли по яркости сравнимы с протуберанцами. Однако уверенные заключения о применимости модели к названным типам вспышек могут быть сделаны только на основе дополнительных наблюдений и исследований.

Мы рассмотрели вопрос о строении сильных вспышек по высоте лишь качественно и в наиболее общих чертах и случае. Для уточнения и детализации модели нужны дополнительные наблюдения и количественное рассмотрение проблемы.

Эти вопросы будут затронуты в дальнейшем.

Автор искренне благодарен чл.-корр. АН СССР А. Б. Северному за ценные обсуждения затронутых вопросов.

10 мая 1965 г.

#### Литература

1. Z. Svestka. I consult. Polish and Czechoslov. astronomers on helioph. and magnetohydrodyn. Wroclaw, 41, 1964.
2. M. Ellison. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 109, 1, 1949.
3. Z. Svestka, M. Kopecký a. M. Blaha. Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 13, 37, 1962.
4. Z. Svestka, M. Kopecký, M. Blaha. Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 12, 229, 1961.
5. R. Michard. Ann. d'Astrophys., 22, 887, 1959.
6. M. Blaha, M. Kopecký, Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 13, 85, 1962.
7. C. W. Allen. Monthly Notices Roy. Astron. Soc., 100, 635, 1940.
8. Н. Н. Степанян. Изв. Крымской астрофиз. obs., 29, 68, 1963.
9. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 33, 118, 1965.
10. H. J. Smith, E. v. P. Smith. Solar flares, Makmillan Co., N 4, 1963.
11. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 13, 103, 1955.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 17, 129, 1957.
13. Т. В. Казачевская, А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 19, 46, 1958.
14. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 21, 131, 1959.
15. А. Б. Северный, А. Н. Коваль. Изв. Крымской астрофиз. obs., 26, 3, 1961.
16. Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 11, 167, 1960.



17. Z. Svestka. Bull. Astron. Inst. Czechoslov., 12, 73, 1961.
18. J. Jefferies, E. v. P. Smith, H. J. Smith. Astrophys. J., 129, 146, 1959.
19. E. v. P. Smith. Astrophys. J., 137, 580, 1963.
20. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 34, 252, 1965.
21. А. Б. Северный, В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 10, 9, 1953.
22. И. С. Шкловский. Физика солнечной короны. М., Гостехиздат. 1962.
23. И. С. Шкловский. Астрон. ж., 35, 838, 1958.
24. В. Г. Банин. Изв. Крымской астрофиз. obs., 32, 38, 1964.
25. J. Evershed. Observatory, 68, 66, 1948.
26. А. Б. Северный, Е. Ф. Шапошникова. Изв. Крымской астрофиз. obs., 24, 235, 1960.
27. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. obs., 16, 54, 1956.
28. К. де Ягер. Стрoение и динамика атмосферы Солнца. ИЛ, 1962.
29. М. Вальдмайер. Результаты и проблемы исследования Солнца. ИЛ, 1950.
30. A. Bruzek. Astrophys. J., 140, 746, 1964.
31. Ю. М. Слоним. Астрон. ж., 39, 798, 1962.
32. Ю. М. Слоним. Бюлл. «Солнечные данные», № 4, 67, 1963.
33. M. Waldmeier. Zs. Astrophys., 46, 92, 1958.
34. A. Bruzek. Zs. Astrophys., 54, 17, 1962.
35. H. Zirin. Astrophys. J., 129, 414, 1959.
36. H. Zirin. Astrophys. J., 140, 1216, 1964.
37. D. H. Menzel. Publ. Astron. Soc. Pacific, 73, 194, 1961.



СТРУКТУРА СТОЛБА ГАЗА  
ЗА ФРОНТОМ ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В УДАРНОЙ  
ТРУБЕ

Э. Е. Дубов, Д. А. Фесенко

Исследована структура столба газа и последовательность отражений ударной волны от торца ударной трубы и от контактной поверхности, происходящие при этом изменения температуры, давления, электронной плотности. Показано, что существование слоев с резко различными свойствами может быть обнаружено с помощью изучения контура линий  $H_{\beta}$ . Подтверждена эмпирически установленная зависимость между полушириной линии  $H_{\beta}$  и расстоянием между ее максимумами. Отмечаются некоторые особенности спектра отраженной ударной волны. Обращается внимание на неоднородность газа.

THE STRUCTURE OF GASEOUS COLUMN BEHIND THE FRONT OF REFLECTED SHOCK WAVE IN THE SHOCK TUBE by E. E. Dubov and D. A. Fesenko. — The structure of gaseous column and the set of reflections of shock wave from the shut end of the shock tube and from the contact surface, changes under this conditions in temperature, pressure and electronic density were studied.

The possibility to detect the existence of layers with quite different characteristics by means of study of  $H_{\beta}$  profile is shown.

The empirically found dependence bound half-width of  $H_{\beta}$  and the separation of its maximums is confirmed.

Some characteristics of spectra of reflected shock waves are marked.

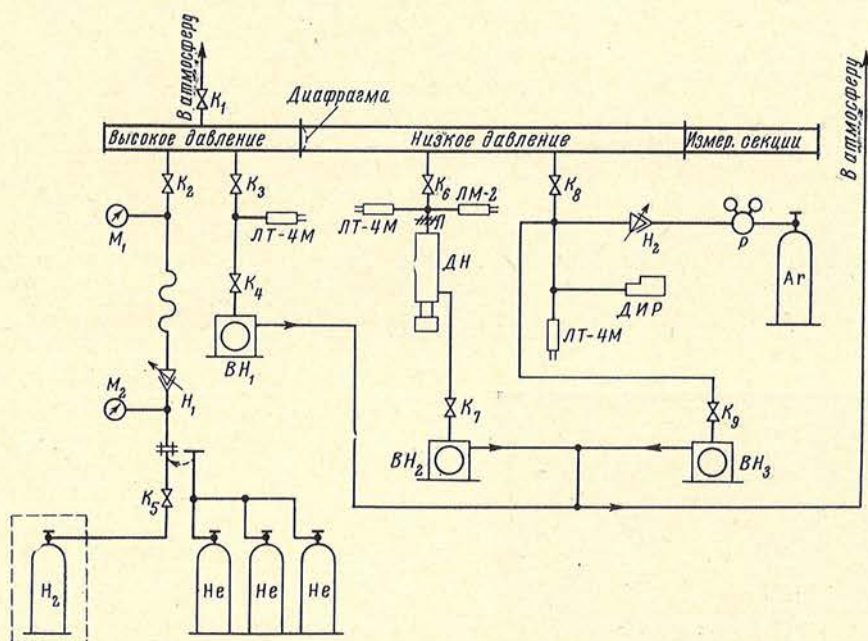
Attention is paid to the inhomogeneity of gas.

Начатые в Крымской астрофизической обсерватории работы по исследованию с помощью ударной трубы сил осцилляторов методом излучения и работы по исследованию магнитогидродинамического взаимодействия потока ионизированного газа за фронтом ударной волны с внешним магнитным полем требовали предварительного изучения вопроса о структуре газового столба, об однородности физических условий в светящемся слое, о возможности использовать свечение за фронтом отраженной ударной волны и яркого свечения, возникающего у торца ударной трубы на более поздних стадиях процесса. Надо было определить, насколько в применяемой нами ударной трубе теоретически рассчитанные параметры газа отличаются от измеренных непосредственно, как эти параметры изменяются за время эксперимента и вдоль столба газа. Выяснению этих вопросов и посвящена данная статья. О применении ударных труб для исследования сил осцилляторов см., например, [1, 2]. Во многих случаях силы осцилляторов определяются методом поглощения при просвечивании ударной трубы импульсной лампой того или иного типа. Часто при этом используются отраженные ударные волны.

Однако Стрелов и Коэн [3] показали, что в реальном случае в отраженной волне может возникать разветвление, которое «вызывает также боль-



шие флуктуации температуры для любых отдельных элементов объемов газа в течение и после прохождения ударной волны». Полной однородности нет даже за фронтом падающей ударной волны. Так, Баженова [4] нашла изменение скоростей частиц вдоль пробки горячего газа, а Файзуллоев [5] падение температуры вдоль пробки. Поэтому при постановке любых экспериментов по определению сил осцилляторов (особенно абсолютных) вопросу об однородности должно быть уделено особое внимание.

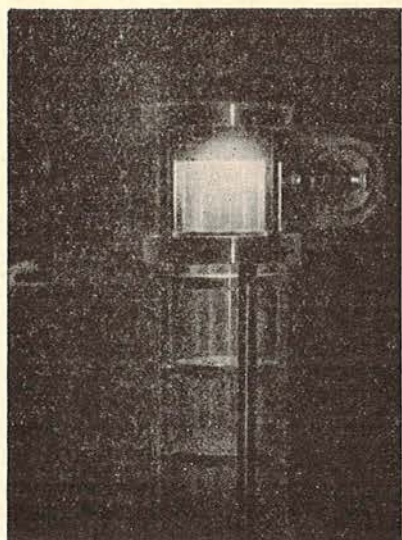
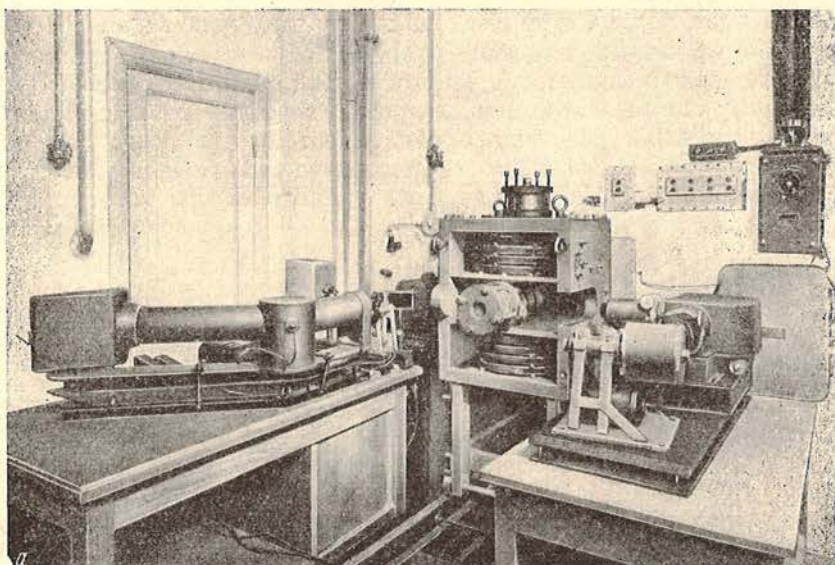


Фиг. 1. Принципиальная схема газовых и вакуумных соединений ударной трубы

Ударная труба Крымской астрофизической обсерватории была спроектирована и изготовлена под руководством инженеров А. В. Лобанова и К. П. Лянзуриди и старшего научного сотрудника М. З. Хохлова. Труба характеризуется следующими данными: сечение круглое, диаметр 62 мм, длина секции высокого давления 65 см. Секция низкого давления состоит из двух частей — стальной трубы длиной 321 см, прозрачной части из четырех плексигласовых секций общей длиной в 42 см и одной секции из плавленого кварца длиной в 77 мм. Труба заканчивается металлическим плоским торцом. При необходимости мог быть установлен прозрачный торец из плавленого кварца. На фиг. 1 приведена схема вакуумных и газовых соединений, а на фиг. 2 — фотография трубы. Данные фиг. 1 сведены в таблицу.

|     |                                   |                                                                       |
|-----|-----------------------------------|-----------------------------------------------------------------------|
| ВН  | Форвакуумный насос . . . . .      | ВН <sub>1</sub> и ВН <sub>2</sub> — ВН-2;<br>ВН <sub>3</sub> — РВН-20 |
| ДИР | Датчик ионизационно-радиационный  | МИР-ЗА                                                                |
| ДН  | Диффузионный насос . . . . .      | ЦВЛ-100                                                               |
| К   | Кран . . . . .                    | Разные                                                                |
| Л   | Ловушка жалюзийная . . . . .      | Охлаждение водяное                                                    |
| М   | Манометр стрелочный . . . . .     | 0—250 ам                                                              |
| Н   | Натекатель регулируемый . . . . . | Игольчатый                                                            |
| Р   | Редуктор . . . . .                | Кислородный                                                           |

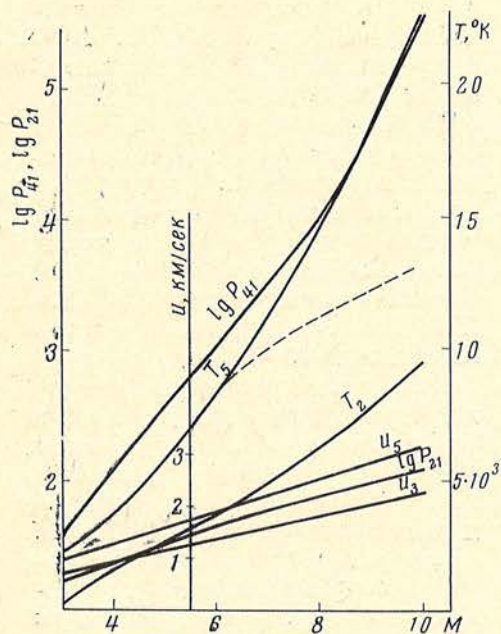




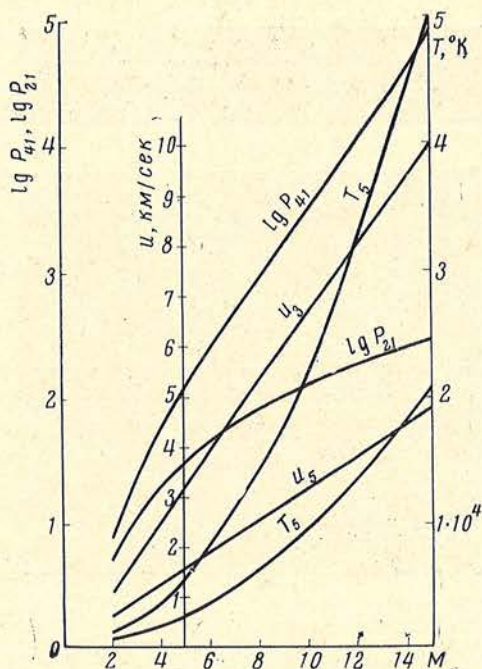
Фиг. 2. Общий вид ударной трубы (а) и фотография в момент отражения ударной волны (б)

В качестве рабочего газа употреблялся аргон с примесью кислорода менее 0,005% и азота 0,01%, в качестве толкающего газа — гелий и водород. Давление в камере высокого давления достигало 125 ат, давление в канале менялось от 1,4 до 10, а в отдельных опытах до 60—80 мм рт. ст. Перед опытом секция низкого давления промывалась аргоном. Теория ударной трубы описана многими авторами (см., например, [6—8]). Согласно графикам и формулам, приведенным в этих работах, мы построили графики различных параметров газового потока в трубе в зависимости от числа Маха для случаев работы с гелием и водородом. Эти графики приведены на фиг. 3 и 4, а на фиг. 5 и 6 показаны отклонения экспериментальных значений чисел Маха от теоретических. Диафрагмы были изготовлены из листового алюминия, толщиной 2 и 3 мм, на них наносились на определенную глубину насечки, что обеспечивало разрыв диафрагм при определенном (с точностью порядка 5%) давлении и хорошее их раскрытие (см. фото на фиг. 7). Скорость ударной волны измерялась двумя способами: по наклону фронта волны на фотографиях с разверткой во времени





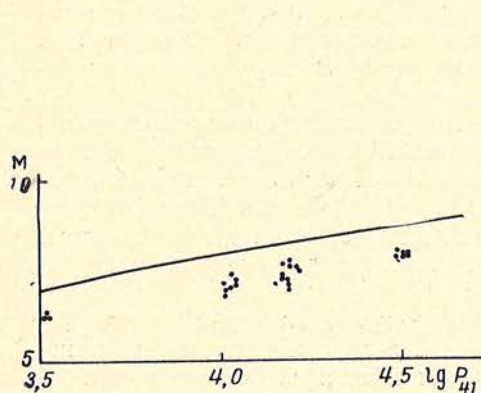
Фиг. 3. Расчетные параметры состояния газа за фронтом ударной волны для случая, когда толкающим газом является гелий, а рабочим — аргон



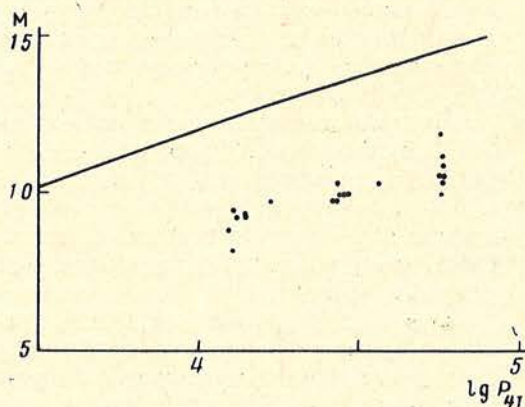
Фиг. 4. Расчетные параметры состояния газа за фронтом ударной волны для случая, когда толкающим газом является водород, а рабочим — аргон

и посредством ионизационных датчиков. Соответствующая схема приведена на фиг. 8, а на фиг. 9 приведены примеры полученных осциллограмм.

Для фотографирования развертки падающей и отраженных волн во времени применена камера, состоящая из объектива Ю-26 и вращающегося барабана, на котором закреплялась пленка. Барабан приводился в движение электромотором, число оборотов которого регулировалось величиной подаваемого напряжения и измерялось следующим образом. На одном валу с барабаном закреплялся кольцевой магнит с прорезью. При вращении барабана магнит двигался около обмотки, и в тот момент, когда прорезь проходила мимо обмотки, в последней индуцировался импульс. Для измерения числа импульсов в минуту применялось соответ-

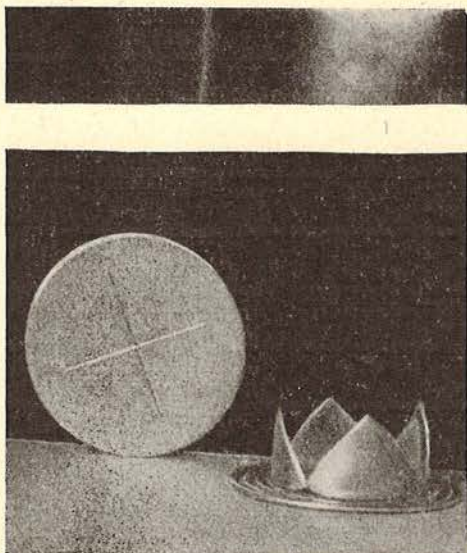


Фиг. 5. Экспериментальные и теоретические значения чисел Маха для случая He — А



Фиг. 6. Экспериментальные и теоретические значения чисел Маха для случая H<sub>2</sub> — А





Фиг. 7. Фотографии диафрагмы до и после эксперимента

определенных различными способами, получались разными, так как скорость ударной волны, как известно, меняется вдоль трубы, достигая максимума на расстоянии в 20—40 диаметров трубы от диафрагмы [4] и плавно падая к торцу. У нас получилось, что с точностью до 2—3% скорость, определенная по фотографиям фронта волны, составляет 0,93 от скорости, определенной по ионизационным датчикам для  $M = 7,2$ . На фиг. 5 и 6 представлены скорости около торца ударной трубы. Зависимость между скоростями для отдельных измерений показана на фиг. 11. По фотографиям ударной волны с разверткой во времени определена также длина пробки горячего светящегося столба газа. Результаты в зависимости от экспериментально определенного числа Маха приведены на фиг. 12.

На большинстве наших фотографий развертки, примеры которых представлены на фиг. 10, хорошо виден сам фронт падающей ударной волны в виде узкой полоски (причина свечения до сих пор не выяснена), более темный промежуток, соответствующий, по-видимому, периоду установления равновесия, и, наконец, видна широкая светящаяся полоса, связанная со свечением потока газа за фронтом ударной волны. Яркость волны непрерывно растет от фронта волны к контактной поверхности (см. фиг. 29). Видны также различные стадии отражения волны от торца и от контактной поверхности.

Из приведенных данных видно, что для одинаковых начальных условий характеристики ударных волн достаточно близки. Камера могла быть установлена также и с торца ударной трубы. При этом устанавливался прозрачный торец. С помощью спектрографов ИСП-51 или Q12 и вращающегося барабана можно было снимать развертку спектра ударной волны. Описание этих спектров дано ниже. Применялись три типа установки спектрографа (фиг. 13):

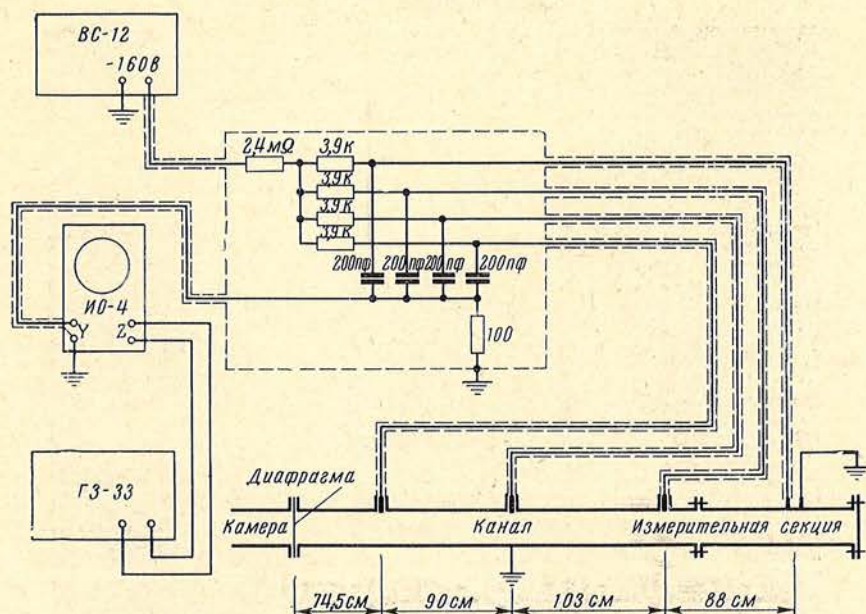
а) с торца, прозрачный торец при этом закрывался непрозрачной маской с прямоугольным отверстием  $10 \times 3$  мм, расположенным либо в центре торца, либо на расстоянии в 12 или 24 мм от центра. Отверстие отображалось на щель спектрографа с помощью линзы;

б) спектрограф располагался сбоку от трубы и использовался без перебрасывающей оптики, при этом коллиматор спектрографа освещался участком трубы в 20—30 мм около торца;

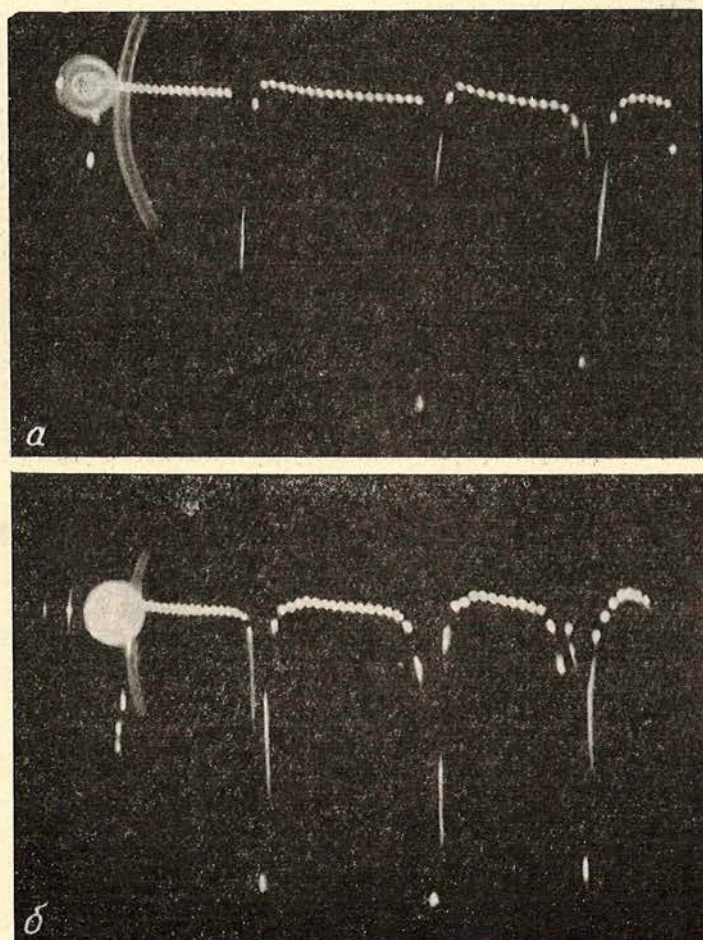
ствущее устройство от быстродействующей камеры СФР. Диаметр барабана 148 мм, применявшиеся скорости вращения 2500 и 5000 об/мин. Фотография барабана приведена на фиг. 2. Для увеличения разрешения во времени на прозрачную часть трубы надевался экран, в котором вдоль трубы шла щель шириной около 1 см. Использовались пленки РФ-3 и АМ-1 и аэропанхроматическая пленка типа 10—1000.

На фиг. 10 приведены примеры временной развертки падающей и отраженных ударных волн. В связи с тем, что по временной развертке мы определяли скорости падающей ударной волны около торца трубы, а с помощью ионизационных датчиков скорость измерялась в основном на участке от 165 до 271 см от диафрагмы, значения скоростей,



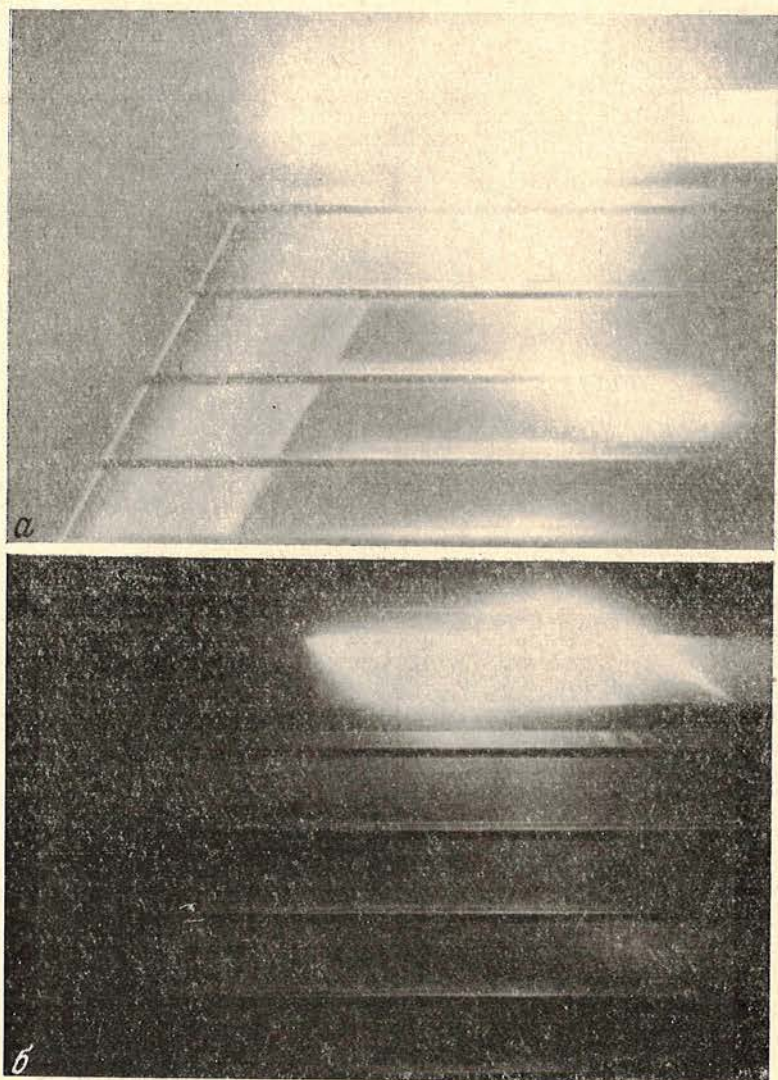


Фиг. 8. Схема измерения скорости ударной волны с помощью ионизационных датчиков



Фиг. 9. Типичные осциллограммы





Фиг. 10. Пример фотографии свечения ударной волны с разверткой во времени

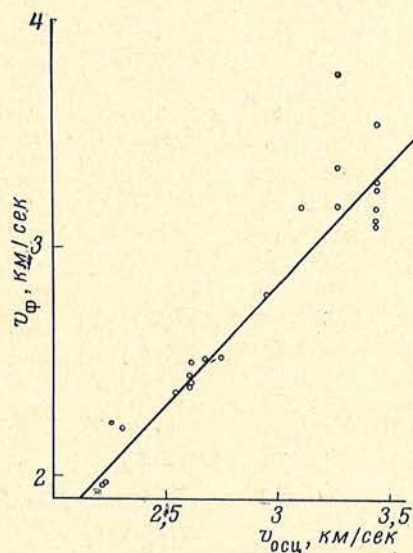
в) спектрограф располагался сбоку, но на щель отображалось определенное место трубы, расположенное на расстоянии в 5, 10 и 20 мм от торца ударной трубы.

Комбинированная фотография разверток, снятых сбоку и с торца, и развертки спектра приведена на фиг. 14 [развертка в белом свете (слева), спектральная развертка (посередине) и развертка в белом свете торца (справа)].

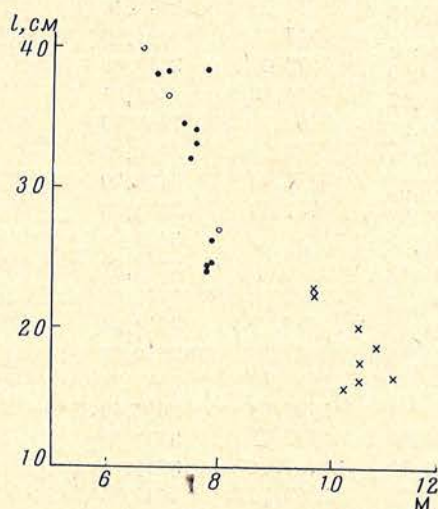
Было проделано три серии экспериментов. Первая серия ( $M = 6 \div 8$ ) включала развертки в белом свете и развертки спектров без отображающей оптики. Вторая серия ( $M = 6 \div 8$ ) включала развертки в белом свете сбоку и с торца и развертки спектров, полученные с отображением ударной трубы на плоскость щели спектрографа сбоку и с торца. Третья серия включала только развертки в белом свете, снятые сбоку от трубы для более сильных ударных волн ( $M = 8 \div 11$ ), полученные при использовании в качестве толкающего газа водорода.



В первой серии часто наблюдались очень большие неоднородности за фронтом отраженной волны. Большинство наблюдений этой серии группируется около экспериментальных значений чисел Маха, равных 7,1; 7,5 и 7,8. Для  $M$ , равных 7,8 и 7,5, такая неоднородность наблюдалась



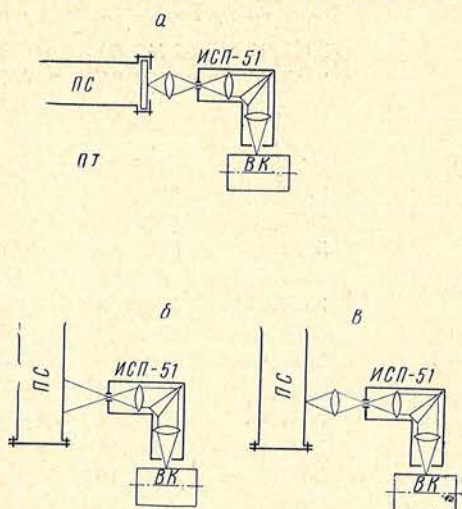
Фиг. 11. Сравнение скоростей, измеренных с помощью ионизационных датчиков по осциллограммам, и скоростей, измеренных по фотографиям с разверткой



Фиг. 12. Зависимость экспериментально полученных значений длины  $l$  пробки горячего светящегося газа за фронтом ударной волны от числа Маха

всегда, а для  $M$ , равных 7,1, — примерно в половине случаев (фиг. 15). Картина отражений в этих случаях очень напоминает картину бифуркации (раздвоения) ударной волны, описанную в [3], когда отраженная ударная волна, распространяясь по более холодному газу у стенок трубы, уходит вперед по сравнению с той частью отраженной ударной волны, которая распространяется в центральной части сечения ударной трубы. В работах [3, 9, 10], однако, в аргоне бифуркация не наблюдалась. При бифуркации согласно [3] за фронтом отраженной волны возникают турбулентность, значительные флуктуации температуры и плотности.

Сравнение случаев, когда возникают такие неоднородности, со случаями их отсутствия при  $M = 7,1$ , показывает, что при возникновении неоднородностей скорость падающей волны, длина пробки горячего газа и скорость переднего фронта отраженной волны несколько меньше, но это различие мало. При бифуркации обе ножки отраженной ударной волны достигают контактной поверхности не одновременно, и при отражении от контактной поверхности возникает целый «веер» волн, движущихся по



Фиг. 13. Различные типы установки спектрографа ИСП-51

а — с торца; б — сбоку от трубы без отображения трубы на щель спектрографа; в — сбоку от трубы с отображением трубы на плоскость щели спектрографа с помощью линзы

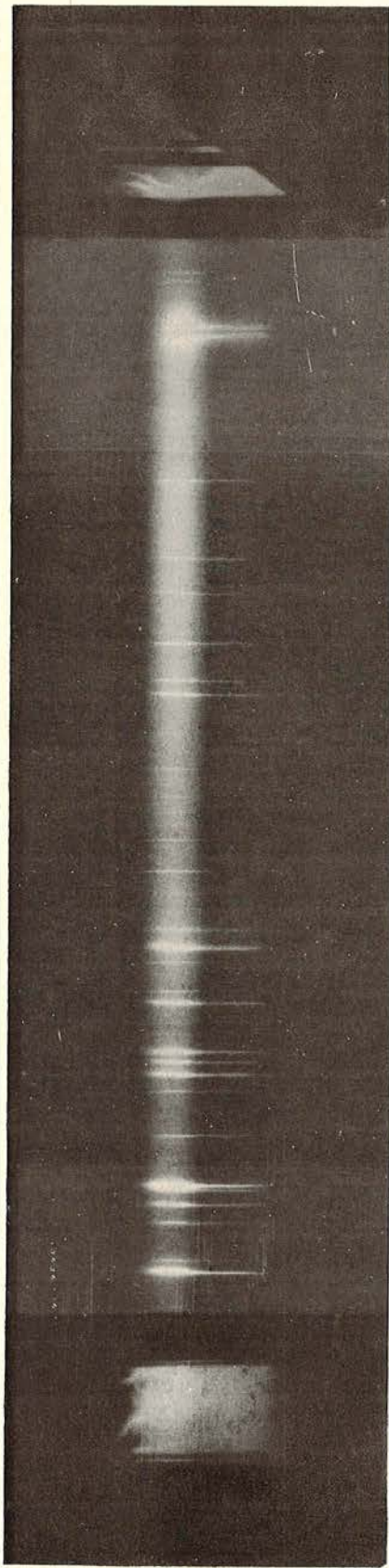


Таблица 1

## Спектр ударной волны

|              |             |         |         |              |             |              |
|--------------|-------------|---------|---------|--------------|-------------|--------------|
| <b>A I</b>   | 4289,72     | 3286,76 | 4127,61 | 5192,36      | 2458,78     | <b>Mg II</b> |
| 6752,83      | 4351,77     | 3305,97 | 4132,06 | 5226,86      | 2461,86     | 2790,79      |
| 4510,7       |             | 3306,35 | 4134,68 | 5227,19      | 2493,26     | 2795,53      |
| 4345,17      | <b>Cu I</b> | 3407,46 | 4137,00 | 5232,94      | 2493,18     | 2798,06      |
| 4333,56      | 3247,54     | 3424,29 | 4143    | 5269,54      | 2503,87     | 2802,69      |
| 4300,10      | 3273,96     | 3443,88 | 4154    | 5270,36      | 2533,63     |              |
| 4272,17      | 4651,13     | 3440,61 | 4187    | 5281,80      | 2538        | <b>Mn I</b>  |
| 4259,36      | 5105,54     | 3465,86 | 4210,35 | 5283,63      | 2562,53     | 4030,76      |
| 4200,68      | 5153,24     | 3475,45 | 4216,19 | 5324,18      | 2563,47     | 4823,52      |
| 4198,32      | 5218,20     | 3476,70 | 4219,36 | 5328,05      | 2566,91     |              |
| 4191,03      | 5782,13     | 3490,56 | 4233,61 | 5339,94      | 2570,84     | <b>Na I</b>  |
| 4181,88      |             | 3497    | 4235,94 | 5341,03      | 2574,37     | 3302,32      |
| 4164,18      | <b>Fe I</b> | 3513,82 | 4250    | 5371,49      | 2582,58     | 3302,99      |
| 4158,59      | 2472        | 3541,09 | 4260,48 | 5383,37      | 2585,9      | 5889,9       |
| 4044,42      | 2483,27     | 3542,08 | 4271    | 5404,15      | 2591,54     | 5895,9       |
| 4266,29      | 2488,15     | 3554,93 | 4282,41 | 5405,78      | 2598,37     |              |
|              | 2491,16     | 3556,88 | 4294,13 | 5424,08      | 2599,40     | <b>Si I</b>  |
| <b>Ba II</b> | 2498,89     | 3558,52 | 4299,24 | 5429,70      | 2607,09     | 2506,90      |
| 6496,90      | 2592,78     | 3570,10 | 4307,91 | 5446,92      | 2611,9      | 2514,33      |
| 6141,72      | 2737,31     | 3581,20 | 4315,09 | 5455,6       | 2613,82     | 2516,12      |
| 4934,09      | 2813,29     | 3608,86 | 4325,77 | 5586,76      | 2617,62     | 2519,21      |
| 4554,04      | 2823,28     | 3618,77 | 4383,55 | 5615,65      | 2621,67     | 2524,12      |
|              | 2825        | 3631,46 | 4404,75 | 5763,01      | 2625,6      | 2528,52      |
| <b>C I</b>   | 2832,44     | 3647,84 | 4415,13 | 5914,16      | 2628,3      | 2881,58      |
| 2478,57      | 2835,46     | 3670,07 | 4422,57 | 6400,02      | 2664,66     |              |
|              | 2840,42     | 3682,21 | 4442,34 | 6677,99      | 2666,63     | <b>Sn I</b>  |
| <b>Ca I</b>  | 2843        | 3687,46 | 4443,20 |              | 2684,75     | 2839,99      |
| 6462,57      | 2894,51     | 3705,57 | 4447,72 | <b>Fe II</b> | 2692,60     |              |
| 6439,07      | 2912,16     | 3709,25 | 4459,12 |              | 2703,99     | <b>Al I</b>  |
| 6162,17      | 2918,03     | 3719,94 | 4466,55 | 2327,39      | 2714,41     | 2373,36      |
| 6122,22      | 2926,59     | 3734,87 | 4476,02 | 2331,31      | 2727,54     | 2567,99      |
| 5857,5       | 2926,59     | 3737,13 | 4482    | 2332,80      | 2739,55     | 3082,15      |
| 5588,75      | 2936,91     | 3749,49 | 4494,57 | 2338,00      | 2743,20     | 3092,71      |
| 5594,45      | 2947,88     | 3758,24 | 4528,62 | 2343,49      | 2746,48     | 3944,03      |
| 4455,89      | 2953,94     | 3763,79 | 4654    | 2348,10      | 2746,98     | 3961,53      |
| 4454,78      | 2966,90     | 3767,19 | 4667,46 | 2348,30      | 2761,81     |              |
| 4435,69      | 2973        | 3787,88 | 4668,14 | 2360,29      | 2767,5      | <b>Ti II</b> |
| 4434,96      | 2983,57     | 3795,00 | 4678,85 | 2364,83      | 2779,30     | 3234,52      |
| 4425,44      | 2994,43     | 3798,51 | 4691,41 | 2382,04      | 2840,64     | 3349,03      |
| 4318,65      | 3000,95     | 3820,43 | 4707,28 | 2388,63      | 2858,34     | 3361,21      |
| 4302,53      | 2999,51     | 3825,88 | 4736,78 | 2395,41      | 3227,75     | 3372,80      |
| 4283,01      | 3008,14     | 3834,22 | 4859,70 | 2395,62      |             | 3583,76      |
| 4226,73      | 3020        | 3859,91 | 4871,33 | 2399,24      | <b>H</b>    | 2828,15      |
|              | 3037,34     | 3878,58 | 4872,15 | 2404,43      | 4101,74     |              |
| <b>Ca II</b> | 3047,61     | 3886,28 | 4891,50 | 2404,88      | 4340,47     |              |
| 3968,47      | 3057,45     | 3906,48 | 4890,77 | 2406,66      | 4861,33     | <b>Mo I</b>  |
| 3933,67      | 3059,09     | 4005,25 | 4919,00 | 2410,52      | 6562,8      | 2816,15      |
| 3179,33      | 3067,24     | 4063,60 | 4920,51 | 2411,07      |             |              |
| 3158,87      | 3075,72     | 4071,74 | 4957    | 2413,31      | <b>Mg I</b> | <b>Zn I</b>  |
|              | 3100        | 4076,64 | 5137,39 | 2424,14      | 2852,13     | 4680,14      |
| <b>Cr I</b>  | 3214,04     | 4107,47 | 5139,48 | 2439,30      | 5167,34     | 4722,16      |
| 4254,35      | 3239,44     | 4118,55 | 5191,47 | 2444,51      | 5172,70     | 4810,53      |
| 4274,80      |             |         |         |              | 5183,62     |              |



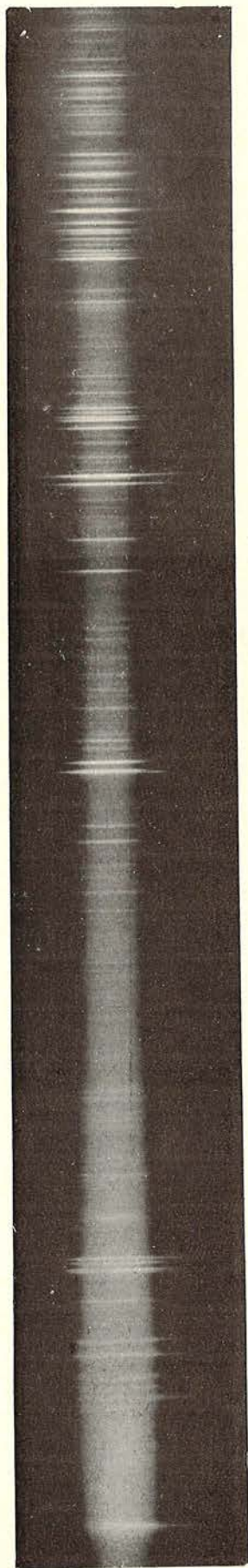


Фиг. 14. Комбинация разверток во времени для  $P_1 = 6$  мм (прямая фотография, спектр и снимок с торца)



Фиг. 15. Сильная неоднородность после отражения ударной волны от торца ударной трубы





Фиг. 16. Развертка спектра, полученная со спектрографом ИСП-51



Фиг. 17. Развертка спектра, полученная со спектрографом 012



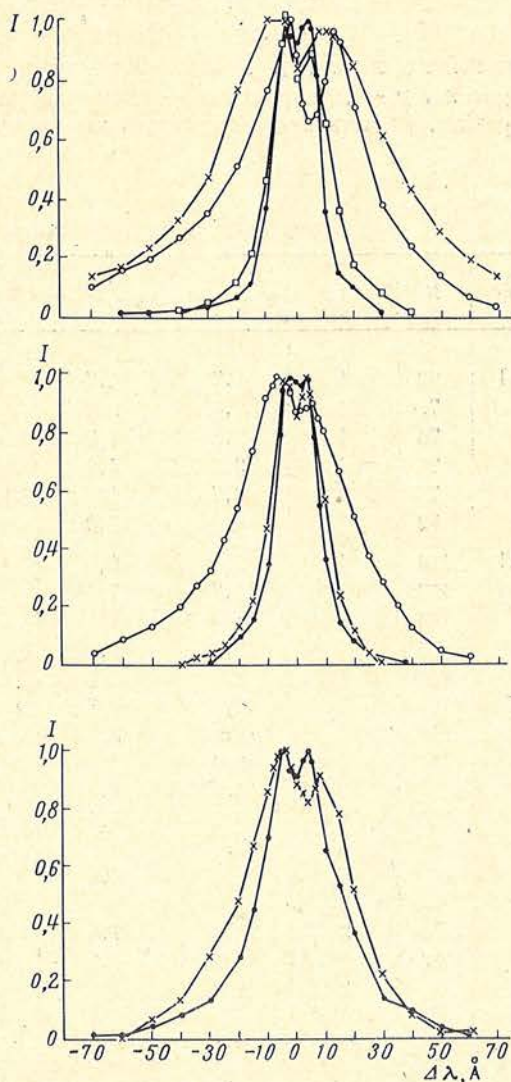
Фиг. 18. Различные фазы, наблюдаемые в спектре



направлению к торцу ударной трубы. Отражаясь еще раз от торца, эти волны сильнее сжимаются и нагревают газ, так что возникает очень яркое свечение, сопровождающееся выбросами струй и отдельных сгустков в холодный газ за контактной поверхностью. Вся эта картина отличается крайней неоднородностью.

Спектры (фиг. 16, 17) первой серии содержат линии 15 нейтральных и 5 ионизированных элементов (табл. 1). Спектры получены при начальных давлениях в трубе от 88 до 6 мм рт. ст. Линии с высоким потенциалом возбуждения и сплошное излучение появляются не за фронтом отраженной волны, а на более поздних стадиях процесса, когда свечение наиболее сильно. Спектры свечения за падающей ударной волной нам получить не удалось. Больше всего в спектре линий железа — 184 линии и линий иона железа — 44 линии, которые в основном появляются в наиболее яркой фазе при большом начальном давлении (40—80 мм). Чем больше начальное давление аргона, тем линий железа больше. Интенсивность линий аргона, наоборот, с уменьшением начального давления увеличивается (рост числа Маха). Линии аргона сильно уширены и смещены в результате действия эффекта Штарка.

Условно спектр можно разделить на четыре фазы. Это деление схематически показано на фиг. 18. Первая фаза соответствует свечению за фронтом отраженной ударной волны; вторая фаза (наиболее яркое свечение, непрерывный спектр) — свечению газа за вторым отражением ударной волны от торца ударной трубы. Третья фаза характеризуется ослаблением сплошного спектра, иногда появлением в спектре новых линий. Четвертая фаза соответствует свечению сразу за фронтом отраженной ударной волны; это свечение более ярко, чем в первой фазе, но очень кратковременно. Иногда в этой фазе можно наблюдать непрерывный спектр. Об однородности столба газа можно судить не только по его сплошному свечению, но и по распределению электронной плотности  $n_e$ . Для определения  $n_e$  по штарковскому уширению нами были построены контуры линии  $H_\beta$  (фиг. 19). Как и в [11], контур  $H_\beta$  получился асимметричным. Красный максимум несколько слабее синего и отстоит от разделяющего их минимума на



Фиг. 19. Профили линии  $H_\beta$  в различных фазах спектра (на различных стадиях процесса)



несколько меньшее расстояние. Значения  $n_e$ , полученные по полуширинам контура  $H_\beta$  с применением теории Колба, Грима и Шена [12], неплохо согласуются с теоретическими расчетами по формуле

$$\alpha = \left[ 2,540 \cdot 10^5 \frac{p}{T^{3/2}} \exp \left( \frac{1,821 \cdot 10^5}{T} \right) + 1 \right]^{-1/2},$$

взятой нами из [3]. В этой формуле коэффициент ионизации  $\alpha = n_i/n_A$ ;  $n_i = n_e$ ,  $p$  — давление,  $T$  — температура и  $n$  — соответствующие концентрации. Результаты расчетов и измерений сравниваются в табл. 2.

Таблица 2

Измеренные и теоретически рассчитанные величины

| Серия | N   | Фаза | $n_e$ по $\delta H_\beta \cdot 10^{-16}$ | $n_e$ по $\Delta \lambda_{H_\beta} \cdot 10^{-16}$ | $n_e$ по расчету из $\alpha$ для первой фазы | $p_1$ | $n_1$             | $M_1$ |
|-------|-----|------|------------------------------------------|----------------------------------------------------|----------------------------------------------|-------|-------------------|-------|
| I     | 69  | 1    | 1,7                                      | 1,7                                                | 1,9                                          | 10    | 3,24              | 6,25  |
|       | 72  | 1    | 3,8                                      | 3,8                                                | 1,9                                          | 9,7   | 3,14              | 6,55  |
|       | 76  | 1    | 3,5                                      | 4,0                                                | 2,2                                          | 6,8   | 2,2               | 6,75  |
|       | 78  | 1    | 3,5                                      | 4,8                                                | 3,1                                          | 4,7   | 1,52              | 6,9   |
|       | 78  | 2    | 8,7                                      | 10                                                 |                                              | 4,7   | 1,52              | 6,9   |
|       | 82  | 2    | 4,4                                      | 5,0                                                |                                              | 2,45  | 1,79              | 7,5   |
| II    | 113 | 1    | 3,4                                      | 2,5                                                | 2,4                                          | 6     |                   | 17,1  |
|       | 113 | 2    | 16,7                                     | 17,4                                               |                                              | 6     | $2 \cdot 10^{17}$ |       |
|       | 113 | 3    | 11                                       | 11                                                 |                                              | 6     | 1,94              |       |
|       | 113 | 4    | 3,9                                      | 3,6                                                |                                              | 6     |                   |       |
|       | 119 | 1    | 2,1                                      | 2,3                                                | 2,4                                          | 6     |                   |       |
|       | 119 | 3    | 8,6                                      | 10,5                                               |                                              | 6     |                   |       |
|       | 119 | 4    | 3,2                                      | 3,2                                                |                                              | 6     |                   |       |
|       | 121 | 1    | 3,9                                      |                                                    | 2,4                                          | 6     |                   |       |
|       |     | 2    | 13,7                                     | 14,5                                               |                                              | 6     |                   |       |
|       | 128 | 1    | 5,2                                      | 5,4                                                | 2,4                                          | 6     |                   |       |
|       |     | 3    | 17,2                                     | 19                                                 |                                              | 6     |                   |       |
|       | 129 | 1    | 5,8                                      | 6,1                                                | 2,4                                          | 6     |                   |       |
|       |     | 2    | 21                                       | 19                                                 |                                              | 6     |                   |       |
|       |     | 3    | 22                                       | 17,4                                               |                                              | 6     |                   |       |
|       | 130 | 1    | 5,6                                      | 6,3                                                | 2,4                                          | 6     |                   |       |
|       |     | 3    | 13,2                                     | 14,5                                               |                                              | 6     |                   |       |

Нам было удобнее определять электронную плотность по расстоянию между максимумами линии  $H_\beta$ . Зависимость между этим расстоянием  $\Delta H_\beta$  и полушириной линии  $H_\beta$  —  $\delta \lambda_{H_\beta}$ , определенная в наших экспериментах, достаточно точно совпадает с зависимостью, найденной в [11]. На фиг. 20 приведена зависимость между ними, взятая из [11]. Нанесены и точки, определенные нами в первой и второй сериях экспериментов.

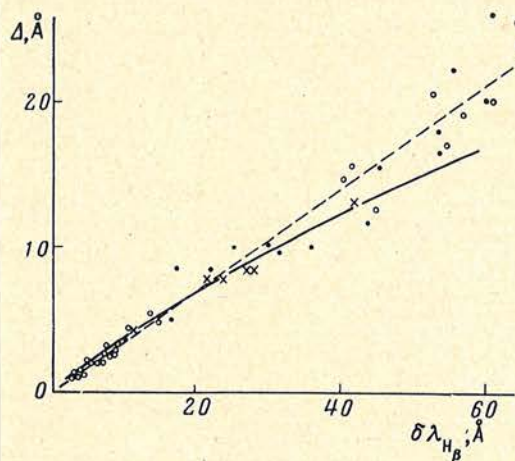
На контурах средней части линии  $H_\beta$ , построенных в большом масштабе, можно видеть добавочные максимумы, появляющиеся парами и свидетельствующие об одновременном присутствии слоев с резко различной электронной плотностью (фиг. 21). Теоретическое сложение профилей, приведенных в [12], дает кривые, подобные тем, что приведены на фиг. 21 (см. фиг. 22). Особенно похожая картина получается, если более широкий контур обременен самопоглощением. На фиг. 23 приведен профиль, полученный при сложении профилей ( $1 - e^{-0,2S_1}$ ), где  $S_1$  — профиль из [12] для  $T = 10^4$  °K и  $n_e = 10^{17}$ , и такого же профиля для  $n_e = 10^{16}$ , но умно-



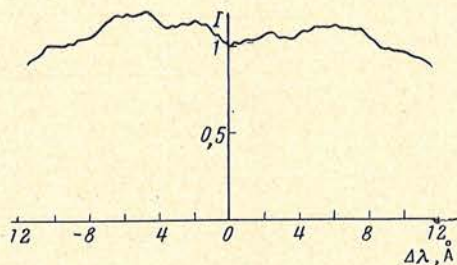
женного на 0,15, чтобы учесть возможную неодинаковую яркость свечения различных слоев. Надо иметь в виду, что форма самого центра профиля линии больше зависит от доплеровского уширения из-за теплового движения атомов.

Для одного случая нами исследован ход электронной плотности со временем. Фотометрические разрезы развертки спектра делались визуально

на микрофотометре МФ-4 через каждые 0,22 мм, что соответствовало шагу в 11,3 мксек. Отмечалось положение максимумов плотности почернения. Всего сделано 20 таких разрезов. Расстояние меж-

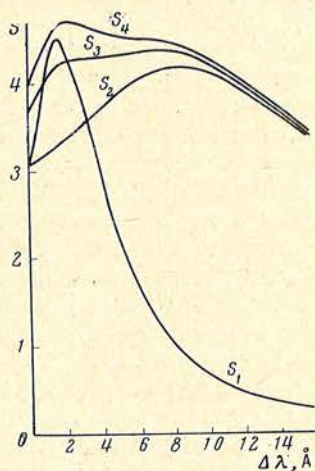


Фиг. 20. Зависимость между полушириной линии  $H_\beta$  и расстоянием между ее максимумами]

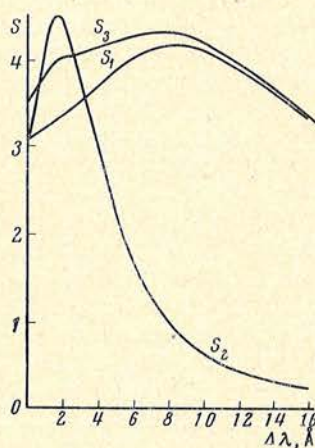


Фиг. 21. Профиль средней части контура линии  $H_\beta$

ду максимумами по фиг. 20 пересчитывалось в электронные плотности. Результаты нанесены на фиг. 24 и 25, где приведен ход электронной плотности со временем и проведено сопоставление с картиной, наблюдавшейся при развертке в белом свете. Можно видеть, что быстрый рост электронной плотности соответствует наиболее яркой фазе при втором отражении ударной волны от торца ударной трубы. Изменение расстояния между вторичными максимумами  $H_\beta$  со временем заставляет нас предполагать, что эти максимумы принадлежат водороду, а не свидетельствуют о простом появлении в спектре новых линий, например, железа.



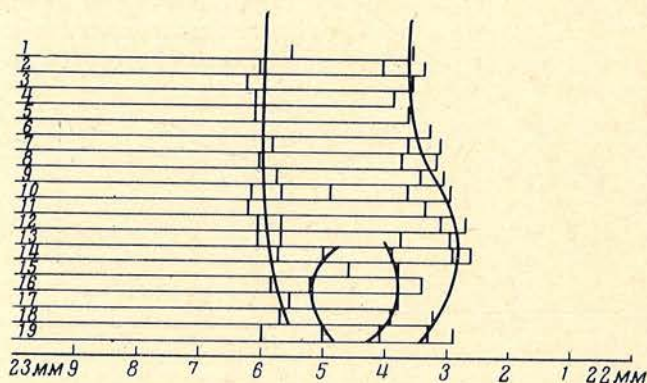
Фиг. 22. Сложение профилей линии  $H_\beta$ , расширенных эффектом Штарка



Фиг. 23. Сложение профилей линии  $H_\beta$ , расширенных эффектом Штарка, если один из профилей отягощен самопоглощением



Для исследования возможного распределения неоднородностей по диаметру ударной трубы во вторую серию экспериментов мы включили получение разверток при фотографировании с торца (фиг. 26). Сопоставление разверток, снятых с торца трубы и сбоку, показывает, что падающая волна на развертках, снятых с торца, не видна, а отраженная волна становится видимой по мере ее движения назад и роста оптической толщины излучающего слоя. Характерно, что даже когда по собственному движению бифуркация не наблюдалась, оптическая толщина быстрее растет ближе к стенкам трубы, а затем в середине ее.

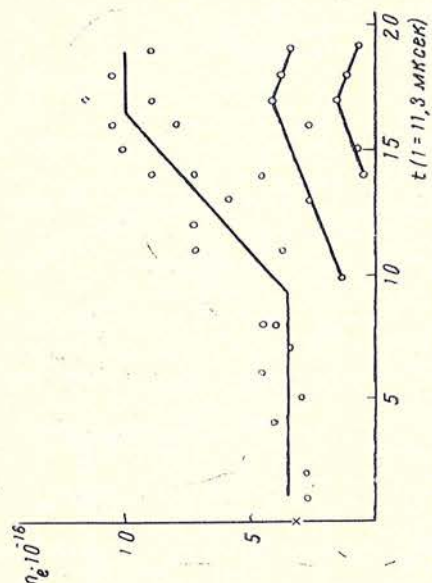


Фиг. 24. Положения максимумов плотности в линии  $H_{\beta}$  на различных разрезах

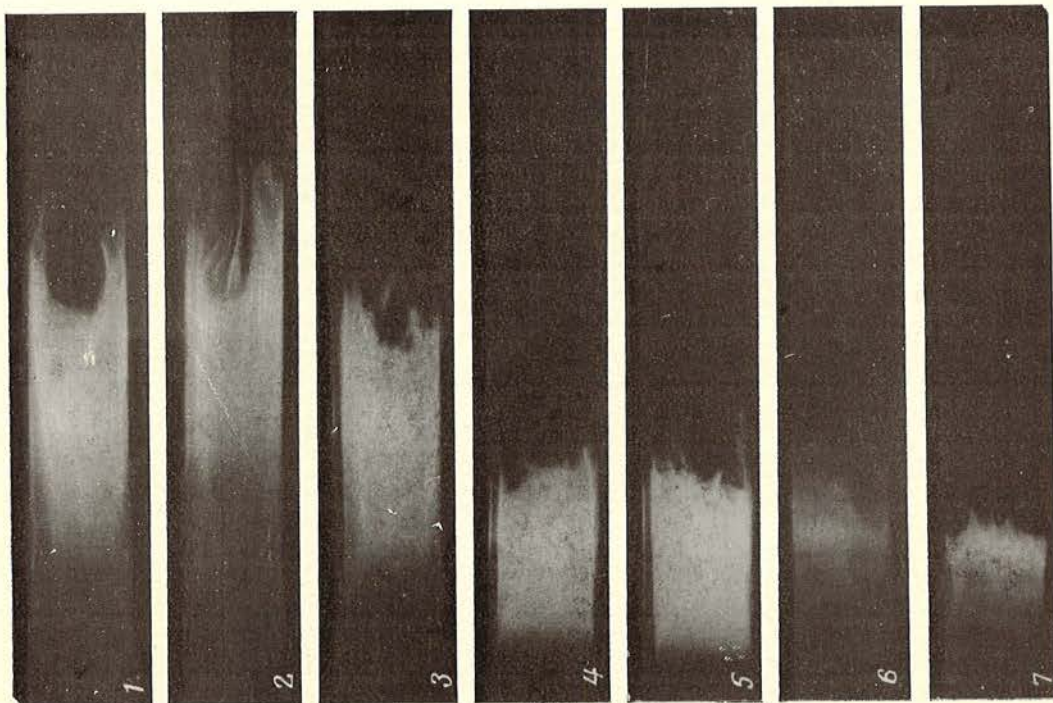
После первого отражения интенсивность свечения не очень велика, неоднородности свечения составляют по нашим определениям 5—10% и расположены параллельно диаметру трубы. Расстояние между ними порядка 5—7 см. Развертки, сделанные сбоку, показывают, что по собственному свечению газа бифуркация в этой серии опытов не наблюдается, а изучение спектров свидетельствует об отсутствии добавочных максимумов у линии  $H_{\beta}$ . На снимках (фиг. 26) видно, что при движении отраженной ударной волны около стенок возникает слой, наблюдаемое свечение в котором и, следовательно, физические условия резко отличаются от остальной массы газа. С уменьшением числа Маха (с ростом начального давления) этот слой занимает все большую часть сечения ударной трубы. После отражения от контактной поверхности яркость увеличивается очень немного. Момент отражения от контактной поверхности, как показывает сопоставление с развертками, снятыми сбоку от ударной трубы, соответствует наибольшей толщине пристеночного слоя. После второго отражения от торца яркость еще увеличивается, а неоднородности приобретают причудливый характер струй и выбросов. Форма и положение их от снимка к снимку не повторяются. При меньших числах Маха неоднородности выражены более резко. При фотографировании сбоку луч зрения должен проходить через несколько таких неоднородностей. Развертки спектров, снятые при расположении спектрографа сбоку от трубы (см. фиг. 30), при разных расстояниях от торца позволяют судить об уменьшении электронной плотности за фронтом отраженной ударной волны со временем.

По разверткам, полученным сбоку трубы, мы исследовали распределение скоростей вдоль пробки. Метод исследования совершенно аналогичен методу, применявшемуся Т. В. Баженовой [4], но измерения производились по неоднородностям собственного свечения аргона. Как и в [4], по нашим измерениям скорость частиц линейно растет от значения, соответствующего расчетному сразу за фронтом падающей ударной волны, до величины скорости контактной поверхности, которая для всех значений





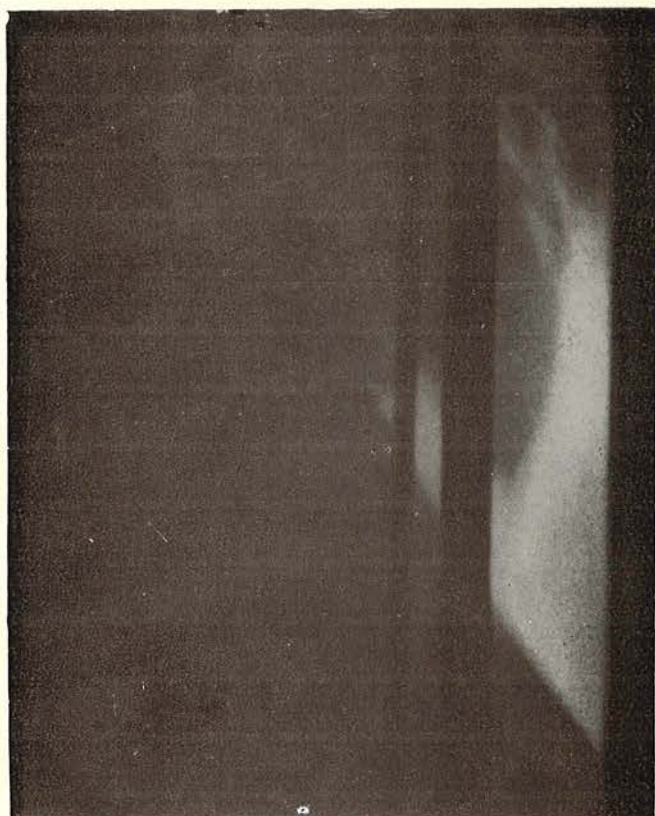
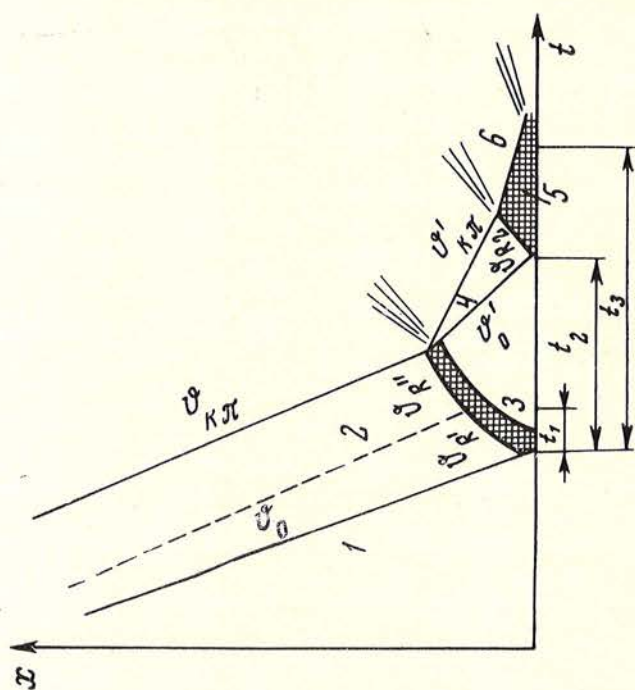
Фиг. 25. Ход электронной плотности со временем



Фиг. 26. Фотографии разветрок с торца ударной трубы

1 —  $p_1 = 32$  мм; 2 —  $p_1 = 60$  мм;  
3 —  $p_1 = 32$  мм; 4 —  $p_1 = 6$  мм;  
5 —  $p_1 = 9$  мм; 6 —  $p_1 = 6$  мм;  
7 —  $p_1 = 3$  мм

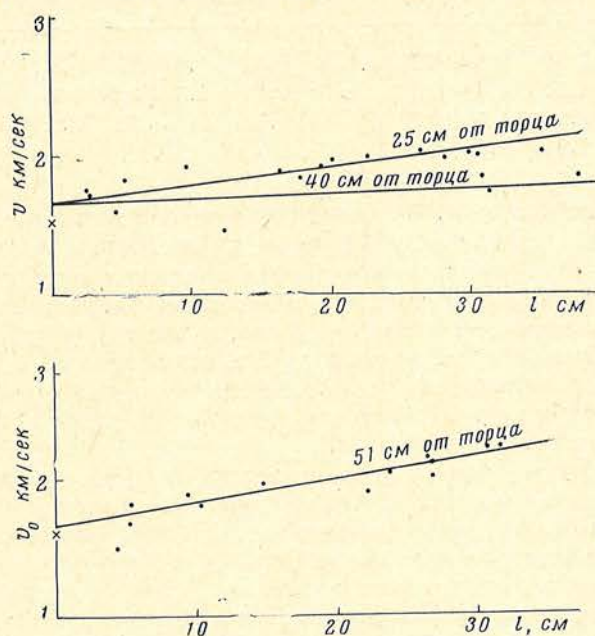




Фиг. 29. Последовательные отражения ударной волны от торца ударной трубы и от контактной поверхности

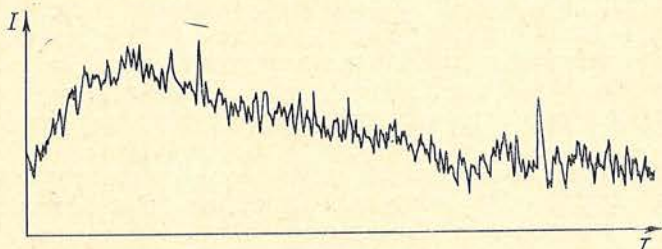


числа Маха практически равнялась (фиг. 27) скорости ударной волны. Разница между этими скоростями лежит в пределах ошибок измерений (5%). Если пренебречь изменением скорости ударной волны и предположить, что скорость контактной поверхности растет равномерно, то после



Фиг. 27. Изменение скорости частиц газа с расстоянием от фронта ударной волны

несложных расчетов получается, что рост пробки прекращается примерно на расстоянии 270 см от диафрагмы. Этот результат практически совпадает с результатом, полученным в [4]. Измерения также дают увеличение яркости свечения газа за время пролета пробки в 2,5—3,5 раза (фиг. 28). Возможно, это связано с продолжающейся ионизацией, а может быть, говорит и о росте плотности.



Фиг. 28. Изменение яркости свечения за фронтом ударной волны со временем по мере прохождения пробки горячего светящегося газа

По тем же разверткам второй серии опытов можно судить о последовательности явлений после того, как падающая ударная волна достигнет торца ударной трубы. Соответствующая схема и результаты измерений для различных чисел Маха от 6 до 8 приведены на фиг. 29 и в табл. 3. Там же приведены измеренные значения скоростей и промежутков времени. Ударная волна, возникающая при отражении падающей волны от торца ударной трубы, вначале имеет скорость несколько большую, чем это долж-



## Результаты измерений

| $p_1$ | $M$ | $v_0$ | $v_{k\pi}$ | $v_{R'}$ | $v_{R''}$ | $v_0'$ | $v'_{k\pi}$ | $v_{R_2}$ | $L$ , см | $t_1$ , мксек | $t_2$ | $t_3$ | $u_3$ расч |
|-------|-----|-------|------------|----------|-----------|--------|-------------|-----------|----------|---------------|-------|-------|------------|
| 3     | 8,0 | 2,56  | 2,50       | 1,2      | 0,9       | 1,4    | 0,80        | 1,0       | 27       | 24,4          | 138   | 188   | 1,89       |
| 6     | 7,1 | 2,27  | 2,20       | 1,4      | 0,85      | 1,5    | 0,75        | 1,3       | 36,5     | 30            | 150   | 240   | 1,67       |
| 9     | 6,7 | 2,1   | 2,0        | 1,3      | 0,8       | 1,6    | 0,72        | 1,6       | 40       | 32            | 228   | 281   | 1,57       |
| 30    | 6,2 | 1,96  | 1,93       | 1,0      | 0,8       |        |             |           |          |               |       |       |            |

но быть согласно расчетам. В связи с продолжающейся ионизацией аргона (медленное установление равновесия) и уменьшением температуры газа из-за высвечивания отраженная ударная волна все время замедляется. Достигая контактной поверхности, отраженная ударная волна частично преломляется и проходит в холодный газ, а частично отражается и идет к торцу (вторичная падающая волна). Яркость свечения за вторичной падающей волной увеличивается мало. Одновременно идет процесс быстрого охлаждения столба горячего газа за отраженной ударной волной, которое связано с его свечением [13].

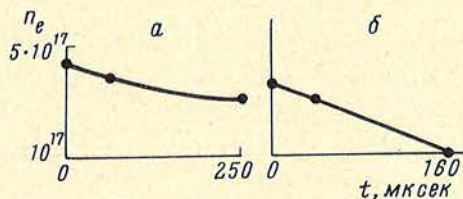
После второго отражения ударной волны от торца ударной трубы за ее фронтом образуется столб наиболее сильно сжатого и наиболее горячего газа, дающего самое яркое свечение; этот участок соответствует второй, наиболее яркой фазе спектра. После встречи второй отраженной ударной волны и контактной поверхности возникают особо сильные неоднородности в форме струй и отдельных выбросов, которые то расположены в центре, то вблизи стенок трубы и которые в разных экспериментах движутся в различных направлениях и с различной скоростью. Неучет такой последовательности явлений отражения падающей ударной волны от торца может приводить к неправильным выводам. Так, например, Н. Н. Соболевым и др. [14] делается вывод о необъяснимом уменьшении и последующем увеличении температуры аргона за фронтом отраженной ударной волны. Рост температуры наступает примерно через 150 мксек для случая  $M = 6$ . Из фиг. 29 и табл. 3 можно видеть, что это время как раз соответствует второму отражению от торца ударной трубы. Следует иметь в виду, что горячая газовая пробка в опытах, описанных в [14], меньше из-за малой длины ударной трубы. Сопоставив развертки спектра и прямого изображения, а также сделав некоторые расчеты для свечения аргона [13, 15], можно прийти к следующим выводам об источниках свечения: за фронтом падающей волны свечение состоит, вероятно, только из линий легко возбуждающихся примесей, спектра этой области получить не удалось.

Узкой яркой полоске за фронтом отраженной от торца ударной волны соответствует четвертая фаза спектра. Здесь иногда наблюдается непрерывное свечение, усилены спектральные линии, в том числе линии А. Сплошное свечение за фронтом отраженной волны очень слабо, в спектре отмечаются некоторые линии примесей, но в основном линии аргона, которые очень интенсивны (первая фаза спектра). В этой фазе заметно быстрое охлаждение, связанное, по-видимому, с излучением. Наибольшее сжатие и температура соответствуют кратковременной возникающей области за фронтом ударной волны после второго отражения от торца. Этой области соответствует сильное сплошное излучение аргона (вторая фаза спектра). Равновесие в этой области часто так и не успевает установиться, и электронная плотность растет даже после перехода в третью фазу (см. табл. 2). Тогда возникают отдельные сгустки и выбросы. Электронные плотности определены нами по спектрам второй серии опытов (см. фиг. 15) для  $M = 7,2$ ;  $p_1/p_4 = 6$  мм/130 ат. Спектры, снятые сбоку от трубы



с отображением на щель спектрографа различных ее участков, показывают плавное уменьшение электронной плотности за фронтом с увеличением расстояния от торца. Это наблюдается и для первой и для второй фазы (фиг. 30).

Электронная плотность у самого торца определена нами по спектрам, снятым с прозрачным торцом.



Фиг. 30. Уменьшение электронной плотности с увеличением расстояния от торца

а — первая фаза; б — вторая фаза

По формулам, приведенным в [16], можно видеть, что для одноатомного газа

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{4 - \frac{v_2}{v_1}}{4 \frac{v_2}{v_1} - 1},$$

где  $p_2$  и  $p_1$ ,  $v_2$  и  $v_1$  — давления и скорости газа соответственно перед и за фронтом ударной волны. Для падающей ударной волны  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_0}{v_0 - u_3}$ ,

и для первого отражения от торца  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_R}{v_R + u_3}$ , где  $v_R$  — скорость фронта отраженной ударной волны.

При расчете отношения скоростей для следующих отражений принималось, что скорость газа между торцом и фронтом отраженной ударной волны равна нулю. Скорость газа перед фронтом вторичной падающей волны также равна нулю, а за ее фронтом принимается равной скорости контактной поверхности после столкновения с отраженной ударной волной. Аналогично скорость газа после второго отражения от торца тоже принимается равной нулю. Таким образом, имеются все необходимые данные для расчета изменений давления после каждого из отражений ударной волны. Результаты вычислений приведены в табл. 4. Там же приведены возможные ошибки определения отношения давлений, которые, как легко показать, равны  $\Delta \frac{p_2}{p_1} = 5 \frac{p_2}{p_1} \frac{v_2}{v_1} \left( \frac{\Delta v_1}{v_1} + \frac{\Delta v_2}{v_2} \right)$ . Точность определения скорости примерно равна 15%. Для скорости фронта падающей волны и для скорости газа за фронтом падающей волны эта точность гораздо выше — порядка 5%.

Можно оценить также и изменения температуры (не учитывая при этом изменения отношения теплоемкостей из-за ионизации и т. п.):

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{v_2}{v_1}.$$

После второго отражения от торца давление достигает 40 ат и температура без охлаждения и ионизации достигла бы 30 000—50 000 °К. Реальную температуру можно оценить, если исходить из наблюдаемой величины электронной плотности и из расчетов давления. Приблизительно



Ошибки определения отношения давлений

| $\frac{p_1}{n_1}$   | $M_1$ | $\frac{\rho_3}{\rho_1}$ по [8] | $\frac{p_{21}}{p_1}$ по<br>фиг. 3 | $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_0 - u_3}{v_0}$ | $\frac{p_2}{p_1}$ | $\frac{v_3}{v_2} = \frac{v_R}{v_R - u_3}$ | $\frac{p_3}{p_2}$ |
|---------------------|-------|--------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------------|-------------------|-------------------------------------------|-------------------|
| $3/10^{17}$         | 8,0   | 9,5                            | 79                                | 0,262                                     | $75 \pm 7$        | 0,322                                     | $12,7 \pm 3,8$    |
| $6/2 \cdot 10^{17}$ | 7,1   | 9,5                            | 62                                | 0,264                                     | $64 \pm 4,3$      | 0,347                                     | $9,4 \pm 3,3$     |
| $9/3 \cdot 10^{17}$ | 6,7   | 9,5                            | 56                                | 0,266                                     | $57 \pm 3,8$      | 0,338                                     | $10,5 \pm 3,5$    |

| $\frac{p_1}{n_1}$   | $\frac{v_4}{v_3} = \frac{\rho_3}{\rho_4} = \frac{v_0' - v_{k\pi}}{v_0'}$ | $\frac{p_4}{p_3}$ | $\frac{v_5}{v_4} = \frac{\rho_5}{\rho_6} = \frac{v_{R_2}}{v_{R_2} - v_{k\pi}}$ | $\frac{p_5}{p_4}$ | $\frac{p_5}{p_1}$ | $\frac{\rho_5}{\rho_1}$ | $n_5 \cdot 10^{-18}$ | $p_5, \text{ ат}$ |
|---------------------|--------------------------------------------------------------------------|-------------------|--------------------------------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------------|----------------------|-------------------|
| $3/10^{17}$         | 0,43                                                                     | $5,4 \pm 2,2$     | 0,57                                                                           | $2,7 \pm 1,3$     | 1300              | 39                      | 3,9                  | 5,1               |
| $6/2 \cdot 10^{17}$ | 0,50                                                                     | $3,5 \pm 1,8$     | 0,63                                                                           | $2,2 \pm 1,4$     | 450               | 30,5                    | 6,1                  | 3,5               |
| $9/3 \cdot 10^{17}$ | 0,56                                                                     | $2,8 \pm 1,6$     | 0,69                                                                           | $1,9 \pm 1,3$     | 310               | 24,6                    | 7,4                  | 3,7               |

можно считать, что для аргона степень ионизации

$$\alpha^2 \approx \frac{T^{3/2}}{p} e^{-\frac{1,82 \cdot 10^5}{T}} \frac{1}{2,54 \cdot 10^5},$$

где  $T$  дано в градусах Кельвина, а  $p$  — в атмосферах. Для  $M = 7,1$  согласно [8]  $\rho_3/\rho_1 = 9,5$ . Отсюда, учитывая данные табл. 4, получим, что  $\rho_5/\rho_1 = 30$ . В нашем случае  $n_1 = 1,96 \cdot 10^{17}$ , откуда  $n_5 = 6,0 \cdot 10$ . Таким образом,  $\alpha = 0,3$ , так как согласно табл. 2 наблюдается  $n_e \approx 2 \cdot 10^{17}$ . Решая уравнение, получим, что  $T = 12 \div 13\,000^\circ \text{ К}$ .

В спектре в третьей фазе часто появляются новые линии, которые не наблюдались в предыдущих фазах. Преимущественно это линии нейтрального железа с потенциалами возбуждения от 4,5 до 5,5 эв.

Развертки, полученные для третьей серии опытов с использованием в качестве толкающего газа водорода (числа Маха от 8 до 10), можно было использовать только для определений скорости падающей ударной волны, длины пробки и начальной скорости отраженной ударной волны. Эти данные приведены на общих графиках.

Подведем итоги. Исследована структура столба газа и последовательность отражений ударной волны от торца ударной трубы и от контактной поверхности и происходящие при этом изменения температуры, давления, электронной плотности. Показано, что существование слоев с резко различными свойствами может быть обнаружено путем изучения контура линий  $H_\beta$ , подтверждена эмпирически установленная зависимость между полушириной линии  $H_\beta$  и расстоянием между ее максимумами. Уже после первого отражения от торца образуются значительные неоднородности. Возникает пристеночный слой, условия в котором резко отличаются от всего остального потока. После второго отражения от торца состояние газа становится резко неравновесным. По-видимому, исследование сил осцилляторов с использованием в качестве источника свечения столба газа, возникающего в ударной трубе после второго отражения от торца, возможно только для относительных значений сил осцилляторов линий с общим верхним уровнем. При использовании отражаемой ударной волны следует работать с отображением ударной трубы на щель спектрографа и с разверткой спектра во времени. Физические условия должны опре-



деляться не расчетным путем, а из самого спектра или измеряться непосредственно.

Выражаем благодарность К. П. Лянзуриди, участвовавшему в получении большей части экспериментального материала.

Май 1965 г.

### Литература

1. W. R. S. Garton, W. H. Parkinson, E. M. Reeves. *Astrophys. J.*, 140, N 3, 1269, 1964.
2. G. Charatis, T. Wilverson. *Phys. Fluids*, 5, 1661, 1962.
3. R. Strehlow, A. Cohen. *J. Chem. Phys.*, 30, N 1, 257, 1959.
4. Т. В. Баженова. В сб. «Физическая газодинамика и теплообмен». Изд-во АН СССР, 1961, стр. 31.
5. Ф. С. Файзулов. *Труды ФИАН*, 8, 1962, стр. 105.
6. B. D. Henshall. *ARC Reports and Memoranda*, N 3044. London, 1957.
7. I. Glass, G. N. Patterson. *J. Aero. Sci.*, 22, N 2, 73, 1953.
8. E. Reslen, Sh-c. Lin, A. Kantrowitz. *J. Appl. Phys.*, 23, N 12, 1390, 1952.
9. J. Toennies, E. Greene. *J. Chem. Phys.*, 26, 655, 1957.
10. H. Mark. *J. Aero. Sci.*, 24, 304, 1957.
11. В. Ф. Китаева, М. Н. Соболев. *Докл. АН СССР*, 137, № 5, 1091, 1961.
12. H. R. Griem, A. C. Kolb, K. J. Shen. *Phys. Rev.*, 116, 4, 1959. Report 5455 U. S. N. R. L., Washington, 1960.
13. H. Petschek, P. Rose, H. Glik, A. Kane, A. Kantrowitz. *J. Appl. Phys.*, 26, 83, 1955.
14. Е. М. Кудрявцев, Н. Н. Соболев, Л. Н. Тумицкий, Ф. С. Файзулов. *Труды ФИАН*, 8, 1962, стр. 159.
15. *Handb. d. Phys.*, 28, 79, 1957.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Механика сплошных сред*. М., ГТТИ, 1953, § 8.



СУТОЧНАЯ ВАРИАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
И ЕЕ СВЯЗЬ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ<sup>1</sup>Б. М. Владимирский, А. К. Панкратов,  
А. А. Степanian

По материалам МГГ с применением метода получения направленной интенсивности [17] найдены средние скользящие амплитуды и фазы 1-й гармоники суточной вариации космических лучей. Подробно анализируются достоинства и недостатки этого метода по сравнению с другими, описанными в литературе.

Показано, что кроме основной, послеполуденной зоны устойчивых фаз в суточной вариации существует еще одна область относительно устойчивых фаз — в области 00—04 час. местного времени. Обнаружены скачки фаз на  $180^\circ$  и исследована их связь с магнитной активностью. Оказалось, что эти скачки происходят, по-видимому, в минимуме  $K_p$ -индекса или во время магнитных бурь.

Обнаружено существование двух типов магнитных бурь, отличающихся характером влияния на суточную вариацию. Одна группа бурь связана с возрастанием суточной вариации до внезапного начала, другая — после. Исследована зависимость эффекта магнитных бурь в суточной вариации от долготы, соответствующей хромосферной вспышки.

Получена кривая изменения суточной вариации после радиовсплесков IV типа, не сопровождающихся магнитной бурей с внезапным началом. Наблюдаются два возрастания амплитуды: в первые сутки после радиовсплеска и на третьи сутки.

THE DIURNAL VARIATION OF COSMIC RAYS AND ITS CONNECTION WITH SOLAR ACTIVITY, by B. M. Vladimirovsky, A. K. Pankratov and A. A. Stepanyan.— The mean sliding amplitudes and phases of the first harmonic of diurnal variation of cosmic rays have been determined from IGY data by applying the directed intensity method [17]. The advantages and disadvantages of this method as compared to others described in literature are analyzed in detail.

It is shown that besides the principal afternoon zone of stable phases in diurnal variation, there is another region of relatively stable phases in the interval of 00—04 hours local time. Phase jumps at  $180^\circ$  and their connection with magnetic activity have been detected. It was found that the phase jumps occur apparently at the  $K_p$  index minimum or during magnetic storms.

Two types of magnetic storms, which differ in the character of behaviour of diurnal variation, have been detected. One group is connected with an increase of diurnal variation before SC and the other after. The relation between magnetic storm effects on diurnal variation and the longitude of the corresponding solar flare is studied.

The variation curve of diurnal variation after type IV radio bursts, which were not accompanied by magnetic storms with SC, is obtained. Two amplitude increases are observed: on the first and third day after a burst.

## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что корпускулярные потоки оказывают определенное влияние на интенсивность космических лучей. Так, во время магнитных бурь нередко происходят понижения интенсивности космических лучей, которые носят мировой характер и известны под названием Форбуш-эффекта.

При изучении эффекта Форбуша основное внимание уделяется изме-

<sup>1</sup> На фиг. 1—4 и 6—10 все значения фазы следует уменьшить на  $30^\circ$ . В тексте приведены правильные значения фазы. К сожалению, в докладе на IX Международной конференции в Лондоне также приведены завышенные на  $30^\circ$  значения фазы.



нению общей, средней по всем направлениям, интенсивности космических лучей. Впредь эту интенсивность мы будем называть глобальной или изотропной частью. Однако изменение интенсивности неодинаково в разных направлениях. Отличие интенсивности космических лучей в различных направлениях от средней приводит к возникновению суточной вариации.

Изучению солнечно-суточной вариации интенсивности космических лучей (с.с.в.), в том числе по материалам МГГ, посвящено много работ (их общий обзор см. в [1]). Значительное внимание было уделено при этом исследованию влияния на с.с.в. различных проявлений солнечной активности. Интерес к этому вопросу связан не только со стремлением понять природу такого сложного явления, как с.с.в. Дело в том, что установление четких корреляционных зависимостей между параметрами с.с.в. и солнечной активностью, как можно думать, дало бы возможность использовать данные о с.с.в. для характеристики состояния межпланетного пространства на больших расстояниях и изменений его состояния.

Ознакомление с литературой между тем показывает, что положение с затронутым вопросом вряд ли можно считать удовлетворительным. Напротив, нужно констатировать, что многие из полученных результатов плохо согласуются между собой, а в ряде случаев данные просто противоречивы. Так, во многих работах было показано (см. [2—10]), что в период магнитных возмущений (высокие значения  $K_p$ -индекса нередко совпадают с Форбуш-эффектами) амплитуда 1-й гармоники возрастает, а максимум с.с.в. (фаза с.с.в.) смещается к утренним часам. С другой стороны, в [11], по существу, на том же материале показано, что во время восстановления интенсивности в Форбуш-эффекте амплитуда с.с.в. сначала падает и лишь затем возрастает, хотя уровень магнитной активности в этот период обычно низок. Согласно [12] отсутствует какая-либо связь между скоростью солнечной плазмы и параметрами с.с.в., в то время как существует сильная корреляция между  $K_p$ -индексом и скоростью плазмы. Марсен и Бегам [13] получили четкую зависимость между величиной амплитуды 1-й гармоники и уровнем магнитной возмущенности и числами Вольфа. Однако основной вывод подробного исследования, выполненного в [14, 15], — отсутствие какой-либо зависимости между параметрами с.с.в. и солнечной активностью. С другой стороны, японские исследователи [16] обнаружили определенные особенности с.с.в. после радиовсплесков IV типа.

В некоторой степени указанные несоответствия связаны с противоречивостью самого явления, что можно видеть из результатов [17, 18]. Этим авторам удалось показать, что в период магнитных возмущений амплитуда 1-й гармоники может не только возрастать, но и уменьшаться. Столь же неоднозначно и поведение фазы.

В общем, вопрос, несомненно, требует дальнейших исследований. Существенно при этом отметить некоторые возможные причины указанной противоречивости результатов. Это, в частности, связано с трудностью достаточно точного определения параметров с.с.в. за короткие промежутки времени, а также с неполнотой использованных солнечных и геофизических данных.

Получение точных данных о с.с.в. представляет большие трудности по многим причинам, особенно в тех случаях, когда для исследования используются материалы одной станции космических лучей. Первой из них является малость амплитуды с.с.в., вследствие чего ее значение нередко сравнимо со статистической ошибкой и меньше ее. Вторая причина связана с тем обстоятельством, что всякое изменение глобальной интенсивности приводит к возникновению ложной с.с.в., сравнимой по величине с истинной. Этот вопрос подробно рассмотрен в [19] (см. также [20]). Третья причина заключается в быстрых изменениях с.с.в., или, правильнее говоря, суточной анизотропии во времени.



Для изучения с.с.в. мы прибегли к методу, который позволяет в значительной мере избежать ее искажений и получить непрерывные данные за период МГГ. Этот метод несколько отличается от применявшегося другими авторами.

#### § 1. МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ

Как было показано в [19, 21], для правильного вычисления с.с.в. необходимо знать изотропную часть интенсивности космических лучей в каждый данный момент. Для этого Кейн и Парсонс вычисляли среднюю интенсивность космических лучей от трех станций, отстоящих друг от друга по долготе примерно на  $120^\circ$ . Вычитая из интенсивности одной из станций среднюю, они получали временной ход анизотропной составляющей космических лучей. Нами был применен несколько иной метод, кратко описанный в [17]. Ниже он будет изложен в математической форме и будут показаны его отличия от других.

Введем следующие обозначения:  $I_k(\varphi, t)$  — интенсивность космических лучей, зарегистрированная на  $k$ -й станции в мировое время  $t$ ;  $\varphi$  — долгота станции, отсчитанная от полуночного меридиана;  $I_k(t)$  — изотропная часть интенсивности, регистрируемая на  $k$ -й станции;  $i_k(\varphi, t)$  — анизотропная часть интенсивности. По определению

$$I_k(\varphi, t) = I_k(t) + i_k(\varphi, t). \quad (1)$$

Рассмотрим теперь метод, изложенный в [14]. Изотропную часть интенсивности автор получал сложением интенсивности трех групп станций, отстоящих друг от друга примерно на  $120^\circ$ . А именно:

$$W = \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 I_k(\varphi_k, t) = \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 I_k(t) + \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 i_k(\varphi_k, t). \quad (2)$$

Здесь  $\varphi_k$  для каждой станции свое, так как в один и тот же момент мирового времени станции находятся на разных долготах.

Обозначим

$$\frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 I_k(t) = \bar{I}(t); \quad \bar{I}(t) \neq I_k(t),$$

так как уровень интенсивности в процентах различен на разных станциях. Переходя ко второму члену выражения (2), отметим, что практически наблюдаемая на земле с.с.в. хорошо представляется суммой первых двух гармоник. Поэтому можно написать:

$$i_k(\varphi_k, t) = i_{1k}(t) \cos(\omega t + \varphi_{1k}) + i_{2k}(t) \cos(2\omega t + \varphi_{2k}). \quad (3)$$

Здесь  $i_{1k}(t)$  и  $i_{2k}(t)$  — амплитуды 1-й и 2-й гармоник с.с.в., наблюдаемой на  $k$ -й станции, а  $\varphi_{1k}$  и  $\varphi_{2k}$  — соответственно фазы. Выражение (2) принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} W &= \bar{I}(t) + \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 i_{1k}(t) \cos(\omega t + \varphi_{1k}) + \frac{1}{3} \sum_{k=1}^3 i_{2k}(t) \cos(2\omega t + \varphi_{2k}) = \\ &= \bar{I}(t) + \Delta_1 \cos(\omega t + \varphi'_1) + \Delta_2 \cos(2\omega t + \varphi'_2). \end{aligned} \quad (4)$$

$\Delta_1$  и  $\Delta_2$  не равны нулю по двум причинам: во-первых, потому, что амплитуды с.с.в. на различных станциях несколько отличаются; во-вторых, из-за неравномерного распределения станций по долготе. Величины  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , которые мы будем называть остаточной с.с.в., в 5—10 раз меньше



истинных и, что более важно, пропорциональны истинным амплитудам. Для вычисления с.с.в. в [14] использовалась величина

$$I_1(\varphi, t) - W = I_1(t) - \bar{I}(t) + i_{11}(t) \cos(\omega t + \varphi_1) - \Delta_1 \cos(\omega t + \varphi'_1) + i_{21}(t) \cos(2\omega t + \varphi_2) - \Delta_2 \cos(2\omega t + \varphi'_2). \quad (5)$$

Выражение (5) далее разлагалось в ряд Фурье, и получались амплитуды 1-й и 2-й гармонии с.с.в. Рассмотрим, каковы отличия получаемых параметров от истинных в различных случаях.

1)  $\bar{I}(t)$ , а следовательно, и  $I_1(t) = \text{const}$ ,  $i_{11}$  и  $i_{21} = \text{const}$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2 = \text{const}$ . В этом случае полученная с.с.в. искажена остаточной с.с.в., что дает ошибку порядка 10% в амплитуде и несколько градусов в фазе.

2) Амплитуды и фазы истинной вариации не меняются со временем, а  $\bar{I} = \bar{I}(t)$ . В этом случае разность  $I_1(t) - \bar{I}(t) = \alpha \bar{I}(t)$  может дать вклад как в 1-ю, так и во 2-ю гармоники. Величина  $\alpha$  порядка нескольких процентов, а вклад в с.с.в. порядка  $\alpha \Delta I$ , где  $\Delta I$  — изменение глобальной интенсивности за сутки. Во время больших эффектов Форбуша вклад изотропной части интенсивности в амплитуду 1-й гармоники может составлять несколько десятых долей процента, а иногда и больше. Следует отметить, что при усреднении амплитуд гармоник по различным станциям ложная вариация не уничтожается.

3) Параметры с.с.в. существенно изменяются за сутки. В этом случае ложные вариации могут стать сравнимыми с истинными. Величина ложной вариации зависит от скорости изменения параметров с.с.в.

Перейдем теперь к разбору метода направленной интенсивности. Заключается он в следующем.

Вначале получают интенсивности в заданном направлении, т. е. при фиксированном  $\varphi$  или местном времени. Для этого используются данные шести станций, основные характеристики которых приведены в табл. 1. Было выделено шесть направлений, соответствующих шести различным интервалам местного времени на Земле: 00—04, 04—08, 08—12, 12—16, 16—20 и 20—24 часа. Интенсивность в направлении 1, соответствующем 00—04 час. местного времени, получалась поочередно из данных различных станций, местное время которых лежало в этом интервале. Таким образом получались непрерывные данные об интенсивности в фиксированном направлении. Аналогично получают интенсивности и в остальных пяти направлениях. Поскольку уровень интенсивности на различных станциях заметно отличается, были вычислены скользящие средние за сутки интенсивности в шести направлениях. Затем проводился приближенный гармонический анализ для средних за сутки интенсивностей. Статистическая ошибка в определении амплитуды 1-й гармоники равна 0,11%.

Таблица 1

| Станция          | Геомагнитная широта, град | Географическая долгота, град | Станция      | Геомагнитная широта, град | Географическая долгота, град |
|------------------|---------------------------|------------------------------|--------------|---------------------------|------------------------------|
| Херстмонсе . . . | 53,5                      | 0 E                          | Хобарт . . . | —51,5                     | 147 E                        |
| Алма-Ата . . . . | 33,0                      | 77 E                         | Беркли . . . | 44,1                      | 122 W                        |
| Якутск . . . . . | 51,0                      | 129 E                        | Оттава . . . | 55,8                      | 76 W                         |

Гармонический анализ был проведен с помощью электронно-вычислительной машины; получены амплитуды и фазы 1-й и 2-й гармоник с.с.в. Здесь использовались лишь параметры 1-й гармоники.

Рассмотрим теперь преимущества и недостатки описанного выше метода. Напишем выражение для средней интенсивности в данном направле-



нии, используя выражение (1):

$$\frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 I_k(\varphi, t_k) = \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 I_k(t_k) + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 i_k(\varphi, t_k). \quad (6)$$

В данном выражении  $\varphi$  является постоянным для всех станций, а  $t$  меняется и поэтому обозначено через  $t_k$ . Строго говоря, необходимо было времени придать два индекса вследствие того, что для разных направлений оно различно. Однако мы будем и в дальнейшем делать упрощения, чтобы сконцентрировать внимание на ошибках метода.  $I_k(t_k) = \bar{I}(t_k)(1 + \alpha_k)$  вследствие различия уровней разных станций. Здесь  $\bar{I}(t_k)$  — средняя по всем станциям глобальная интенсивность в данный момент времени  $t_k$ . Тогда первый член выражения (6) примет вид

$$\frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \bar{I}(t_k) (1 + \alpha_k) = \overline{\bar{I}(t)} + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \alpha_k \bar{I}(t_k).$$

Далее представим  $\bar{I}(t_k) = \overline{\bar{I}(t)}(1 + \beta_k)$ . Здесь  $\beta_k$  — отклонения интенсивности от средней за сутки.

Тогда

$$\frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 I_k(t_k) = \overline{\bar{I}(t)} + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \overline{\bar{I}(t)} \alpha_k \beta_k = \overline{\bar{I}(t)} (1 + \overline{\alpha_k \beta_k}).$$

Таким образом, так же как и в методе [14], изменения изотропной части интенсивности дают вклад в с.с.в. Оценки показали, однако, что этот вклад не столь велик: только во время очень больших Форбуш-эффектов он может достичь 0,1%.

Рассмотрим теперь второй член выражения (6). Для простоты будем рассматривать только 1-ю гармонику; все выражения для 2-й гармоники аналогичны:

$$\frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 i_k(\varphi, t_k) = \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 i_{1k}(t_k) \cos(\omega t_k + \varphi_{1k}). \quad (7)$$

Здесь  $\omega t_k + \varphi_{1k} = \varphi_1$  — угол между данным направлением и углом в максимуме интенсивности, т. е. фазой. Представим  $i_{1k}(t_k)$  в следующем виде:

$$i_{1k}(t_k) = \bar{i}_1(t) (1 + \alpha'_k) (1 + \beta'_k),$$

где

$$\alpha'_k = \frac{i_{1k} - \bar{i}_1}{\bar{i}_1} \text{ и } \beta'_k = \frac{\bar{i}_1(t_k) - \bar{i}_1(t)}{\bar{i}_1(t)}.$$

Величины  $\alpha$  и  $\beta$  имеют смысл, аналогичный коэффициентам для случая глобальной интенсивности. Выражение (7) принимает вид

$$\overline{\bar{i}_1(t)} \cos \varphi_1 \left( 1 + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \alpha'_k + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \beta'_k + \frac{1}{6} \sum_{k=1}^6 \alpha'_k \beta'_k \right). \quad (8)$$

В случае, когда фаза с.с.в. не меняется, т. е.  $\varphi_1 = \text{const}$ , второй и третий члены равны нулю по определению и с.с.в. принимает вид  $\overline{\bar{i}_1(t)} \cos \varphi_1 (1 + \overline{\alpha'_k \beta'_k})$ . В отличие от глобальной интенсивности изменения амплитуды анизотропии могут быть очень велики и  $\beta'_k \sim 1$ . Величины  $\alpha'_k$  порядка 15%. Заметим, что, в отличие от [14], в данном методе не существует остаточной вариации. Более того, если изменяется амплитуда с.с.в. при постоянстве фазы, то отличие измеряемой амплитуды от истинной средней за сутки не более 6%. Для вычисления ошибок нами использовались данные [22].



Несколько сложнее обстоит дело в том случае, когда фаза в рассматриваемый период изменяется. В этом случае все зависит от характера ее изменения. Отличие измеряемой величины от истинной средней по порядку величины останется тем же.

Дело, однако, в том, что средняя истинная амплитуда будет представлять собой среднюю векторную величину и в случае изменения фазы более чем на  $180^\circ$  существенно уменьшится по сравнению со средней по модулю. Так, если амплитуда с.с.в., будучи постоянной по модулю, изменит фазу за сутки на  $180^\circ$ , то измеренная средняя амплитуда уменьшится в 1,5 раза. Фаза с.с.в. будет при этом равна средней за сутки.

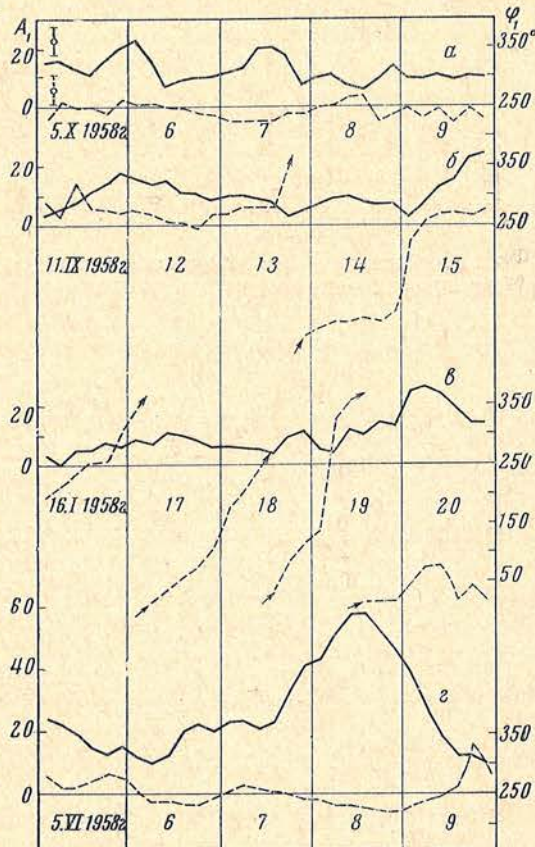
Как видно, и в случае большой изменчивости амплитуды и фазы с.с.в. получаемые нами характеристики мало отличаются от истинных средних за сутки. Этого нельзя сказать о методе, применяемом в [14], где получаемые параметры могут существенно отличаться от истинных.

## § 2. ОБЩЕЕ РАССМОТРЕНИЕ ВРЕМЕННОГО ХОДА АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ

Полученные описанным способом данные об амплитуде (сплошные линии) и фазе (штриховые) 1-й гармоники с.с.в. за весь период МГГ были нанесены на график. На фиг. 1 представлены некоторые интервалы с различными явлениями в с.с.в.

Рассмотрение кривых за весь период показало, что во время МГГ параметры с.с.в. подвержены большим изменениям. Хотя фаза суточной вариации и находится, как правило, в интервале от 12 до 17 час., нередко максимум с.с.в. приходится на ночь и раннее утро. Это обстоятельство отмечалось ранее в [23]. Правда, в более ранних работах [14, 24] высказывается мнение, что максимумы в интервале 00—06 час., по-видимому, связаны с ошибками измерений.

Полученные нами данные показывают, что ночные максимумы могут существовать устойчиво в течение от одних до нескольких суток. Характерно, что смещение фазы с.с.в. на ночное время происходит в подавляющем большинстве случаев сравнительно быстро, за время, много меньшее суток. Явления быстрого изменения фазы с.с.в. на углы порядка  $180^\circ$  названы нами скачками фаз. За время МГГ по нашим данным произошло 37 скачков фаз. Для тех случаев, когда можно установить



Фиг. 1. Примеры различных типов явлений в суточной вариации

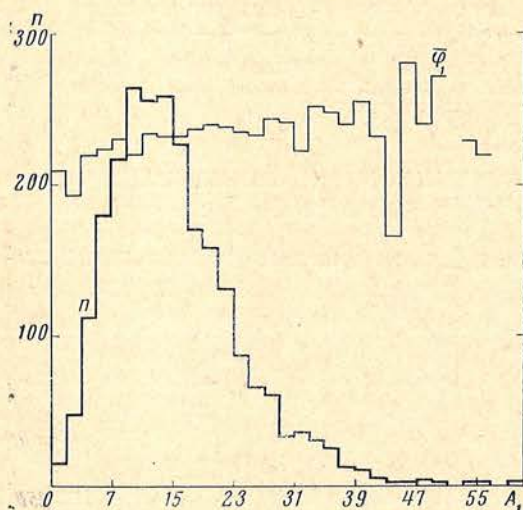
а — спокойный в гео- и гелиофизическом отношении интервал; б — скачки фаз на  $180^\circ$ ; в — вращения фазы на  $5\pi$ ; г — большая амплитуда во время магнитной бури. Амплитуда  $A$ , дана в условных единицах, 1 единица = 0,024%



направление изменения фазы, оказалось, что вероятность возрастания фазы примерно равна вероятности уменьшения.

Обнаружено также пять случаев вращения фазы с.с.в. на один, два и более оборотов за несколько суток. Во всех случаях она возрастала (имеется в виду переход к более поздним часам по местному времени). В [25, 26] описан случай вращения фазы на  $360^\circ$ , где она, наоборот, смещалась от поздних часов к ранним, т. е. уменьшалась.

Существование скачков фазы отмечается в [5]. Однако высказанное в [27] мнение о локальности суточной вариации во время скачка фазы, как это будет ясно из дальнейшего, не имеет отношения к обнаруженным



Фиг. 2. Частотное распределение амплитуд и средняя фаза для соответствующих интервалов амплитуд

$n$  — число случаев. Амплитуда дана в условных единицах (0,024 %)

нами скачкам фаз. Значительной изменчивости подвержена и амплитуда с.с.в. Нередко происходят значительные возрастания амплитуд. В 32 случаях амплитуда 1-й гармоники превосходила 0,7%. Наблюдаются также и случаи резкого падения амплитуды. В некоторых случаях уменьшение амплитуды связано с изменчивостью фазы. При быстром изменении фазы среднесуточная амплитуда, как уже говорилось, должна уменьшаться. Однако в большом числе случаев уменьшения отражают действительное состояние анизотропии.

Обращает на себя внимание факт квазипериодических изменений амплитуды. Период этих изменений, видимо, иногда меньше суток. На быстрые изменения амплитуды уже указывалось ранее в [14]. Можно думать, что столь быстрые изменения амплитуды с.с.в. связаны с существованием структуры в корпускулярном потоке.

Интересно рассмотреть общие характеристики с.с.в. за период МГГ. С этой целью были построены частотные распределения амплитуд и фаз с.с.в. На фиг. 2 представлено частотное распределение амплитуд; там же приведены средние значения фазы для соответствующих интервалов амплитуд. Среднее значение амплитуды за период МГГ оказалось равным 0,38%.

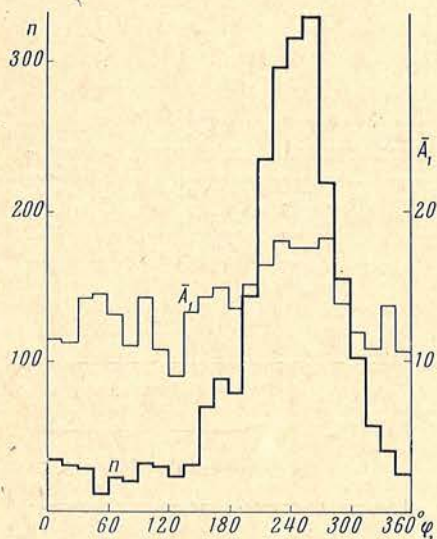
Любопытно отметить, что по данным [22] средняя амплитуда за период МГГ для станций, расположенных на широте  $40-60^\circ$ , равна 0,30%. Таково же значение средней амплитуды для тех шести станций, данные которых были нами использованы для получения параметров с.с.в. Такое различие объясняется, по-видимому, тем, что период усреднения в [22] равнялся одному месяцу, в то время как у нас он составлял одни сутки. Среднемесячные значения амплитуды, приведенные в [22], представляют собой, таким образом, среднее векторное значение амплитуды, в то время как в нашем случае — среднее значение модуля амплитуды (приблизительно, так как и в этом случае происходит векторное усреднение за сутки).

Заметим, что существуют два фактора, приводящие к отличию измеренного распределения от истинного. Первый заключается во влиянии статистических ошибок, которые приводят к «размыванию» распределения.

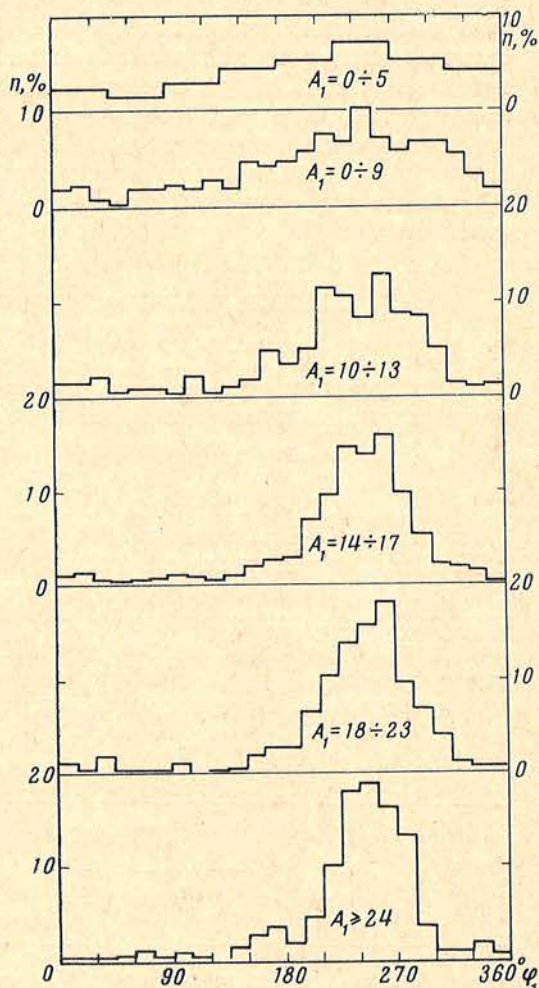


Величина этой ошибки равна 0,11% (5 единиц). Второй связан с тем, что усреднение параметров вариации за сутки приводит к уменьшению вероятности появления как малых, так и больших амплитуд. Оценить действие второго фактора не представлялось возможным. Аналогичные распределения были получены и в [24] для узконаправленных телескопов.

Уменьшение средней фазы для малых амплитуд, заметное на фиг. 2, связано с увеличением ошибки определения фазы. Распределение фаз представлено на фиг. 3. Как и следовало ожидать, максимум распределений находится в области  $225^\circ$ , т. е. около 15 час. местного времени. Фаза суточной вариации в 58% случаев лежит в пределах от  $180$  до  $255^\circ$ . В интервале от  $300$  до  $120^\circ$ , т. е. в западной полусфере, находится лишь 15% случаев. Однако, как показал анализ, эти значения фаз



Фиг. 3. Частотное распределение фазы суточной вариации и средняя амплитуда для соответствующих интервалов фаз (в условных единицах)



Фиг. 4. Частотные распределения фаз для различных интервалов амплитуд (в условных единицах)

$n$  — число случаев, выраженное в процентах от полного числа случаев для данного интервала амплитуд

вовсе не связаны с ошибками определения. На фиг. 4 показаны распределения фаз для различных интервалов амплитуд. Ошибка в определении фазы может быть оценена приблизительно следующим образом:  $\Delta\varphi \approx \Delta A_1/A_1$ , где  $\Delta\varphi$  — ошибка фазы в радианах,  $\Delta A_1$  — точность определения амплитуды. Из фиг. 4 видно, что только для интервалов  $A_1 = 0 \div 5$  ед. фазы в области малых углов могут считаться случайными, связанными с ошибками. Следует отметить, что появление ночного и утреннего максимумов (углы  $330-120^\circ$ ) не связано с возмущенностью геомагнитного поля. Суточный  $K_p$ -индекс в большей части случаев, когда наблюдался ночной максимум,



сравнительно низок. Всего наблюдалось 42 случая, когда фаза с.с.в. лежала в интервале от 330 до 120°. Из них в 23 случаях  $K_p$ -индекс был меньше 25 и лишь в 8 случаях  $K_p \geq 32$ . Это лишний раз доказывает, что существование ночных максимумов не случайно.

Большие ошибки в определениях фаз для малых амплитуд, как это видно на фиг. 4, объясняют уменьшение среднего угла для малых амплитуд, изображенное на фиг. 2. На фиг. 3 (кривая  $\bar{A}_1$ ) представлен также ход средней амплитуды для различных интервалов углов фаз. Заметно лишь небольшое (на 25%) увеличение амплитуды для наиболее вероятных углов. Это говорит о том, что анизотропия с максимумом в ночные и ранние утренние часы не только реальна, но и имеет такую же примерно амплитуду, что и в случае, когда максимум приходится на послеполуночное время. Насколько нам известно, ранее такая точка зрения не поддерживалась [14, 24].

### § 3. НЕКОТОРЫЕ ТИПЫ ЯВЛЕНИЙ В СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИИ И ИХ СВЯЗЬ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Для изучения связи с.с.в. с солнечной активностью были выделены особые явления в с.с.в., а именно: 1) появление очень больших амплитуд 1-й гармоники:

$$A_1 > 0,70 \%,$$

2) скачки фаз 1-й гармоники.

В табл. 2 представлен список дней, когда значение амплитуды скользящей средней за сутки было  $\geq 0,7\%$  хотя бы в течение 8 час. В этой же таблице записано, сопровождалось (+) или нет (—) увеличение амплитуды магнитной бурей с внезапным началом (SSC), Форбуш-эффектом (Ф) или радиовсплеском IV типа (R IV). Увеличение амплитуды считалось связанным с магнитной бурей, если внезапное ее начало произошло в течение

Таблица 2

| № п/п | Дата            | Сопутствующие эффекты |     |      | № п/п | Дата           | Сопутствующие эффекты |     |      |
|-------|-----------------|-----------------------|-----|------|-------|----------------|-----------------------|-----|------|
|       |                 | Ф-спад                | SSC | R IV |       |                | Ф-спад                | SSC | R IV |
| 1     | 10.VIII 1957 г. | —                     | +   | —    | 17    | 28.III 1958 г. | —                     | —   | +    |
| 2     | 19.VIII         | —                     | —   | —    | 18    | 30.III         | —                     | —   | +    |
| 3     | 21.VIII         | —                     | —   | —    | 19    | 1.VI           | —                     | +   | —    |
| 4     | 23.VIII         | —                     | —   | —    | 20    | 7—8.VI         | —                     | +   | +    |
| 5     | 2.IX            | +                     | +   | +    | 21    | 19—23.VI       | —                     | +   | —    |
| 6     | 6.IX            | —                     | +   | +    | 22    | 23—29.VI       | +                     | +   | +    |
| 7     | 10.IX           | —                     | —   | —    | 23    | 10.VII         | —                     | —   | —    |
| 8     | 13.IX           | +                     | +   | +    | 24    | 26.VII         | —                     | —   | +    |
| 9     | 20.IX           | +                     | +   | +    | 25    | 16.VIII        | +                     | +   | —    |
| 10    | 22.X            | +                     | +   | +    | 26    | 24—25.VIII     | +                     | +   | +    |
| 11    | 26.XI           | +                     | +   | +    | 27    | 27.VIII        | +                     | +   | +    |
| 12    | 18.XII          | +                     | +   | +    | 28    | 27.IX          | —                     | —   | —    |
| 13    | 23.XII          | —                     | —   | +    | 29    | 3.XII          | +                     | +   | —    |
| 14    | 27.I 1958 г.    | —                     | —   | +    | 30    | 5.XII          | —                     | —   | —    |
| 15    | 11.II           | +                     | +   | +    | 31    | 10—11.XII      | —                     | —   | —    |
| 16    | 25.III          | +                     | +   | +    | 32    | 23—24.XII      | —                     | —   | +    |
|       |                 |                       |     |      | 33    | 25.XII         | —                     | —   | +    |



одних суток до или после рассматриваемого события, с Форбуш-эффектом, если он начался в течение двух суток до или одних суток после события, с радиовсплеском IV типа, если он произошел в интервале от одного до трех суток до события. Список Форбуш-эффектов был взят из [20], список магнитных бурь с внезапным началом — по данным [20, 28], список радиовсплесков IV типа — по [29—32].

Выбор указанных явлений для выяснения причин, вызывающих повышение с.с.в., связан с тем, что в ряде работ указывается на связь этих явлений с увеличением амплитуды с.с.в. [2, 7—10]. Так, в [2, 7—10] отмечается, что амплитуда с.с.в. возрастает во время магнитных бурь. В [17, 33] показывается, что существует значительная корреляция между амплитудой с.с.в. и амплитудой Форбуш-эффекта. Авторы [16] считают, что чаще всего большие амплитуды встречаются после радиовсплесков IV типа. В то же время в [14] высказывается мнение об отсутствии ясной связи между большими амплитудами и радиовсплесками IV типа.

Из данных табл. 2 следует, что из 33 зарегистрированных случаев больших амплитуд только 18 связано с магнитной бурей. Следует отметить, что за период МРГ в рассмотренные интервалы, для которых имеются данные об амплитуде суточной вариации, произошло всего 52 бури. С Форбуш-эффектами связаны лишь 13 увеличений амплитуд. Что касается радиовсплесков, то только в 13 из рассмотренных случаев они не наблюдались, причем в пяти из этих случаев отмечалась магнитная буря.

Таким образом, оказывается, что действительно большие амплитуды теснее всего связаны с радиовсплесками IV типа. Однако необходимо отметить, что составленный нами список содержит 104 радиовсплеска и вероятность случайного совпадения во времени между всплесками и большими амплитудами в с.с.в. не очень мала. Следует также иметь в виду, что в восьми случаях не наблюдалось ни магнитной бури, ни радиовсплесков. Все это указывает на необходимость дальнейшего исследования причин, вызывающих большие амплитуды в с.с.в.

В табл. 3 приведены данные о скачках фаз. Всего зафиксировано 37 скачков. Как уже говорилось, изменения фазы происходят как в сторону увеличения угла, так и в сторону уменьшения. Фаза быстро изменяется не только от нормального значения (около  $220^\circ$ ), но и при переходе от углов  $330-120^\circ$  к нормальным. Скачки фаз были сопоставлены со следующими явлениями: радиовсплесками IV типа, Форбуш-эффектами, магнитными бурями с внезапным началом и с  $K_p$ -индексом.

Так же как и для больших амплитуд, считалось, что скачки фаз связаны с радиовсплеском, если он наблюдался в интервале от одного до трех суток до скачка, с Форбуш-эффектом, если он произошел в течение двух суток до скачка или в течение суток после скачка, с магнитной бурей, если ее внезапное начало отмечено в течение одних суток до или после скачка. В табл. 3 наличие временной связи обозначено значком +, а отсутствие ее значком —.

Сопоставление с  $K_p$ -индексом производилось следующим образом. Вычислялся  $K_p$ -индекс в те сутки, когда произошел скачок. Если  $K_p \leq 16$ , то в табл. 3 поставлен значок +, если больше 16 — значок —. Условно случаи с  $K_p \leq 16$  считались имеющими минимум в  $K_p$ -индексе.

Оказалось, что с Форбуш-эффектом связано 10 скачков, с магнитными бурями с внезапным началом — 15 случаев, с радиоизлучением — 14 и с минимумом в  $K_p$ -индексе — 18. Таким образом, от такого сопоставления создавалось впечатление, что скачки фаз происходят с примерно равной вероятностью как в возмущенные, так и в невозмущенные дни. Действительно, 14 скачков зарегистрированы в так называемые спокойные интервалы времени. Под этим подразумевались такие интервалы, когда в тече-



Таблица 3

| Номер скачка фазы | Дата           | Сопутствующие эффекты |     |      | Минимум $K_p$ -индекса | Номер скачка фазы | Дата        | Сопутствующие эффекты |     |      | Минимум $K_p$ -индекса |
|-------------------|----------------|-----------------------|-----|------|------------------------|-------------------|-------------|-----------------------|-----|------|------------------------|
|                   |                | Ф-спад                | SSC | R IV |                        |                   |             | Ф-спад                | SSC | R IV |                        |
| 1                 | 7.VIII 1957 г. | —                     | +   | —    | +                      | 20                | 6.V 1958 г. | —                     | —   | +    | +                      |
| 2                 | 18.VIII        | —                     | —   | —    | +                      | 21                | 29.V        | +                     | +   | —    | —                      |
| 3                 | 2.X            | —                     | —   | +    | +                      | 22                | 14.VI       | —                     | +   | —    | +                      |
| 4                 | 8.X            | —                     | —   | —    | +                      | 23                | 17.VII      | —                     | +   | —    | —                      |
| 5                 | 12.X           | —                     | —   | —    | —                      | 24                | 19.VII      | —                     | +   | —    | —                      |
| 6                 | 17.XII         | —                     | —   | +    | —                      | 25                | 22.VIII     | +                     | +   | +    | —                      |
| 7                 | 26.XII         | —                     | —   | +    | +                      | 26                | 24.VIII     | +                     | +   | +    | —                      |
| 8                 | 20.I 1958 г.   | —                     | +   | +    | —                      | 27                | 4.IX        | +                     | +   | —    | —                      |
| 9                 | 1.II           | —                     | —   | —    | +                      | 28                | 5.IX        | +                     | —   | —    | —                      |
| 10                | 2.II           | —                     | —   | —    | +                      | 29                | 6.IX        | —                     | —   | —    | +                      |
| 11                | 10.II          | +                     | +   | +    | —                      | 30                | 13.IX       | —                     | —   | —    | +                      |
| 12                | 14.II          | —                     | —   | —    | +                      | 31                | 14.IX       | —                     | —   | +    | +                      |
| 13                | 15.II          | —                     | +   | —    | —                      | 32                | 17.IX       | +                     | +   | +    | —                      |
| 14                | 4.IV           | —                     | —   | —    | —                      | 33                | 3.X         | —                     | —   | —    | +                      |
| 15                | 9.IV           | —                     | —   | +    | +                      | 34                | 10.X        | —                     | —   | —    | +                      |
| 16                | 15.IV          | —                     | —   | —    | —                      | 35                | 22.X        | +                     | +   | +    | —                      |
| 17                | 17.IV          | —                     | —   | —    | —                      | 36                | 24.X        | +                     | +   | +    | —                      |
| 18                | 22.IV          | —                     | —   | —    | +                      | 37                | 27.XI       | +                     | +   | +    | —                      |
| 19                | 2.V            | —                     | —   | —    | +                      |                   |             |                       |     |      |                        |

ние по крайней мере 13 дней не происходило ни одного радиовсплеска IV типа, ни одной магнитной бури с внезапным началом.

В связи с этим интересно отметить, что в [23] делается вывод, что фазы, обратные нормальным, имеют место в магнитно-спокойные дни. Для того чтобы решить, является ли временная связь между скачками фаз и теми или иными явлениями случайной или причинной, проведены следующие вычисления. Было предположено, что все «совпадения» являются случайными. В этом случае наиболее вероятное число «совпадений» данного типа явлений со скачками фаз может быть вычислено следующим образом:

$$N = n \frac{t_{\text{явл}}}{t_{\text{общ}}} \quad (9)$$

Здесь  $N$  — число «совпадений»,  $n$  — полное число скачков,  $t_{\text{явл}}$  — число дней, когда возможно совпадение с данным типом явлений,  $t_{\text{общ}}$  — общее число дней в период МГГ. Вероятность того, что наблюдаемое число «совпадений» равно  $m$ , вычислялась по формуле Стирлинга

$$P_{m,n} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{x^2}{2}},$$

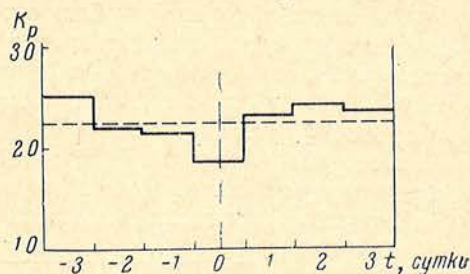
где

$$\sigma = \sqrt{np(1-p)}; \quad p = \frac{t_{\text{явл}}}{t_{\text{общ}}}; \quad x = \frac{m - np}{\sigma}.$$

Вычисления показали, что вероятность случайности совпадений велика (порядка десятков процентов) для радиовсплесков IV типа и Форбуш-эффектов и мала ( $\leq 1\%$ ) для бурь с внезапным началом и минимумом  $K_p$ -индекса.



Оказалось, что подавляющая часть скачков (31 из 37) связана либо с минимумом  $K_p$ -индекса, либо с магнитной бурей с внезапным началом. Чтобы убедиться, что скачки фаз попадают в минимум  $K_p$ -индекса, было проведено наложение «эпох» для скачков фаз, не связанных с магнитной бурей с внезапным началом. Результаты вычислений показаны на фиг. 5. Штриховой линией проведен средний за период МГГ  $K_p$ -индекс [22].



Фиг. 5. Средний ход суточного  $K_p$ -индекса для скачков фаз, не связанных с магнитными бурями (23 случая)

Возникает вопрос: что общего между магнитными бурями и  $K_p$ -минимумом? Можно думать, что общее явление, вызывающее скачки фаз,— это смена одних корпускулярных потоков другими. Действительно, как во время SSC, так и в минимуме  $K_p$ -индекса, который обычно находится либо между двумя  $G$ -бурями, либо между двумя бурями с SSC, один корпускулярный поток сменяет другой.

Однако вопрос о связи скачков фаз с другими явлениями еще недостаточно исследован. Поэтому высказанное предположение можно считать лишь рабочей гипотезой.

#### § 4. СВЯЗЬ МАГНИТНЫХ БУРЬ С SSC С СОЛНЕЧНО-СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИЕЙ

Ниже будет применен несколько иной подход к изучению с.с.в. Будет рассмотрено, как связаны с с.с.в. те или иные конкретные гелио- и геофизические явления. Собственно говоря, из солнечных явлений будут рассмотрены лишь вспышки, сопровождающиеся радиовсплесками IV типа, из геофизических явлений — магнитные бури с внезапным началом. Что касается Форбуш-эффекта, то это явление, по-видимому, можно назвать космофизическим.

Была рассмотрена 51 магнитная буря с внезапным началом, которая произошла в период МГГ и для которой имелись данные о с.с.в. Все изменения амплитуды и фазы с.с.в. были разбиты на три группы: параметр возрастает, параметр падает, параметр не изменяется. Изменения параметров классифицировались следующим образом. Сравнивалось среднее значение его за сутки до SSC и после. Сравнение проводилось качественно. Результаты анализа приведены в табл. 4.

Таблица 4

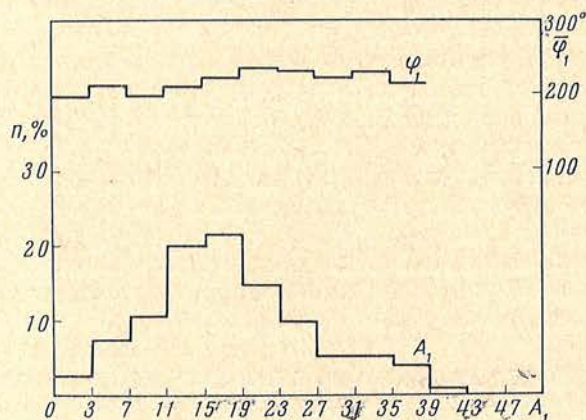
| Характер изменений параметра | Все случаи SSC |             | В том числе с Ф-эффектом |             | Все отождествленные случаи |             |       |             |       |             |
|------------------------------|----------------|-------------|--------------------------|-------------|----------------------------|-------------|-------|-------------|-------|-------------|
|                              |                |             |                          |             | E                          |             | C     |             | W     |             |
|                              | $A_1$          | $\varphi_1$ | $A_1$                    | $\varphi_1$ | $A_1$                      | $\varphi_1$ | $A_1$ | $\varphi_1$ | $A_1$ | $\varphi_1$ |
| Возрастание . .              | 23             | 15          | 17                       | 7           | 6                          | 3           | 7     | 5           | 3     | 1           |
| Постоянство . .              | 15             | 20          | 6                        | 11          | 0                          | 3           | 5     | 4           | 2     | 4           |
| Уменьшение . . .             | 13             | 16          | 7                        | 11          | 2                          | 2           | 2     | 5           | 4     | 4           |

Видно, что магнитные бури с SSC чаще всего приводят к возрастанию амплитуды с.с.в., причем в большинстве случаев эти возрастания связаны с Форбуш-эффектами. Фаза с.с.в. во время SSC с равной вероятностью возрастает, уменьшается и остается постоянной. Такой же характер изме-



нения фазы наблюдается и во время SSC, сопровождающихся Форбуш-эффектом. Сделана попытка выяснить, не существует ли различий в поведении параметров с.с.в. в зависимости от долготы вспышки, ответственной за бурю. Результаты представлены в той же таблице, из которой видно, что магнитные бури, связанные со вспышками в восточной зоне Солнца, всегда приводят к изменениям амплитуды, в центральной — лишь две дают уменьшение амплитуды, в западной — лишь в одном случае дают возрастание фазы.

Рассмотрена зависимость существования скачков, связанных с SSC, от координат соответствующей вспышки. Получен следующий результат: «восточные» вспышки не дают скачков, с «западными» связано лишь



Фиг. 6. Частотное распределение амплитуд 1-й гармоники во время SSC, выраженное в процентах к полному числу случаев во время SSC, и ход средней фазы в зависимости от амплитуды для тех же событий

два скачка, с «центральными» — пять. Таким образом, статистический анализ характера изменений параметров с.с.в. приводит к следующим выводам.

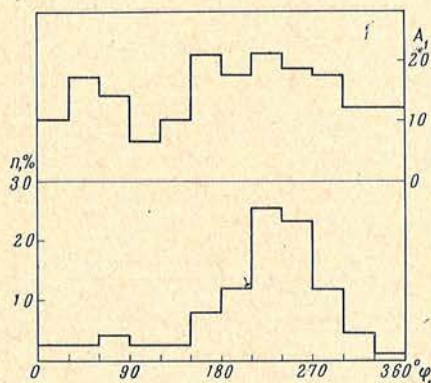
1. Как это уже неоднократно отмечалось в литературе, магнитные бури с Форбуш-эффектами приводят, как правило, к возрастанию амплитуды.
2. Изменения фазы во время SSC произвольны. Для Форбуш-эффекта сохраняется небольшая тенденция к уменьшению фазы.
3. Наблюдаются определенные различия в поведении параметров с.с.в. в зависимости от долготы вспышки, ответственной за магнитную бурю.

Для количественного анализа было проведено сравнение распределений фаз и амплитуд во время SSC с аналогичными распределениями для всего периода МГГ. Общее распределение амплитуд для всех изолированных магнитных бурь представлено на фиг. 6. Оно построено по данным за интервал от суток до SSC и до 1,5 суток после. Видно, что это распределение заметно отличается от общего распределения. Среднее значение амплитуды возросло с 0,38 до 0,45%. Распределение стало более пологим. На той же фиг. 6 показано среднее значение фазы для различных интервалов амплитуд. Какой-либо существенной зависимости средней фазы от амплитуды не обнаружено. Однако все значения меньше (примерно на 20%), чем для общего распределения ( $\sim 210^\circ$ ), что выражает известный факт смещения фазы к малым углам во время SSC.

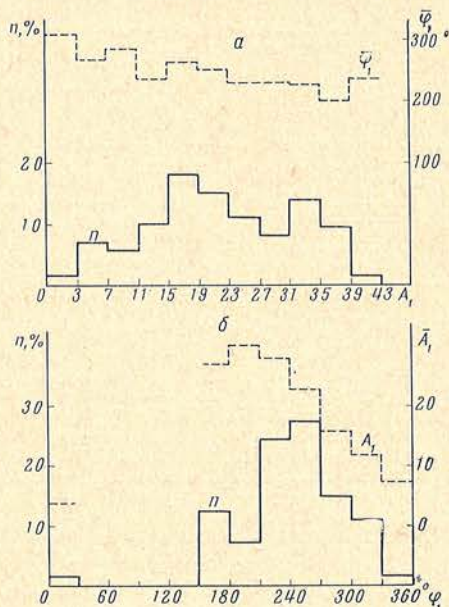
На фиг. 7 представлено аналогичное распределение для фаз 1-й гармоники с.с.в. Это распределение отличается от общего большим разбросом, что говорит в пользу утверждения об увеличении изменчивости фазы (а из фиг. 6 — и амплитуды) суточной вариации во время магнитных бурь с SC.



Ход средней амплитуды в зависимости от интервалов фаз, изображенный на фиг. 7, служит хорошим подтверждением положения о возрастании амплитуды с.с.в. при одновременном уменьшении фазы во время SSC. Однако ход средней амплитуды содержит также и некоторые новые результаты. Видно, что средняя амплитуда в интервале  $0-30^\circ$  имеет значительную величину (17 дел. = 0,41 %), в то время как при промежуточных углах ( $60-90^\circ$ ) и ( $300-0^\circ$ ) она мала (0,16 %). Аналогичная особенность, но менее выраженная, заметна и в распределении средних амплитуд на фиг. 3. Все это наводит на мысль о сравнительной устойчивости фаз, обратных нормальным, и существовании зон неустойчивых фаз между ними. Не исключено, что это предположение имеет связь с описанными выше скачками фаз.



Фиг. 7. Частотное распределение фаз 1-й гармоник во время SSC, выраженное в процентах к полному числу случаев во время SSC, и ход средней амплитуды в зависимости от фазы для тех же событий



Фиг. 8. Частотное распределение амплитуд и ход средней фазы (а) и частотное распределение фаз и ход средней амплитуды (б), аналогичные фиг. 6 и 7, но для SSC, связанных со вспышками в восточной зоне Солнца

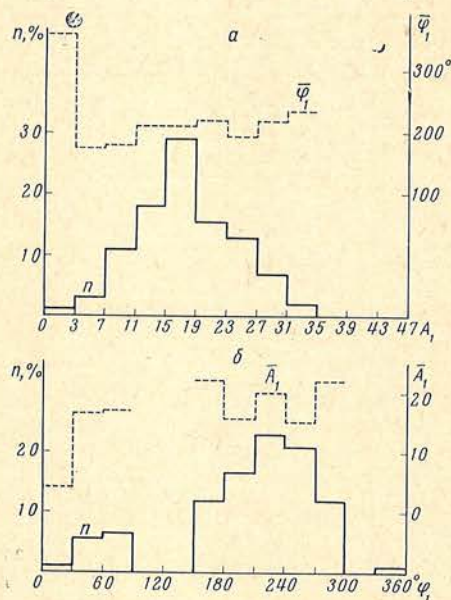
Перейдем теперь к рассмотрению зависимости распределений от долгот соответствующих вспышек. Распределения амплитуд и фаз для магнитных бурь, связанных с «восточными» вспышками, представлены на фиг. 8, с «западными» — на фиг. 9 и «центральными» — на фиг. 10.

Из сравнения распределений амплитуд и фаз для различных долготных групп видно, что для восточной группы распределение амплитуд очень пологое, сильно представлены большие амплитуды. При этом средняя фаза уменьшается с ростом амплитуды. Это видно на обоих графиках фиг. 8. На фиг. 8, б видно также, что при росте фазы средняя амплитуда непрерывно уменьшается. Совершенно отсутствуют фазы, обратные нормальным. Это полностью соответствует тому факту, что в рассматриваемой группе SSC отсутствуют скачки фаз. Распределение амплитуд для SSC, связанных с западной группой вспышек, представленное на фиг. 9, а, имеет пик при  $A_1 = 0,40\%$ . Не наблюдается сколько-нибудь заметной зависимости средней амплитуды от фазы, так же как и средней фазы от амплитуды. В отличие от SSC от «восточных» вспышек наблюдаются два максимума в распределении фаз: при нормальных значениях фаз и при фазах, «обратных» нормальным, а именно в интервале  $0-60^\circ$ . Это соответствует тому факту, что во время SSC от западных вспышек наблюдалось два скачка фаз.

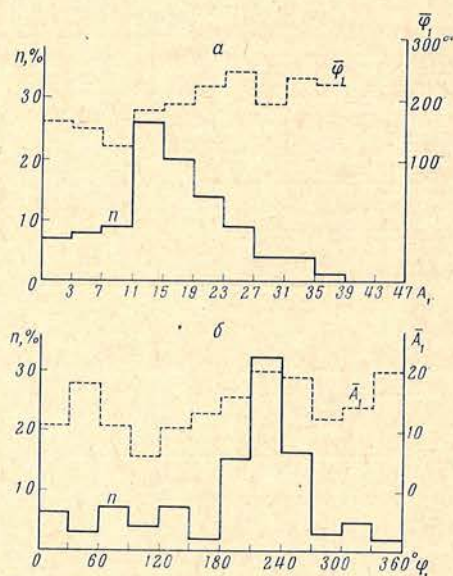
Распределения для SSC, связанных со вспышками в центральной зоне Солнца, отличаются от распределений для двух предыдущих зон. На фиг.



10, а видно, что малые амплитуды представлены сравнительно сильно. Наблюдается зависимость средней фазы от амплитуды, противоположная зависимости для восточной зоны, а именно средняя фаза растет с увеличением амплитуды. Характерен ход средней амплитуды в зависимости от фазы. Он имеет два максимума: при нормальных углах и «обратных»

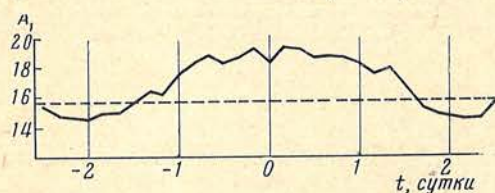


Фиг. 9. То же, что и на фиг. 8, но для западной зоны



Фиг. 10. То же, что и на фиг. 8, но для центральной зоны

фазах — 0—30°. Равномерность распределения фаз вне области нормальных углов, видимо, связана с тем, что изменения фаз во время SSC имели сравнительно плавный характер. Изменение фазы происходило за время от



Фиг. 11. Временной ход средней амплитуды, полученный методом наложения эпох, для всех магнитных бурь с SC (51 случай)

Амплитуда  $A_1$  дана в условных единицах (0,024%), а время  $t$  — в сутках от начала бурь. Штриховая линия — средняя за МГТ амплитуда (0,38%)

полусуток до полутора суток. Во всех остальных скачках фазы изменялись за меньшее время. Тем не менее увеличение средней амплитуды для «обратных» фаз говорит в пользу тезиса об относительной ее устойчивости.

Таким образом, можно утверждать, что существуют значительные различия в поведении суточной вариации во время магнитной бури с SC в зависимости от долготы соответствующей вспышки.

Ниже будет рассмотрен характер изменения амплитуды во времени. На фиг. 11 представлен ход изменения амплитуды 1-й гармоники. Возрастание амплитуды начинается в среднем за сутки до внезапного начала магнитной бури и кончается через 1,5 суток после начала бури. Относительное увеличение амплитуды равно примерно 0,10%.

Поскольку выше говорилось, что магнитные бури связаны как с увеличением, так и с уменьшением амплитуды с.с.в., то для анализа все случаи были разбиты на три группы: 1) случай, когда амплитуда во время SSC возрастает (группа 1), 2) случай, когда амплитуда уменьшается



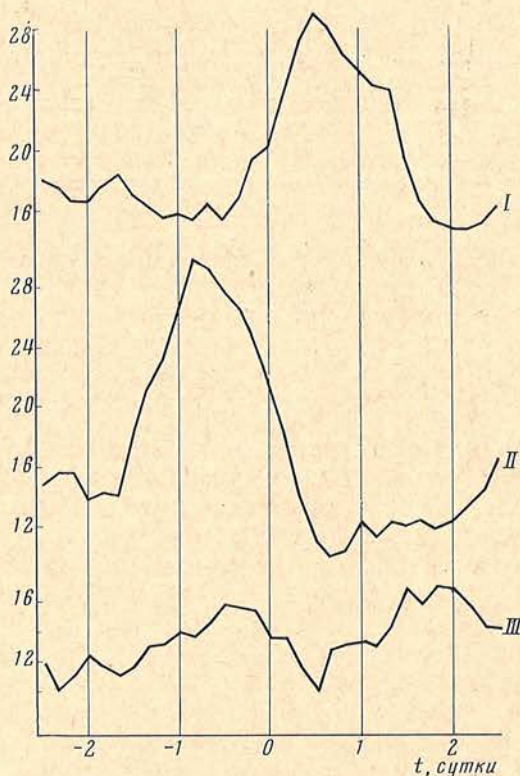
(группа II), и 3) случаи, когда амплитуда не изменяется (группа III) (см. табл. 4). Результаты вычислений методом наложения «эпох» дали неожиданный результат (фиг. 12). Оказалось, что группа II имеет весьма своеобразный ход изменения амплитуды: ее возрастание начинается за 1,5 суток до SSC; за 0,5 суток до SSC амплитуда достигает в среднем значения 0,70%, а затем начинается спад, который также длится сутки. Подобная же картина получается и в I группе случаев с той лишь разницей, что возрастание и спад начинаются на сутки позже. Изменения амплитуды в III группе случаев сравнительно невелики ( $< 0,15\%$ ).

Чтобы убедиться в реальности такого хода изменения амплитуды, мы выделили из каждой группы «отождествленные» со вспышками случаи и разбили каждую группу на три в зависимости от долготы вспышки ( $90-30^\circ E$ ;  $30^\circ E-30^\circ W$  и  $30-90^\circ W$ ). Однако характер вариации амплитуды изменился не столь существенно.

Отсюда можно заключить, что возрастание амплитуды с.с.в. во время магнитной бури с SC наблюдается в большей части случаев (грубо говоря, в 70% случаев). Однако в одних случаях амплитуда достигает максимума до начала SSC, в других — после начала. Подробного анализа причин такого поведения с.с.в. не проводилось, хотя несомненно обнаруженное явление представляет большой интерес.

Не менее интересный результат был получен при вычислении методом наложения «эпох» временного хода амплитуды 1-й гармоники для трех групп магнитных бурь, отождествленных со вспышками: восточной, центральной, западной зон. Результаты вычислений представлены на фиг. 13. Из кривых видно, что наблюдаются значительные различия в поведении суточной вариации в зависимости от долготы вспышки, ответственной за SSC. Эти различия заключаются в двух пунктах: 1) максимум амплитуды суточной вариации для восточной зоны совпадает с внезапным началом, для западной — раньше, а для центральной — позже SSC, 2) продолжительность возрастания амплитуды максимальна для центральной зоны и минимальна для западной.

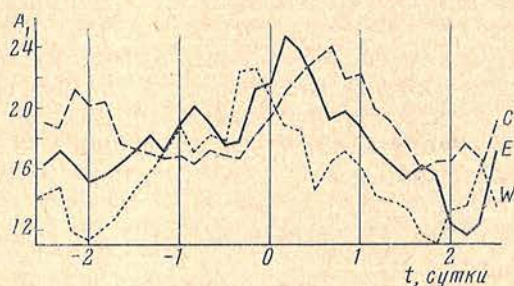
Возникает вопрос: связано ли различие временных ходов для рассмотренных трех групп непосредственно с долготой вспышки или с другим каким-либо фактором? Сравним кривые фиг. 12 и 13. На фиг. 12 возрастание амплитуд составляет примерно 0,35%, в то время как на фиг. 13 оно равно в среднем 0,17%. Отметим, что каждая группа магнитных бурь, связанных со вспышками в той или иной долготной зоне, включает в себя случаи возрастания амплитуды (группа I, фиг. 12), убывания (группа II), постоянства (группа III). И наоборот, каждая группа фиг. 12 включает в себя



Фиг. 12. Временной ход амплитуды для различных типов магнитных бурь с SC

I тип — 25 случаев; II тип — 13 случаев; III тип — 15 случаев





Фиг. 13. Временной ход амплитуды для магнитных бурь, связанных с хромосферными вспышками в различных долготных зонах Солнца

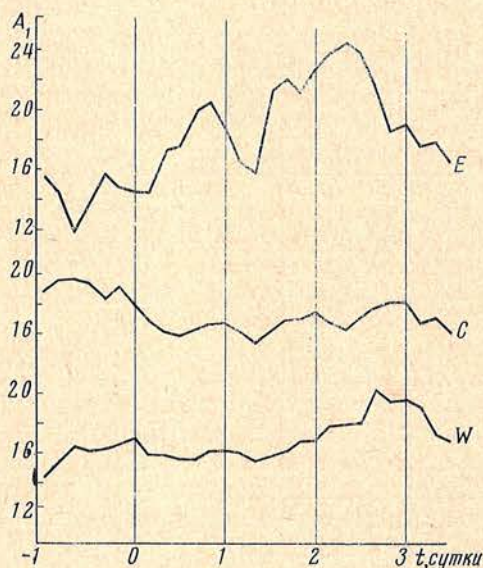
C — центральная (13 случаев), E — восточная (8 случаев), W — западная (9 случаев)

магнитных бурь, связанные со вспышками в восточной, центральной и западной зонах долгот Солнца, а также некоторое количество неотожествленных со вспышками магнитных бурь. Из сравнения фиг. 12 и 13 ясно, что общий ход кривых, соответствующих различным долготным зонам вспышек, можно получить сложением кривых I, II, III фиг. 12 с соответствующим весом, тогда как кривые фиг. 12 не могут быть получены сложением кривых фиг. 13.

Таким образом, мы приходим к выводу о существовании, по крайней мере, двух типов

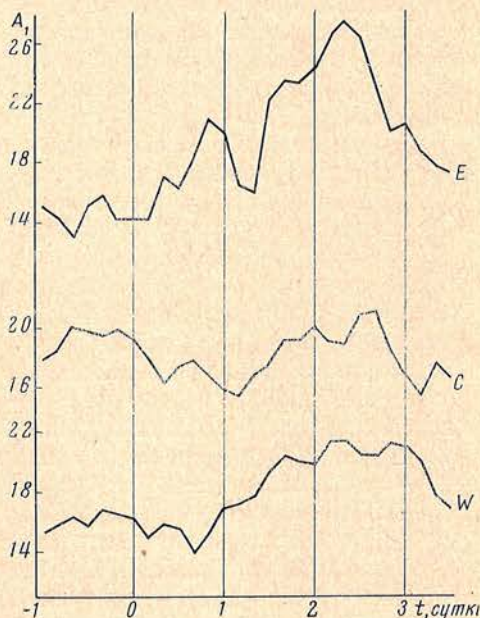
#### § 5. СВЯЗЬ РАДИОВСПЛЕСКОВ IV ТИПА С СУТОЧНОЙ ВАРИАЦИЕЙ

Как уже говорилось, в [16] сделан вывод о том, что увеличения амплитуды суточной вариации связаны с радиовсплесками IV типа. В § 4 было показано, что магнитные бури с SC дают довольно большое в среднем увеличение амплитуды с.с.в., если разбить все SSC на две группы. Возникают



Фиг. 14. Временной ход средней амплитуды, полученный методом наложения эпох для радиовсплесков IV типа, происшедших в различных долготных зонах Солнца

E — восточная (13 случаев), C — центральная (32 случая), W — западная (25 случаев). Амплитуда дана в условных единицах, t — время от начала радиовсплеска



Фиг. 15. То же, что и на фиг. 14, но для радиовсплесков IV типа, сопровождавшихся SSC

E — 9 случаев; C — 14 случаев; W — 13 случаев



вопросы: не связано ли увеличение с.с.в. после радиовсплесков непосредственно с SSC? Существует ли зависимость хода суточной вариации после радиовсплеска от долготы соответствующей вспышки на Солнце?

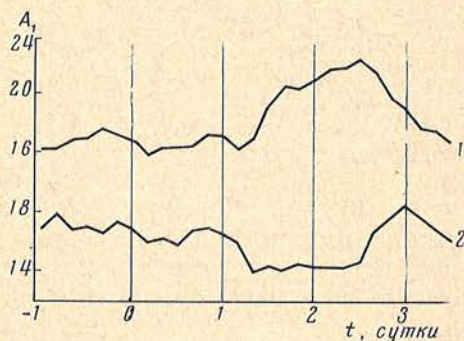
Для решения этих вопросов все радиовсплески были разделены на различные группы. Вначале они были разбиты на три группы в зависимости от долготы соответствующей вспышки: восточную ( $90-30^{\circ} E$ ), центральную ( $30^{\circ} E - 30^{\circ} W$ ) и западную ( $30-90^{\circ} W$ ). На фиг. 14 показаны кривые изменения амплитуды 1-й гармоники, полученные методом наложения «эпох». Четкий эффект наблюдается для «восточной» группы всплесков. Амплитуда возрастает сразу после всплеска, через сутки наблюдается минимум; основной максимум, дающий амплитуду  $\sim 0,6\%$ , отмечается через двое суток. Реальность первого максимума будет обсуждаться ниже. Для центральной группы амплитуда после радиовсплеска заметно не изменяется, для западной — незначительно увеличивается на третьи сутки.

Далее, из каждой группы радиовсплесков были отобраны те случаи, после которых наблюдается магнитная буря с SC. Построенные для этих радиовсплесков кривые изменения амплитуды представлены на фиг. 15. Оказалось, что эффект возрастания амплитуды на вторые сутки после радиовсплеска стал заметен и для центральной и западной групп всплесков, а для восточной выявился еще яснее. Отсюда сразу же напрашивается вывод, что всплески, после которых не наблюдалось магнитной бури с SC, дают какой-то отрицательный эффект во всех долготных группах. На фиг. 16 показан результат наложения «эпох» для этих случаев, средний по всем долготным группам. Действительно, на вторые сутки амплитуда суточной вариации уменьшается. По всей видимости, это уменьшение связано со следующим обстоятельством.

При выборе радиовсплесков, не давших после себя магнитных бурь, не обращалось внимания на существование внезапных начал магнитных бурь как в течение суток после радиовсплесков, так и через двое-, трое- с половиной суток после всплесков. В результате в некоторых случаях были магнитные бури. Анализ показал, что эти «побочные» бури происходили во все дни относительно нулевого момента, за исключением вторых суток. На третьи сутки наблюдалось незначительное число случаев. «Побочные» магнитные бури дали некоторый положительный эффект, из-за чего, видимо, и амплитуда уменьшается на вторые сутки после радиовсплеска.

На той же фиг. 16 показан ход изменения амплитуды после радиовсплесков, сопровождавшихся магнитными бурями. Максимум амплитуды, как это видно из кривой, наблюдается примерно на вторые сутки после радиовсплеска.

Однако вопрос о связи радиовсплесков IV типа с с.с.в. остается не совсем ясным. Речь идет о следующем. Как это ясно из предыдущего параграфа, магнитные бури с SC в большинстве случаев связаны со значительным возрастанием амплитуды 1-й гармоники с.с.в. Возникает вопрос: влияют ли радиовсплески IV типа на суточную вариацию, если после них не наблюдается магнитной бури с SC? В [14] Кейн предположил, что потоки, проходящие мимо Земли и не вызывающие на ней магнитных бурь, могут давать увеличение амплитуды с.с.в. Более того, автор предполагает, что

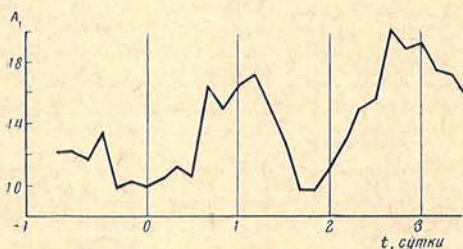


Фиг. 16. Временной ход амплитуды 1-й гармоники, полученной наложением эпох

1 — для радиовсплесков IV типа, сопровождавшихся SSC (36 случаев); 2 — для несопровождавшихся SSC (34 случая)



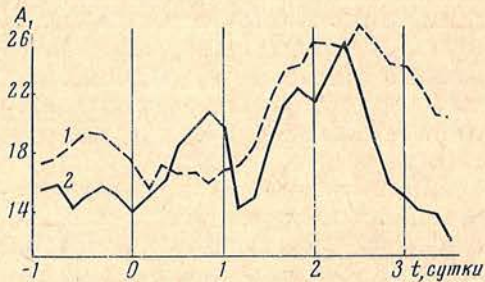
большие амплитуды в суточной вариации, наблюдающиеся в спокойное в геофизическом отношении время, могут быть связаны с такими потоками. С другой стороны, из фиг. 16 нельзя сделать вывода, что эффекты в космических лучах связаны с радиовсплесками IV типа, если последние не сопровождаются магнитной бурей. Правда, для всплесков, связанных со вспышками, происшедшими в восточной зоне Солнца, намечается некоторое возрастание амплитуды в первые сутки после всплеска.



Фиг. 17. Временной ход амплитуды для изолированных радиовсплесков IV типа, после которых в течение трех суток не наблюдалось магнитных бурь с SC (10 случаев)

всплеска. Таких событий набралось 10. На фиг. 17 показан ход изменения амплитуды с.с.в. после рассматриваемых всплесков. Намечаются, по всей видимости, два увеличения амплитуды: через сутки после всплеска и на третьи сутки.

Некоторое подтверждение наблюдающегося увеличения амплитуды через сутки после радиовсплеска можно видеть на фиг. 18. Изображенные на ней кривые получены методом наложения «эпох» для радиовсплесков IV типа, сопровождавшихся магнитными бурями. При этом из всех всплесков были выделены две группы. В первую группу (кривая 1) включены те всплески, которые сопровождались магнитными бурями, показавшими возрастание амплитуды с.с.в. после SSC, во вторую (кривая 2) — всплески, показавшие уменьшение амплитуды после SSC. Иными словами, разделение шло по двум типам магнитных бурь, о которых говорилось в предыдущем параграфе. В каждую группу вошли радиовсплески из всех долготных зон. На кривой 2 заметно четкое увеличение амплитуды с.с.в. в первые сутки, несколько большее по величине, чем на фиг. 17. Ничего подобного нет на кривой 1, где возрастание амплитуды с.с.в. наблюдается лишь на вторые сутки.



Фиг. 18. Временной ход амплитуды после радиовсплесков IV типа

1 — для всплесков, сопровождавшихся магнитными бурями I типа (15 случаев); 2 — II типа (9 случаев)

В настоящее время трудно дать какую-либо четкую интерпретацию кривым изменения амплитуды после радиовсплесков IV типа. Однако несомненно существование определенной связи радиовсплесков IV типа, не сопровождающихся магнитными бурями, с суточной вариацией. Для окончательного решения необходимо дальнейшее изучение этого вопроса.

## ВЫВОДЫ

Из всего изложенного можно сделать следующие основные выводы.

1. Кроме основного послеполуночного максимума имеется еще одна область относительно устойчивых фаз 1-й гармоники суточной вариации при



углах  $0-60^\circ$  (00—04 час. местного времени). Существование такого максимума в суточной вариации не связано с возмущенностью магнитного поля, поскольку в большей части случаев  $K_p < 25$ .

2. Наблюдается максимум в частотном распределении амплитуд 1-й гармоники. Наиболее вероятная амплитуда — 0,30%, средняя за МГГ — 0,38%.

3. Большие амплитуды ( $> 0,7\%$ ) в суточной вариации наблюдаются преимущественно во время магнитных бурь с внезапным началом. В ряде случаев большие амплитуды не связаны с каким-либо из рассмотренных выше гелио- и геофизических явлений.

4. Обнаружены скачки фаз на  $180^\circ$ . Одна часть связана с минимумом в  $K_p$ -индексе, другая — с магнитными бурями с внезапным началом. Можно думать, что скачки фаз происходят во время смены корпускулярных потоков.

5. Обнаружено существование двух типов магнитных бурь с внезапным началом. Первый тип связан с возрастанием суточной вариации до SSC, второй — после SSC. В среднем по каждой группе максимальная амплитуда достигает 0,7%, а продолжительность возрастания — не более двух суток.

6. Существует зависимость, в среднем, хода амплитуды 1-й гармоники суточной вариации во время магнитных бурь от гелиодолготы соответствующей вспышки. Однако не исключено, что эта зависимость связана с различием в числе магнитных бурь разных типов (вывод 5) для различных долготных групп вспышек.

7. Радиовсплески IV типа, не сопровождающиеся магнитными бурями, также связаны с изменением суточной вариации. При наложении «эпох» для этих всплесков наблюдаются два возрастания амплитуды суточной вариации: в первые сутки после всплеска и на третьи сутки. Для интерпретации полученного результата необходимы дальнейшие исследования.

В заключение авторы благодарят Н. В. Бенюх за помощь в обработке данных и в подготовке статьи и Н. В. Годовникова за помощь в составлении программы и за вычисления на электронно-вычислительной машине «Минск-1».

Май 1965 г.

### Литература

1. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей и исследование космоса. Изд-во АН СССР, 1963, гл. V.
2. A. E. Sandström. Tellus, 7, 204, 1955.
3. A. E. Sandström. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-II, 477, 1962.
4. A. E. Sandström, E. Dyring, S. Lindgren. Tellus, 12, 332, 1960.
5. Л. И. Дорман, О. И. Иноземцева. В сб. «Космические лучи», № 4, Изд-во АН СССР, 1961, стр. 237.
6. Н. А. Жуковская, А. И. Ольб. В сб. «Вариации космических лучей и солнечные корпускулярные потоки», № 2. Изд-во АН СССР, 1960, стр. 101.
7. А. И. Кузьмин, Г. В. Скрипин. Труды ЯФАН СССР, серия физ., вып. 4, 91, 1962.
8. J. C. Barton, J. H. Stockhausen. Philos. Mag., 3, 25, 1958.
9. А. И. Кузьмин, Г. В. Скрипин. Труды ЯФАН, серия физ., вып. 2, 107, 1958.
10. Y. Sekido, M. Kodama. Rept. Ionosph. and Space Res. Japan, 13, 105, 1959.
11. J. B. Crowden, P. L. Marsden. J. Phys. Soc. Japan, 17, Suppl. A-II, 484, 1962.
12. C. W. Snyder, M. Neugebauer. J. Geophys. Res., 68, 6361, 1963.
13. P. L. Marsden, Q. N. Begum. Phil. Mag., 4, 1247, 1959.
14. R. P. Kane. Nuovo Cim., 29, 801, 1963.
15. R. P. Kane. Indian J. Physics, 36, 237, 1962.
16. K. Murakami, S. Kudo. J. Geomagnet. Geoelectricity, 14, 183, 1963.
17. А. А. Степанян. Геомагнетизм и аэрномия, 2, 443, 1962.



18. Л. И. Дорман, Е. В. Коломеец, В. Т. Пивнева, Г. А. Сергеева. В сб. «Космические лучи», № 5, Изд-во АН СССР, 1963, стр. 5.
19. R. R. Kane. *Indian J. Phys.*, 35, 213, 1961.
20. А. А. Степанян. Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-матем. наук. КрАО—НИИЯФ. М., 1962.
21. N. R. Parsons. *J. Geophys. Res.*, 65, 3159, 1960.
22. G. Schwachheim. *J. Geophys. Res.*, 65, 3149, 1960.
23. K. Murakami, S. Kudo. *J. Geomagn. a. Geoelectr.*, 14, 177, 1963.
24. U. R. Rao, V. Sarabhai. *Proc. Royal. Soc. Ser. A*, 263, 101, 1961.
25. S. P. Duggal, M. A. Romerantz. *Phys. Rev. Letters*, 8, 215, 1962.
26. А. М. Алтухов, А. И. Кузьмин, Г. Ф. Крымский, Г. В. Скрипкин, Н. П. Чирков. *Изв. АН СССР, серия физ.*, 28, 2009, 1964.
27. А. А. Лузов, Г. В. Куклин. *Геомагнетизм и аэрономия*, 5, 48, 1965.
28. А. С. Дворяшин, Л. С. Левицкий, А. К. Панкратов. *Изв. Крымской астрофиз. обс.*, 26, 90, 1961.
29. F. Bachelet, P. Balata, A. M. Conforto, G. Marini. *Nuovo Cim.*, 21, 648, 1961.
30. M. Wada, Y. Kamiya. *Rept. Ionosph. a. Space Res. Japan*, 13, 105, 1959.
31. M. Pick-Gutmann. *Ann. Astrophys.*, 25, 183, 1961.
32. I. F. Denisse. *List provisoire des sursauts de Type IV, etablies a partir des sursauts centimetriques Annee 1957—1959.*
33. Y. Sekido, S. Yoshida, Y. Kamiya. *Rept. Ionosph. Res. Japan*, 6, 195, 1952.



О ВЛИЯНИИ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ  
НА ВЕРОЯТНОСТЬ ПОЯВЛЕНИЯ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ  $E$   
ИОНОСФЕРЫ

(по наблюдениям в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР)

Ю. И. Виноградов

На основании материала, полученного на ионосферной станции Крымской обсерватории в 1955 и 1958 гг., рассмотрена связь между вероятностью появления спорадического слоя  $E$  ионосферы и уровнем солнечной активности. Показано, что с увеличением уровня солнечной активности возрастает вероятность появления спорадического слоя  $E$  ионосферы. Вероятность появления спорадического слоя  $E$  в ночное время имеет сезонный ход и не зависит от уровня солнечной активности. Существование такого сезонного хода зависит от продолжительности светлого времени суток.

THE INFLUENCE OF SOLAR ACTIVITY ON THE PROBABILITY OF APPEARANCE OF THE SPORADIC  $E$  IONOSPHERIC LAYER, by Y. I. Vinogradov. — The relation between the probability of appearance of the sporadic  $E$  ionospheric layer and the level of solar activity are discussed on the basis of data obtained at the Ionospheric Station of the Crimean Astrophysical Observatory.

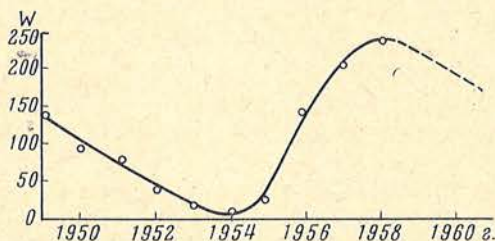
It is shown that the probability of appearance of the sporadic  $E$  layer increases with the level of solar activity. The probability of its appearance in the nighttime shows a seasonal dependence and does not depend on the level of solar activity. The existence of such seasonal variation depends on the duration of daytime.

## ВВЕДЕНИЕ

Ранее нами было показано [1], что существует связь между избыточным значением критической частоты слоя  $E_s$  за месяц и солнечными вспышками, а также явно выраженный суточный и сезонный ход критических частот слоя  $E_s$ . В настоящей работе делается попытка выяснить, влияет ли уровень солнечной активности на вероятность появления слоя  $E_s$ .

По этому вопросу существуют две противоположные точки зрения. Одни авторы [2—4] на основании материала наблюдений утверждают, что уровень солнечной активности не влияет на появление слоя  $E_s$ , а другие [5—7] делают вывод, что такое влияние есть.

Обычно для характеристики результатов наблюдений этого слоя используется относительное число появлений  $E_s$ , обозначаемое  $PE_s$  и называемое вероятностью появления  $E_s$ . Оно



Фиг. 1. Изменение по годам индекса относительного числа солнечных пятен (числа Вольфа  $W$ ) на протяжении цикла 1949—1960 гг.



равно отношению числа случаев появлений отражений от  $E_s$  к общему числу проведенных в данном месяце наблюдений и выражается в процентах, т. е.  $PE_s = \frac{n}{N} \cdot 100$ , где  $n$  — число случаев регистрации отражений от  $E_s$ ,  $N$  — полное число наблюдений, проведенных в данном месяце. Индексом солнечной активности служило среднегодовое значение относительного числа солнечных пятен (числа Вольфа —  $W$ ).

Данные за 11-летний цикл солнечной активности 1949—1960 гг. взяты нами из [6] и приведены на фиг. 1. В качестве исходного материала используются данные о спорадическом слое  $E$ , полученные на ионосферной станции Крымской обсерватории [8] в 1955 и 1958 гг., годах минимума и максимума солнечной активности.

По ежечасным данным построены графики сезонного хода  $PE_s$  как для полных суток, так и для дневного и ночного времени. Для характеристики распределения  $PE_s$  по частотам полученные значения критических частот слоя  $E_s$  были разбиты на четыре интервала:

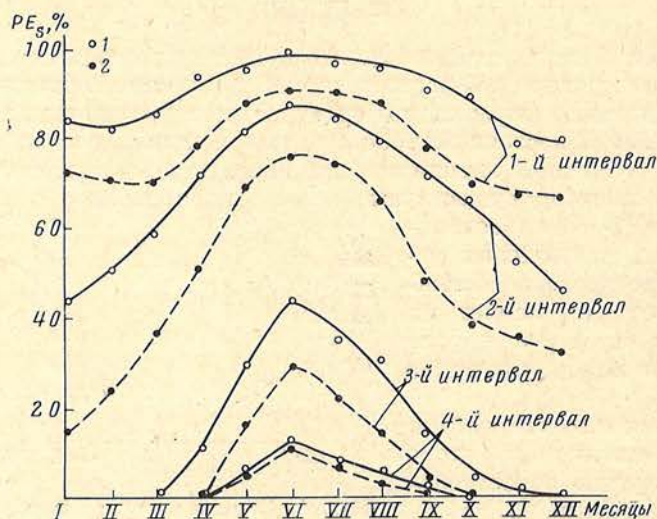
| Интервал | $fE_s$ , Мгц  | Интервал | $fE_s$ , Мгц   |
|----------|---------------|----------|----------------|
| 1        | до 3,0        | 3        | от 5,1 до 7,0  |
| 2        | от 3,1 до 5,0 | 4        | от 7,1 и выше. |

Выбор интервалов определялся возможностью сравнения полученных результатов с ранее опубликованными.

### 1. СЕЗОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ $E$ ИОНОСФЕРЫ

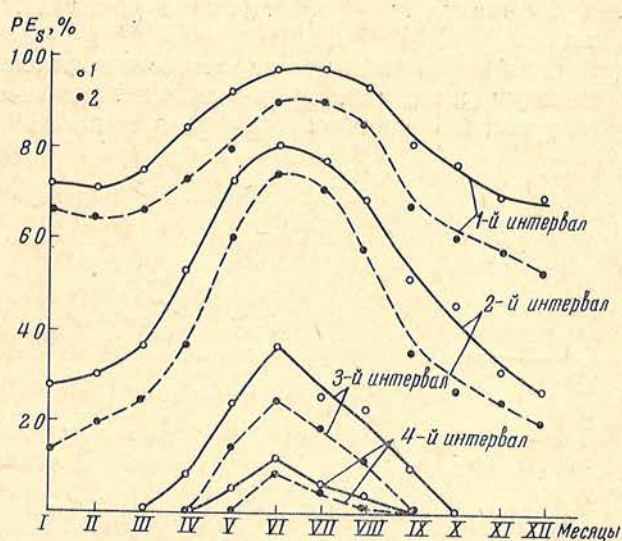
На фиг. 2 приведен сезонный ход  $PE_s$  за 1955 и 1958 гг. для полных суток с подразделением на частотные интервалы. На фиг. 3 и 4 представлен сезонный ход  $PE_s$  отдельно для дневного и ночного времени для этих же лет. Для выделения дневного времени было рассчитано время восхода и захода Солнца для 15-го числа каждого месяца на высоте 100 км. Для всех графиков по оси абсцисс отложены месяцы, по оси ординат — значения  $PE_s$  в процентах. Сплошной линией даны значения  $PE_s$  для 1958 г., штриховой — значения  $PE_s$  для 1955 г.

Рассмотрение графиков показывает общую тенденцию увеличения уровня  $PE_s$  от зимы к лету, что хорошо согласуется с ранее полученными выводами [1, 3].



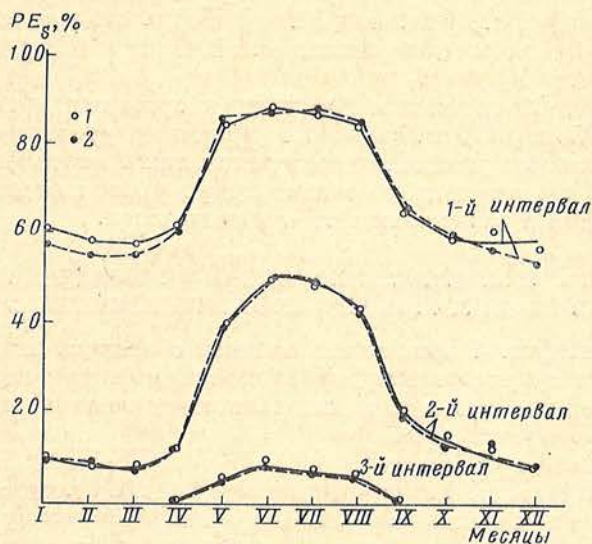
Фиг. 2. Сезонный ход  $PE_s$  для полных суток с подразделением на частотные интервалы в 1958 г. (1) и 1955 г. (2)





Фиг. 3. Сезонный ход  $PE_s$  для дневного времени суток с подразделением на частотные интервалы в 1958 г. (1) и 1955 г. (2)

Из фиг. 2 и фиг. 3 видно, что по всем частотным интервалам значения  $PE_s$  за 1958 г. идут выше, чем значения  $PE_s$  за 1955 г., причем уровень  $PE_s$  для дневного времени несколько возрос по сравнению с ходом  $PE_s$  за сутки. На фиг. 4 представлен ход ночных значений  $PE_s$  для 1955 и



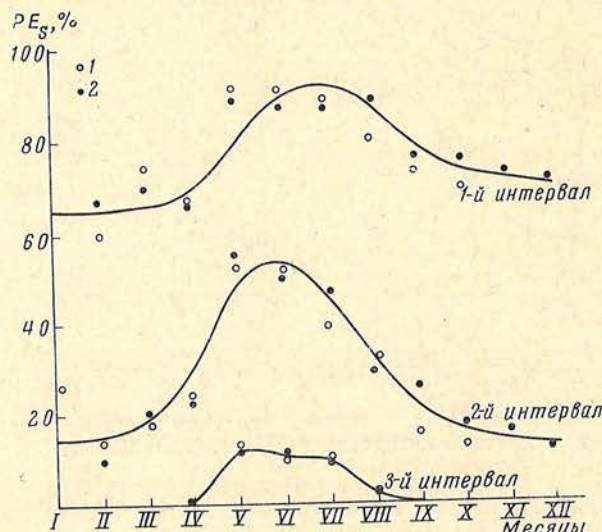
Фиг. 4. Сезонный ход  $PE_s$  для ночного времени суток с подразделением на частотные интервалы в 1958 г. (1) и 1955 г. (2)

1958 гг. Видно, что различий между уровнями  $PE_s$  в год минимума и год максимума солнечной активности практически не обнаруживается. Найденные различия для дневных и суточных значений в уровнях  $PE_s$  могли бы быть и не обусловлены влиянием Солнца (например, изменения  $PE_s$  от года к году), но тогда они должны были бы сказаться и на ночном уровне  $PE_s$ . Однако авторы [7] рассматривали вероятность появления  $E_s$  за 1956 и 1962 гг. (фиг. 5), годов примерно одного уровня солнечной актив-



ности, и пришли к выводу, что расхождение в уровнях  $PE_s$  за 1956 и 1962 гг. невелико.

Таким образом, мы имеем данные о вероятности появления  $E_s$  за 1955 и 1958 гг. (год минимума и год максимума солнечной активности) и за 1956 и 1962 гг. (годы примерно одинакового уровня солнечной активности).



Фиг. 5. Сезонный ход  $PE_s$  для полных суток в 1956 г. (1) и 1962 г. (2) по данным работы [7]

Из фиг. 2 и 5 видно, что значения  $PE_s$  за 1958 г. отличаются от значений  $PE_s$  за 1955 г., в то время как различий в значениях  $PE_s$  за 1956 и 1962 гг. не наблюдается.

По-видимому, обнаруженное различие в суточных и дневных значениях  $PE_s$  за 1955 и 1958 гг. связано с различным уровнем солнечной активности. Так как это различие проявляется лишь в светлое время суток, можно думать, что это связано с изменением уровня электромагнитного излучения Солнца в зависимости от его активности.

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ПОЯВЛЕНИЯ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ $E$ НОЧЬЮ ОТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ СВЕТОЛОГО ВРЕМЕНИ СУТОК

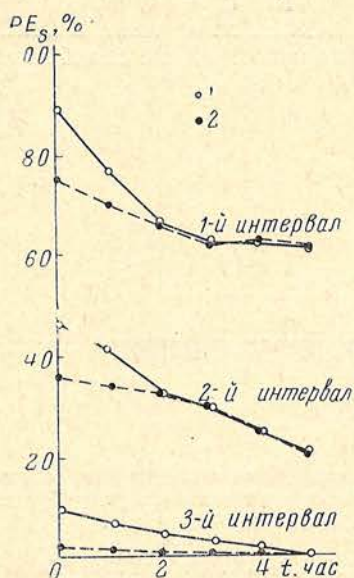
Рассмотрение фиг. 4 показывает наличие сезонного хода  $PE_s$  ночью. Для объяснения существования такого сезонного хода нами было выдвинуто предположение, что продолжительность дня влияет на вероятность появления  $E_s$  в ночное время.

В летние месяцы в Крыму ( $\varphi = 44^\circ 50' N$ ,  $\lambda = 34^\circ 04' E$ ), когда день длится 19 час. и только 5 час. приходится на ночь, возможно, что спорадический слой  $E$  не успевает возвратиться к своему ночному уровню.

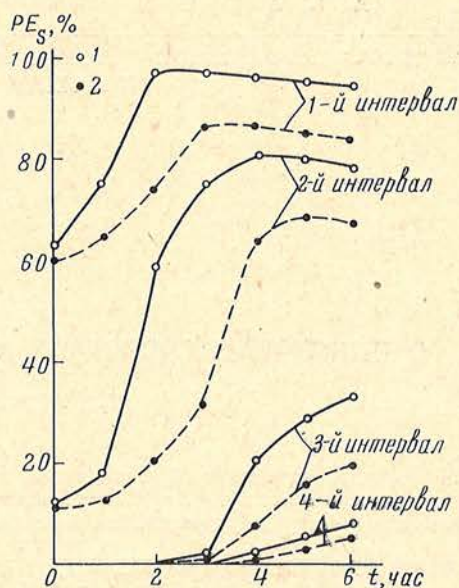
Был построен график длительности светлого времени для каждого месяца и вычислен коэффициент корреляции между ночным ходом  $PE_s$  (фиг. 4) и длительностью дня. Он оказался равным 88, что указывает на наличие тесной связи.

Нами было также прослежено среднегодовое изменение вероятности появления  $E_s$  сразу же после захода и сразу после восхода Солнца за 12 месяцев 1955 и 1958 гг. Для построения этих графиков было рассчитано среднеарифметическое значение  $PE_s$  за 1955 и 1958 гг. для момента захода (восхода) Солнца и спустя час, два и т. д. после захода (восхода) Солнца. Эти значения представлены на фиг. 6 и 7, где время отсчитывается от момента захода (восхода) Солнца. Рассмотрение этих графиков показывает,





Фиг. 6. Среднегодовые изменения значений  $PE_s$  для 1958 г. (1) и 1955 г. (2) после захода Солнца



Фиг. 7. Среднегодовые изменения значений  $PE_s$  для 1958 г. (1) и 1955 г. (2) после восхода Солнца

что вероятность появления  $E_s$  уменьшается в продолжение 2—3 час. после захода Солнца (фиг. 6) и растет после восхода Солнца (фиг. 7).

Из графиков видно, что после захода Солнца среднегодовые значения  $PE_s$  для 1955 и 1958 гг. сходятся к ночному уровню; после восхода Солнца они начинают различаться для года максимума и года минимума солнечной активности. Это еще раз свидетельствует о наличии влияния уровня солнечной активности на вероятность появления спорадического слоя  $E$  ионосферы.

### ВЫВОДЫ

1) Полученные результаты о вероятности появления слоя  $E_s$  в год минимума и год максимума солнечной активности позволяют предположить, что с увеличением уровня солнечной активности возрастает вероятность получения отражений от  $E_s$ .

2) Ночные значения  $PE_s$  имеют сезонный ход и не зависят от уровня солнечной активности.

3) Наличие ночного сезонного хода  $PE_s$  зависит от продолжительности светлого времени суток.

В заключение считаю необходимым поблагодарить Ю. И. Нешпора за повседневное внимание к работе, Б. М. Владимирского, Э. Е. Дубова и А. А. Степаняна за ценное обсуждение работы, а также В. М. Нечаева за помощь в обработке материала.

Май 1965 г.

### Литература

1. Ю. И. Виноградов. Изв. Крымской астрофиз. обс., 34, 319, 1965.
2. K. Rower. Geofis. pura e appl., 32, № 3, 1955.
3. С. С. Чавдаров. Сб. «Исследования ионосферы», № 5. Изд-во АН СССР, 1960.
4. J. A. Thomas. Austral. J. Phys., 9, № 2, 1956.
5. M. K. Das Gupta, R. K. Mitra. J. Atmos. and Terr. Phys., 24, 1962.
6. Н. М. Ерофеев, М. Б. Степанова. Изв. АН ТуркССР, № 5, 1961.
7. M. Mukunda Rao, B. Ramachandra Rao. J. Atmos. and Terr. Phys., 26, № 8, 1964.
8. Н. А. Савич, А. Н. Абраменко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 17, 1957.



## О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ АТМОСФЕРЫ ЮПИТЕРА. II

Д. С. Галкин

Методом, изложенным в [1], проведен анализ изменения хода ширины спектров Юпитера, полученных в 1962 и 1963 гг. Обнаружено, что изменения в ультрафиолетовой области спектра, возможно, коррелируют с активностью Юпитера.

SOME PROPERTIES OF THE JUPITER ATMOSPHERE. II, by L. S. Galkin. — The variations of the widths of the spectra of Jupiter obtained in 1962 and 1963 are analyzed by the method described in [1]. It is found that the variations in the ultraviolet region possibly correlate with the activity of the planet.

В атмосфере Юпитера наблюдаются быстрые и бурные изменения характера видимых образований на диске планеты. Естественно, встает вопрос, как эти изменения сказываются на состоянии атмосферы Юпитера в целом, на характере структуры атмосферы в разных частях планеты. Временами характер изменений в атмосфере является уникальным. В связи с этим изучение метеорологии Юпитера представляет значительный интерес. Изучение это можно вести путем спектроскопического исследования изменений интенсивности метана или аммиака по диску планеты с достаточно большой дисперсией. Возможно применение другого метода, также спектрального, но с использованием существенно меньшей дисперсии.

В октябре 1962 г. для исследования возможных спектральных различий по поверхности Юпитера были получены спектрограммы планеты при нескольких положениях щелей спектрографа: вдоль экваториального диаметра, по полярному диаметру, в районе южного и северного полюсов параллельно экватору.

Уже визуально при просмотре спектрограмм можно было обнаружить некоторое различие в ходе ширины спектра, полученного при положении щели вдоль полярного диаметра и по экватору, при переходе в ультрафиолетовую область. Для проверки этого обстоятельства полученные спектры были промерены фотометрически [1].

В дальнейшем подобного рода наблюдения планеты Юпитер были продолжены. Здесь приводятся результаты обработки спектрограмм Юпитера, полученных в 1963 г.

На кварцевом спектрографе 1220-миллиметрового отражательного телескопа Крымской обсерватории было получено около 60 спектрограмм Юпитера, которые были получены в условиях, идентичных условиям наблюдений 1962 г.:

- 1) ширина щели спектрографа бралась 0,1 мм, такая же, как и в 1962 г.;
- 2) один цикл наблюдений (щель вдоль экватора — щель по полярному диаметру) включал 10—12 снимков спектра и занимал около 10—15 мин., никогда не превышая 20 мин.;

- 3) предъявлялись также высокие требования к условиям наблюдения (качество изображения было хорошим, дрожание — незначительным, дета-



ли на диске планеты фиксировались уверенно; наблюдения проводились в ночи с хорошей прозрачностью).

Для получения спектрограмм использовались фотопластинки фирмы Eastman Kodak 103 А-О, проявление велось в проявителе Д-19.

Спектры были профотометрированы на микрофотометре МФ-4 поперек дисперсии. Кривые в почернениях обычным образом были трансформированы в кривые в интенсивностях. Учитывалось изменение характеристической кривой с длиной волны. Затем при одной и той же интенсивности были измерены ширины фотометрических кривых, т. е. ширины спектров для различных длин волн. Было выбрано 23 разреза по длинам волн (в интервале от 4350 до 3400 Å).

Условия получения спектрограмм, их обработка совершенно тождественны для спектрограмм 1962 и 1963 гг., поэтому возможно сравнение хода изменения ширины спектрограмм для экваториального и полярного сечений для всех дат наблюдений: 26.X 1962 г. и 15.VIII, 15.XI и 17.XI 1963 г.

На фиг. 1 по оси абсцисс отложены длины волн, по оси ординат — средние величины относительного изменения ширины спектра в единицах ширины для 24300 Å для различных дней наблюдений в 1962 и 1963 гг. Каждая точка на фиг. 1, а соответствует четырем отсчетам, точки на фиг. 1, б, в, г — в среднем 10 отсчетам. Следует отметить, что на ходе кривой для экваториального сечения влияние фазы не могло сказаться, так как поправка за фазу для этих дат не превышала 0°,5.

Анализ приведенных на фиг. 1 кривых позволяет с определенностью сделать следующий вывод. Кривая 1962 г. для полярного диаметра падает в ультрафиолетовой области заметно круче, чем для экваториального диаметра. В то же время в 1963 г. в даты, когда проводились наблюдения, каких-либо отличий в ходе кривых для экваториального и полярного сечений не обнаруживается. Следует отметить, что кривые 1963 г. идут «спокойнее», чем кривые 1962 г.; не наблюдается характерных волн, отмеченных в [1] для 1962 г.

Представляет известный интерес рассмотреть ход некоторых усредненных кривых для 1962 и 1963 гг. Конструирование кривых, представленных на фиг. 2, проводилось следующим образом. Для всех разрезов брались средние величины значений ширины спектра для экваториального и полярного сечений, иначе говоря, строилась своеобразная медианная кривая, проходящая по середине между кривыми для экваториального и полярного диаметров.

На фиг. 2 хорошо заметен крутой спад медианной кривой для 1962 г. Для кривых 15.VIII и 17.XI 1963 г. ход более плавный, с некоторым незначительным отличием кривой 15.VIII от кривой 17.XI 1963 г.

В октябре 1962 г. и августе 1963 г. были получены также спектрограммы при положении щели спектрографа вблизи полюсов Юпитера (щель располагалась параллельно экватору планеты). Зависимости ширины спектра от длины волны были получены аналогично ранее упомянутому.

Рассмотрение кривых для 1962 и 1963 гг. позволяет сделать следующие замечания.

1) Кривая для южного полюса в 1962 г. падает круче, чем кривая для того же полюса в 1963 г. (фиг. 3, а).

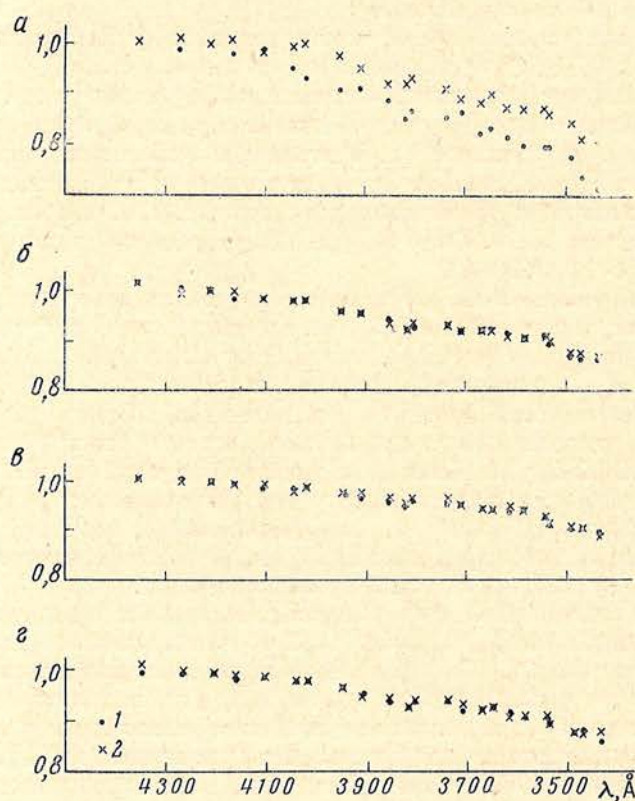
2) Кривая для северного полюса в 1962 г. падает также круче, чем кривая для того же полюса в 1963 г. (фиг. 3, б).

3) Кривая для северного полюса в 1962 г. падает круче, чем кривая для южного полюса в том же году (фиг. 4, а).

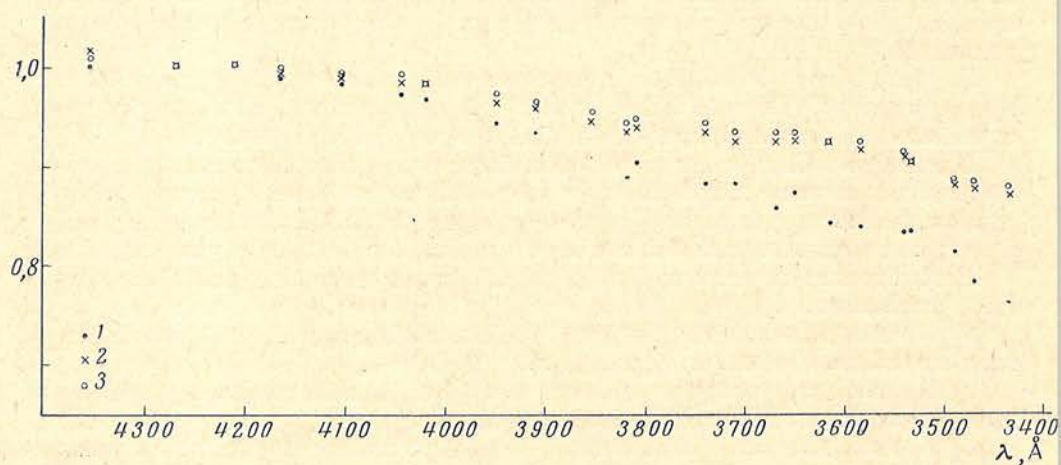
4) Кривая для северного полюса в 1963 г. падает также круче, чем кривая для южного полюса в том же году, но эффект этот заметно ослаблен по сравнению с 1962 г. (фиг. 4, б).

На фиг. 5 представлены медианные кривые, построенные по тому же принципу, что и кривые на фиг. 2, показывающие различия в ходе



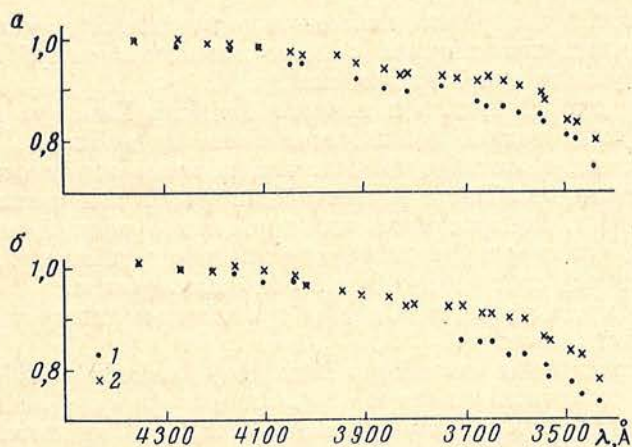


Фиг. 1. Относительное изменение ширины спектра Юпитера  
1 — полярное сечение; 2 — экваториальное. а — 26.X 1962 г.; б — 15.VIII 1963 г.;  
в — 15.XI 1963 г.; г — 17.XI 1963 г.

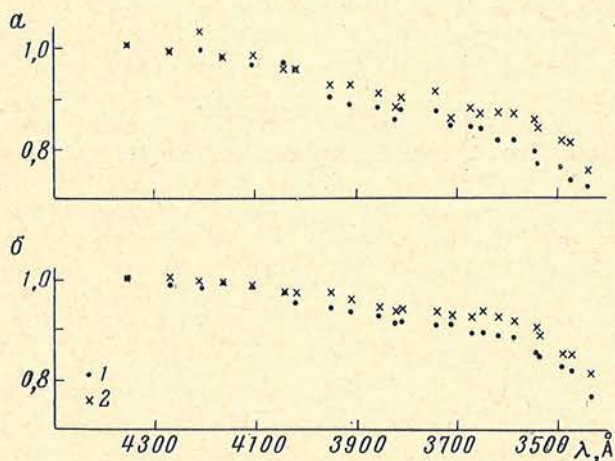


Фиг. 2. Сравнение хода относительного изменения ширины спектра  
1 — 26.X 1962 г.; 2 — 15.VIII 1963 г.; 3 — 17.XI 1963 г.

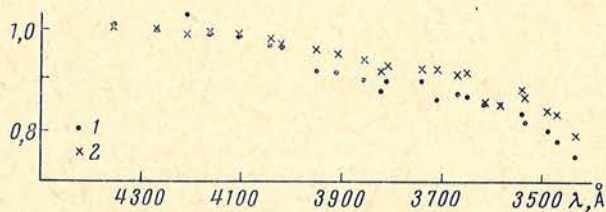




Фиг. 3. Относительное изменение ширины спектра у одноименных полюсов планеты  
 а — северный полюс; б — южный полюс; 1 — 26.X 1962 г.; 2 — 15.VIII 1963 г.



Фиг. 4. Относительное изменение ширины спектра у разноименных полюсов планеты  
 а — 26.X 1962 г.; б — 15.VIII 1963 г. 1 — северный полюс; 2 — южный полюс



Фиг. 5. Сравнение хода относительного изменения ширины спектра у полюсов планеты  
 1 — 26.X 1962 г.; 2 — 15.VIII 1963 г.



относительного изменения ширины спектра у полюсов в октябре 1962 г. и августе 1963 г.

Анализ всего материала наблюдений показывает, что

1) зависимость хода ширины спектра планеты с длиной волны неодинакова для разных дней наблюдений;

2) кривые для северного и южного полюсов Юпитера неидентичны. Вблизи северного полюса наблюдается более крутой ход.

Как известно, в октябре 1962 г. наблюдалась активность Юпитера; так, экваториальные области планеты были весьма контрастны. В дни наблюдений 1963 г. контрастность экваториальной зоны была обычной.

Очевидно, что структура атмосферы планеты в районе полюсов и у экватора изменяется со временем достаточно значительно.

По-видимому, активность Юпитера проявляется также и в ультрафиолетовой области спектра.

Метод исследования атмосферы Юпитера, описанный в [1] и здесь, дает возможность получить некоторые характеристики состояния атмосферы планеты и может быть использован как своеобразный индикатор для быстрого выявления больших изменений глобального характера состояния атмосферы.

В заключение выражаю искреннюю благодарность Л. С. Голополосовой за помощь в обработке.

Май 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. С. Г а л к и н. Изв. Крымской астрофиз. обс., 32, 11, 1964.



## ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ В 1963 г.

Л. С. Левичий

Сопоставлены поглощения в полярной шапке по данным о минимальных частотах отражения ( $f_{\min}$ ), полученным в 1963 г. на трех высокоширотных станциях (о-в Хейса, Ризольют, Кейп Халлет), с хромосферными вспышками и всплесками радиоизлучения. Рассматриваются активные области, в которых эти вспышки возникли, и их связь с шумовыми бурями.

PROTON FLARES IN 1963, by L. S. Levitsky. — Absorption in the polar cap is compared with chromospheric flares and radio bursts. For the former data on the minimal reflection frequencies ( $f_{\min}$ ) obtained at three high altitude stations (Hayes Is, Resolute and Cape Hallett) during 1963 were used. The active regions in which the flares originated and their connection with noise storms are discussed.

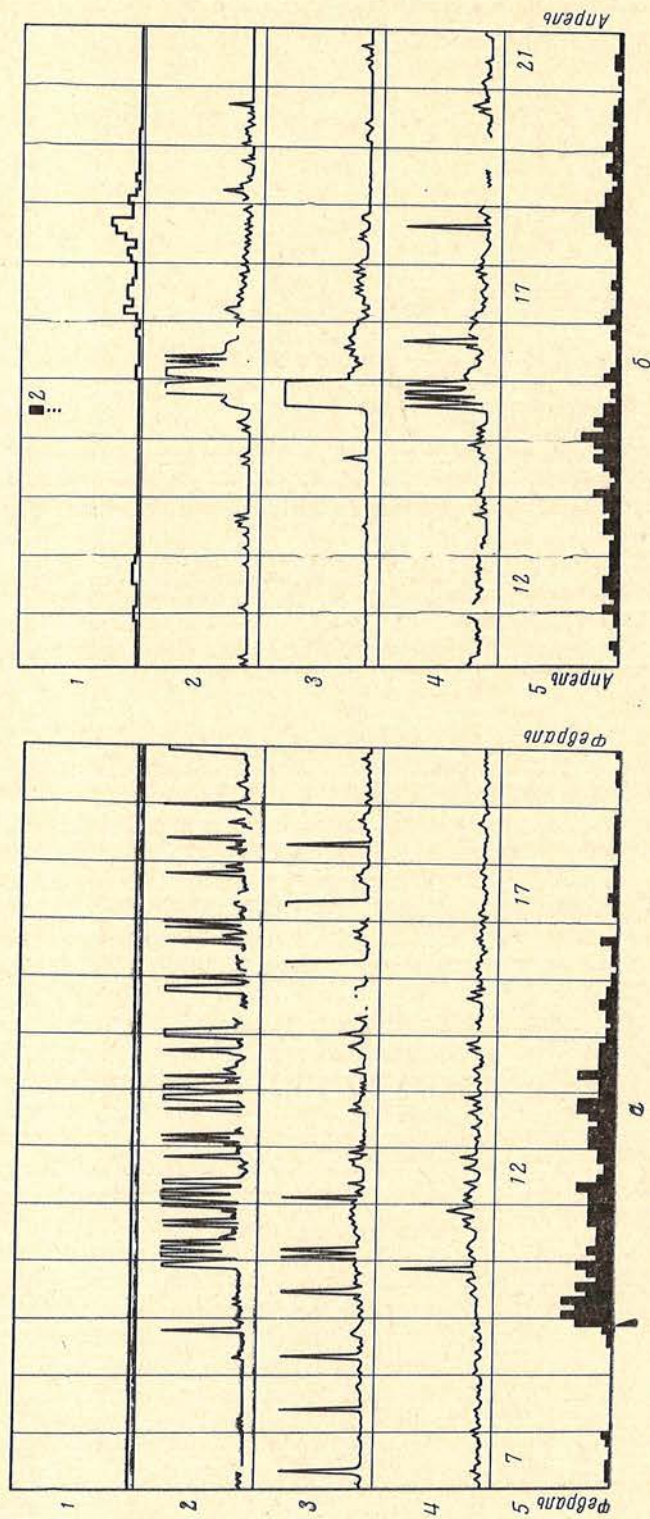
Эта работа является непосредственным продолжением [1], в которой были рассмотрены протонные вспышки за 1961—1962 гг. Как и в [1], для выявления протонных вспышек мы используем данные о минимальных частотах отражения ( $f_{\min}$ ), полученные на высокоширотных станциях: о-в Хейса (географические координаты:  $80^{\circ}20' N$ ,  $57^{\circ}48' E$ ; геомагнитные координаты:  $71^{\circ}05' N$ ,  $155^{\circ}27'$ ) и Ризольют (географические координаты:  $74^{\circ}41' N$ ,  $94^{\circ}55' W$ , геомагнитные координаты:  $82^{\circ} 9' N$ ,  $289^{\circ},3$ ) в северной полярной шапке и станции Кейп Халлет (географические координаты:  $72^{\circ}18' S$ ,  $170^{\circ}18' E$ ; геомагнитные координаты:  $74^{\circ}6' S$ ,  $278^{\circ}01'$ ) в южной полярной шапке.

Сведения о хромосферных вспышках взяты из [2]. Использованы данные по радиоизлучению, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 1,5 м, а также сведения о радиовсплесках, зарегистрированных на спектрографах и на отдельных частотах, приведенные в [2]. Из [3] взяты сведения о группах пятен, в которых произошли протонные вспышки. Состояние геомагнитного поля оценено  $K_p$ -индексом [4], время внезапных начал (SC) магнитных бурь снято с магнитограмм, полученных на магнитной станции Крымской астрофизической обсерватории.

В результате подробного просмотра непрерывных часовых значений  $f_{\min}$  по трем станциям за 1963 г., а по станции Ризольют по сентябрь 1964 г. нами выбраны все те периоды повышенного значения  $f_{\min}$ , которые уверенно просматривались на всех трех станциях. Эти случаи вместе с солнечными и геофизическими данными приведены на фиг. 1.

В первой строке (сверху) нанесены трехчасовые значения медианного потока радиоизлучения Солнца на 200 МГц (в потоках от спокойного Солнца на этой частоте), публикуемые в [2]. Прямоугольниками обозначены хромосферные вспышки. Ширина прямоугольника соответствует длительности вспышки. Цифрой обозначен балл вспышки; цепочка точек по вертикали — всплески радиоизлучения. Черными треугольниками обозначены уверенные внезапные начала магнитных бурь (SC), светлыми —

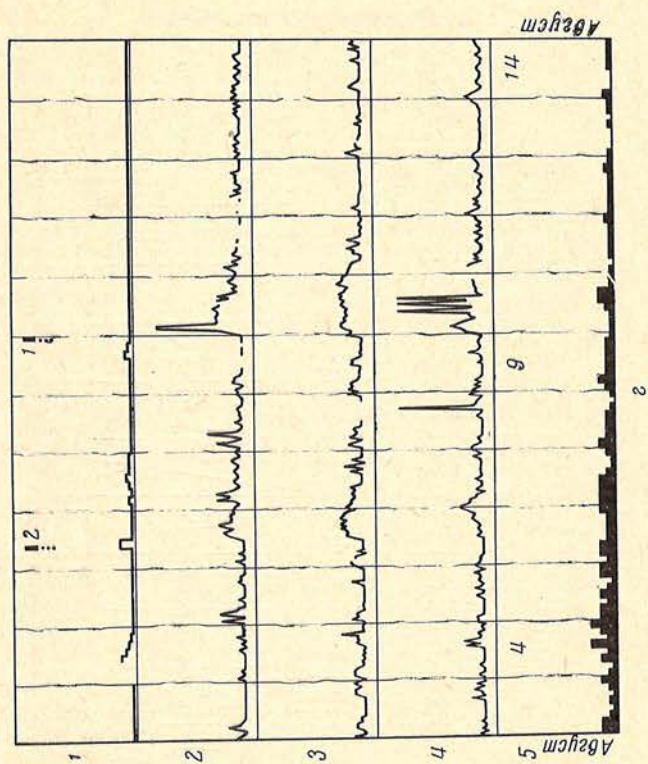
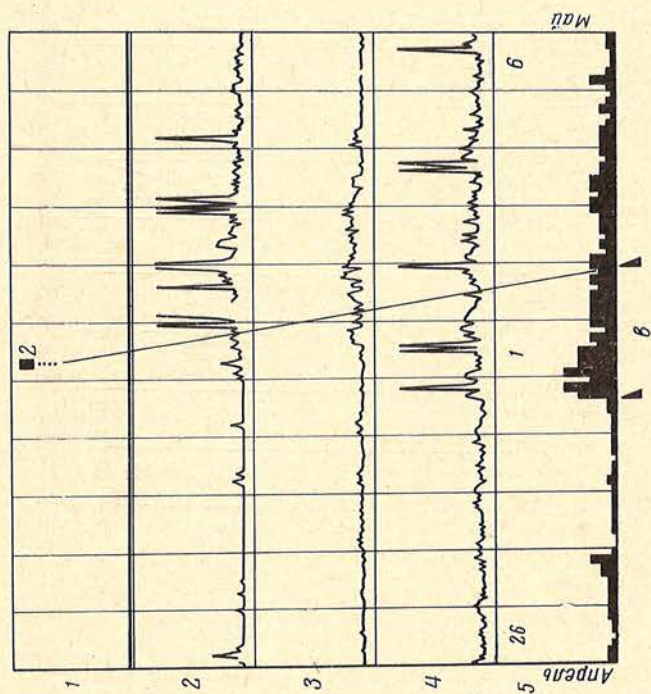




Фиг. 1. Солнечные и геофизические данные за февраль (а), апрель-май (б), август (в), сентябрь — октябрь 1963 г. (г) (см. также стр. 255 и 256)

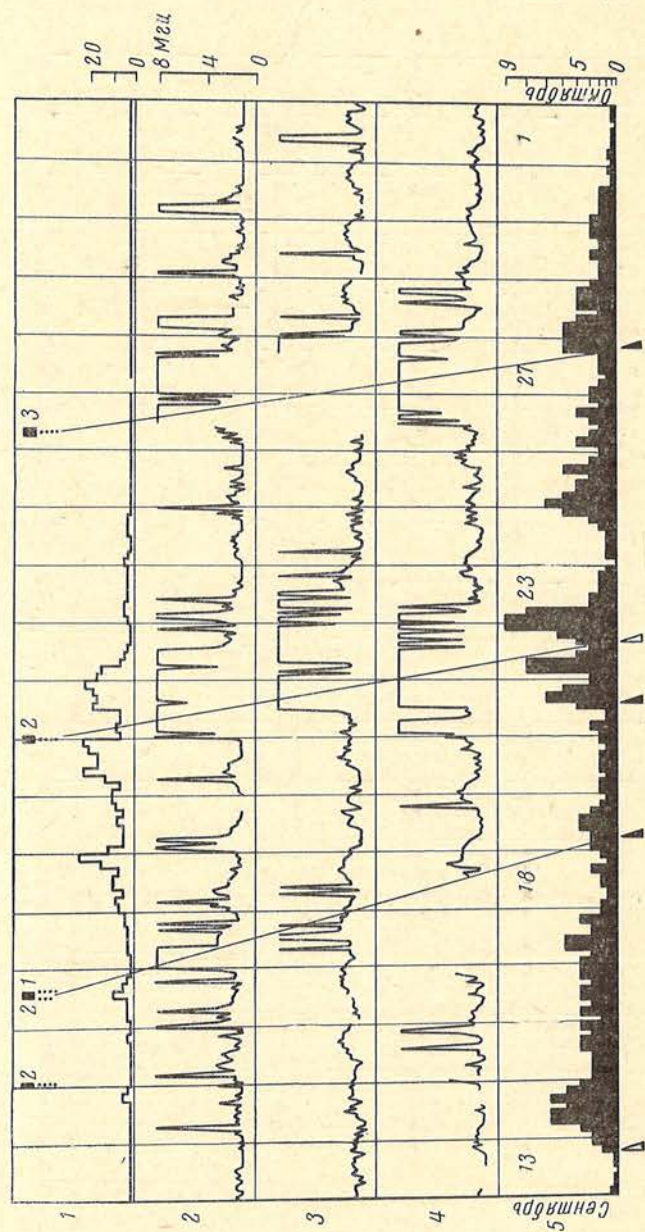
1 — трехчасовые значения медианного потока радиоизлучения Солнца на 200 Мгц; 2, 3, 4 — минимальные частоты отражения ( $f_{\text{min}}$ ) по станциям о-в Хейса, Ризольют и Кейп Халлет соответственно; 5 — Kp индекс





Фиг. 1 (продолжение)





Фиг. 1 (окончание)



сомнительные SC, числами—дни месяца. Время везде мировое. Наклонными прямыми указаны предполагаемые нами связи между хромосферными вспышками и геомагнитными бурями.

В табл. 1 приведены рассмотренные нами за 1963 г. данные по солнечно-земным связям. В табл. 2 собраны данные о радиовсплесках протонных вспышек.

Таблица 1

| Дата вспышки,<br>1963 г. | Время                           |                                 |                                 | Всплеск IV типа.<br>Время начала | Балл вспышки | Координаты<br>вспышки | Время начала<br>возрастания<br>$f_{\min}$ | Время<br>начала SC,<br>связанного<br>с данной<br>вспышкой | Время запаздывания от-<br>носительно<br>начала<br>вспышки |                  |
|--------------------------|---------------------------------|---------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|--------------|-----------------------|-------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|------------------|
|                          | начала                          | конца                           | максиму-<br>ма                  |                                  |              |                       |                                           |                                                           | $f_{\min}$                                                | SC               |
| 15.IV                    | 10 <sup>h</sup> 34 <sup>m</sup> | 12 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup> | 11 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> |                                  | 2            | 11°S 06° W            | 15.IV ~13 <sup>h</sup>                    |                                                           | ~2,5 <sup>h</sup>                                         |                  |
| 1.V                      | 05 25                           | 08 35                           | 06 08                           | 05 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>  | 2            | 15 N 46 E             | 1.V ~15                                   | 2.V 22 <sup>h</sup> 48 <sup>m</sup>                       | ~9,5                                                      | ~41 <sup>h</sup> |
| 6.VIII                   | 08 55                           | 10 27                           | 09 10                           |                                  | 2            | 13 N 12 W             | 6.VIII ~12                                |                                                           | ~3                                                        |                  |
| 9.VIII                   | 22 34                           | 23 40                           | 22 45                           |                                  | 1            | 07 N 80 W             | 10.VIII ~0                                |                                                           | ~1,5                                                      |                  |
| 15.IX                    | 00 15                           | 02 19                           | 00 42                           | 00 15                            | 2            | 15 N 75 E             |                                           |                                                           |                                                           |                  |
| 16.IX                    | 13 00                           | 14 10                           | 13 05                           |                                  | 2            | 10 N 50 E             |                                           |                                                           |                                                           |                  |
|                          | 14 30                           | 15 32                           | 15 05                           | 14 38                            | 1            | 12 N 48 E             |                                           | 19.IX 05 43                                               |                                                           | ~64              |
| 20.IX                    | 23 14                           | 26 01                           | 24 03                           | 23 47                            | 2            | 10 N 09 W             | 21.IX ~0                                  | 22.IX 16 01                                               | ~1                                                        | ~41              |
| 26.IX                    | 06 38                           | 09 44                           | 07 17                           | 07 05                            | 3            | 13 N 78 W             |                                           | 27.IX 19 42                                               |                                                           | ~37              |

Нами были также рассмотрены активные области, в которых возникли протонные вспышки. Из [3] были взяты значения площади всей группы и максимального пятна (в миллионных долях полусферы, исправленные за эффект проекции) и построены кривые их изменения на протяжении всего существования данной группы на Солнце, включая предыдущие и последующие обороты (фиг. 2). Здесь же условно изображены протонные вспышки, всплески IV типа и шумовые бури, связанные с данной областью. Каждая группа пятен обозначена номером из [3]. Вертикальная штриховая линия указывает момент прохождения группы пятен через центральный меридиан.

Рассмотрим подробнее наиболее интересные случаи.

1. Возрастание  $f_{\min}$  9.II (фиг. 1, а). На всех трех станциях наблюдается слабое возрастание  $f_{\min}$ , совпадающее с началом бури с SC. Повышенные значения  $f_{\min}$  удерживаются в течение нескольких дней. В [2] отмечены три вспышки 6.II (две балла 1<sup>-</sup> и одна балла 2) и две вспышки 8.II (балла 1 и 1<sup>+</sup>). С 1 по 10.II в [2] зарегистрировано только два очень слабых всплеска радиоизлучения на сантиметровых волнах, возникшие 6.II и по времени совпадающие со вспышками балла 1<sup>-</sup> и 2. Имеющиеся данные не позволяют решить, с какой из этих вспышек связано возрастание  $f_{\min}$  9.II и связано ли оно вообще с какой-либо хромосферной вспышкой.

2. Возрастание  $f_{\min}$  15.IV (фиг. 1, б). Значительное возрастание  $f_{\min}$ , до полного поглощения, наблюдалось на всех трех станциях 15.IV. Повышенные значения  $f_{\min}$  удерживались до 18.IV (по станции о-в Хейса до 20.IV). Это возрастание, по-видимому, связано с хромосферной вспышкой балла 2, возникшей 15.IV в 10<sup>h</sup>34<sup>m</sup>. Ей соответствует всплеск радиоизлучения, наблюдавшийся в широком диапазоне частот (см. табл. 2) и являющийся, возможно, всплеском IV типа. Геомагнитной бури с SC после вспышки не было.

Эта протонная вспышка возникла в группе пятен № 43 [3], которая появилась на восточном краю солнечного диска 9.IV. Развитие группы показано на фиг. 2, а. С 16 по 20.IV наблюдается шумовая буря (фиг. 1, б), связанная с этой активной областью.



Таблица 2

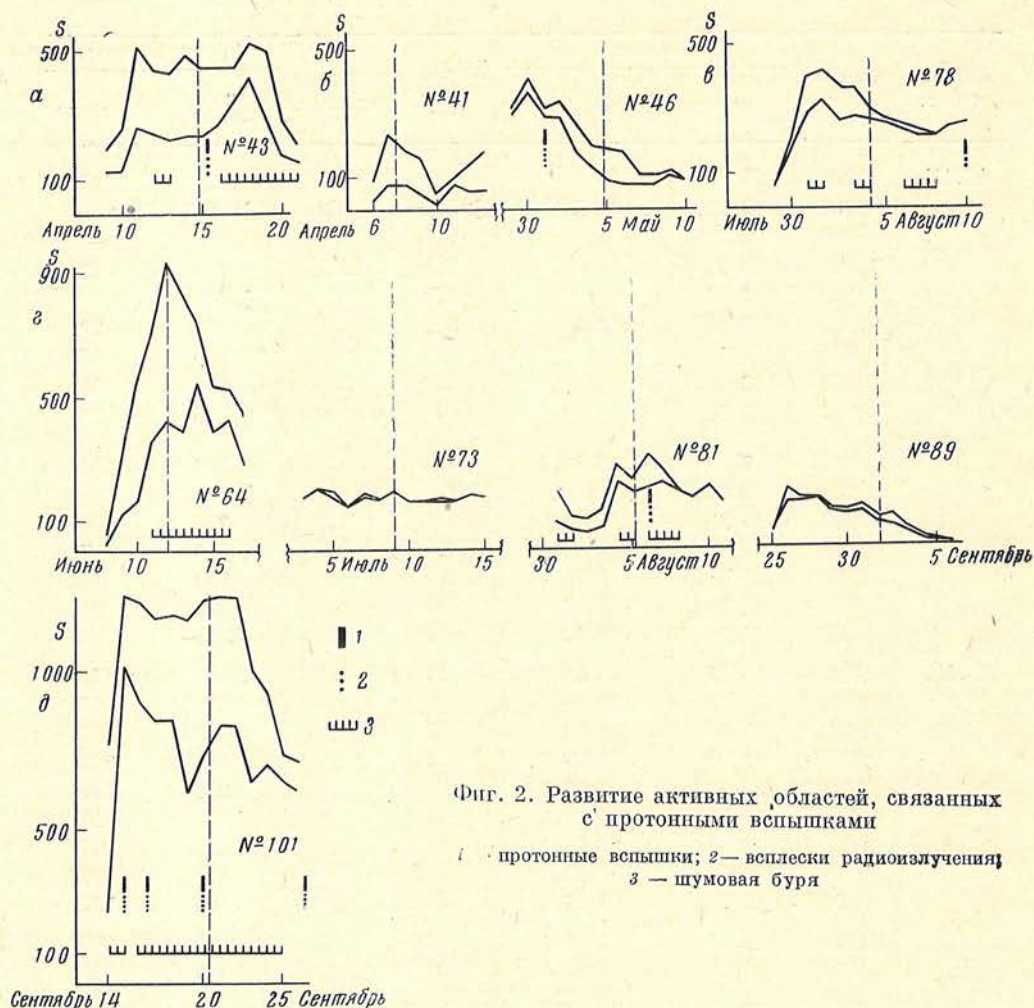
| Дата,<br>1963 г. | Частота,<br>МГц | Время                              |                                 | Длитель-<br>ность,<br>мин. | Тип<br>всплеска | Плотность потока  |         |
|------------------|-----------------|------------------------------------|---------------------------------|----------------------------|-----------------|-------------------|---------|
|                  |                 | начала                             | максимума                       |                            |                 | макси-<br>мальная | средняя |
| 15.IV            | 9400            | 10 <sup>h</sup> 45, <sup>m</sup> 6 | 10 <sup>h</sup> 46 <sup>m</sup> | 11,8                       | S               | 4                 |         |
|                  | 2800            | 10 42                              | 10 44,8                         | 5,5                        | S               |                   |         |
|                  | 1500            | 10 43,2                            | 10 44,8                         | 4,8                        | S               | 2                 |         |
|                  | 2800            | (11 10)                            | 11 38                           | >110                       |                 |                   | 7       |
|                  | 9400            | 11 22,5                            | 11 24,7                         | > 60                       | C               | 272               |         |
|                  | 2800            | 11 23                              | 11 24,5                         | 9                          | S               | 220               | 40      |
|                  | 1500            | 11 23                              | 11 24,7                         | 47                         | C               | 50                |         |
|                  | 600             | 11 24                              |                                 | 0,5                        | eC              | 95                | 20      |
|                  | 600             | 11 24,5                            |                                 | (21)                       | C               | 17                |         |
|                  | 2800            | 11 44,5                            | 11 50                           | 13,5                       | S               | 12                | 6,5     |
|                  | 111             | 11 41                              | 11 45,1                         | 15                         | C               | 200               | 40      |
|                  | 23              | 11 44,5                            | 11 45                           | 18,7                       | C               | 8 000             | 800     |
| 1.V              | 9400            | 05 32                              | 05 37,6                         | 28                         | C <sup>+</sup>  | 1 500             | 600     |
|                  | 3750            | 05 26                              | 05 44                           | 34                         | C <sup>+</sup>  | 1 500             | 640     |
|                  | 2000            | 05 26                              | 05 45                           | 40                         | C <sup>+</sup>  | 600               | 200     |
|                  | 1000            | 05 26                              | 05 45                           | 40                         | C <sup>+</sup>  | 135               | 50      |
|                  | 600             | 05 20                              |                                 | 57                         | eC <sup>+</sup> | 555               | 100     |
|                  | 200             | 05 33,8                            | 05 34,9                         | 2                          | C               | 1 000             | 250     |
|                  | 200             | 05 36                              |                                 | 35                         | C               | 180               | 40      |
| 6.VIII           | 9400            | 08 59                              | 09 16                           | 51                         | f               | 9                 |         |
|                  | 2980            | 08 55                              | 09 16                           | ~70                        | f               | 15                | 7       |
|                  | 1500            | 08 55                              | 09 00,5                         | 92                         | C               | 12                |         |
|                  | 600             | 08 52                              |                                 | 103                        | RF              | 30                | 15      |
|                  | 550             | 09 05,5                            |                                 | 2                          | C               | 35                | 15      |
|                  | 200             | 08 58                              |                                 | 3                          | C               | >60               |         |
|                  | 200             | 09 10                              | ~09 30                          | ~180                       | Storm           | 130               |         |
|                  | 111             | 08 58,7                            | 08 59                           | 13,3                       | C               | 600               | 70      |
|                  | 111             | 09 12                              | 09 58                           | 252                        | Rise/C          | 250               | 40      |
|                  | 23              | 09 03,5                            | 09 05                           | 14,9                       | F               | 20 000            | 4000    |
| 10.VIII          | 9400            | 22 39                              | 22 46,2                         | 30                         | C               | 140               | 70      |
|                  | 3750            | 22 35                              | 22 46,2                         | 35                         | C               | 290               | 110     |
|                  | 2800            | 22 34                              | 22 46,3                         | 30                         | S               | 300               | 95      |
|                  | 2000            | 22 35                              | 22 46,3                         | 30                         | S               | 210               | 120     |
|                  | 1000            | 22 35                              | 22 46,5                         | 25                         | S               | 21                | 7       |
|                  | 208             | 22 33                              | 22 43                           | 15                         | C               | 51                |         |
|                  | 18              | 22 36                              |                                 | 24                         |                 |                   |         |
| 15.IX            | 9400            | 00 15                              | 00 47,5                         | 90                         | C <sup>+</sup>  | 17 000            | 3500    |
|                  | 3750            | 00 15                              | 00 49,4                         | 90                         | C <sup>+</sup>  | 8 080             | 2100    |
|                  | 2000            | 00 17                              | 00 54,4                         | 110                        | C <sup>+</sup>  | 2 500             | 650     |
|                  | 1000            | 00 22                              | 01 54,3                         | 120                        | C <sup>+</sup>  | 13 800            | 1030    |
|                  | 200             | 00 25                              |                                 | 80                         | C               |                   | 20      |
|                  | 200             | 00 25,7                            | 00 25,9                         | 4                          | C               | 440               |         |
|                  | 200             | 00 33,5                            | 00 35                           | 7                          | C               | >800              | 180     |
|                  | 108             | 00 27                              | 00 27                           | 3                          | C               | >300              |         |
|                  | 108             | 00 31                              | 00 35                           | 25                         | C <sup>+</sup>  | >300              |         |
| 16.IX            | 9100            | 13 03,5                            | 13 04                           | 2,7                        | C               | 500               | 210     |
|                  | 2800            | 13 01,5                            | 13 02                           | 1,5                        | S               | 13                | 7       |



Таблица 2 (продолжение)

| Дата,<br>1963 г. | Частота,<br>МГц | Время                           |                                 | Длитель-<br>ность,<br>мин. | Тип<br>всплеска | Плотность потока  |         |
|------------------|-----------------|---------------------------------|---------------------------------|----------------------------|-----------------|-------------------|---------|
|                  |                 | начала                          | максимума                       |                            |                 | макси-<br>мальная | средняя |
| 16.IX            | 2800            | 13 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup> | 13 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup> | 6                          | S               | 235               | 115     |
|                  | 1500            | 13 01,5                         | 14 56                           | >240                       | C <sup>+</sup>  | >930              | •       |
|                  | 600             | 13 01,5                         |                                 | 0,5                        | eS              | 25                | 15      |
|                  | 600             | 13 03                           |                                 | 2,5                        | eS              | 150               | 30      |
|                  | 200             | 13 07                           |                                 | 0,7                        | C               | >120              |         |
|                  | 2800            | 13 11                           | 13 12                           | 3                          | S               | 84                | 28      |
|                  | 600             | 13 11                           |                                 | 1,5                        | eS              | 100               | 15      |
|                  | 550             | 13 11,8                         |                                 | 1,2                        | S               | 130               | 50      |
|                  | 550             | 13 13                           |                                 | 80                         | Начало<br>бури  | 20                |         |
|                  | 234             | 13 11                           | 13 11,9                         | 0,2                        | C               | 1 500             | 250     |
|                  | 200             | 13 12,5                         |                                 | 0,4                        | C               | >160              |         |
|                  | 9100            | 14 38                           | 15 10,1                         | (110)                      | C <sup>+</sup>  | 770               | 160     |
|                  | 2800            | 14 28                           |                                 | 8,5                        |                 | 14                | 7       |
|                  | 2800            | 14 36,5                         | 15 43                           | 133,5                      | C <sup>+</sup>  | 710               | 145     |
|                  | 550             | 14 35                           | 15 07                           | 90                         | C <sup>+</sup>  | 320               | 80      |
|                  | 108             | 14 34                           | 14 50                           | ~70                        | C <sup>+</sup>  | >30               |         |
| 20.IX            | 9400            | 23 47                           | 23 58,8                         | 17                         | C <sup>+</sup>  | 3 850             | 470     |
|                  | 9400            | 24 29                           | 24 32,8                         | 6                          | C               | 275               | 165     |
|                  | 9400            | 25 02                           | 25 16                           | 45                         | C <sup>+</sup>  | 3 500             | 980     |
|                  | 3750            | 23 50                           | 24 00,3                         | 23                         | C <sup>+</sup>  | 1 400             | 300     |
|                  | 3750            | 24 29                           | 24 32,7                         | 6                          | C               | 330               | 155     |
|                  | 3750            | 25 00                           | 25 15,2                         | 45                         | C <sup>+</sup>  | 5 350             | 1600    |
|                  | 2000            | 23 50                           | 23 58,4                         | 15                         | C               | 1 200             | 95      |
|                  | 2000            | 24 05                           | 24 30,4                         | 55                         | F               | 880               | 100     |
|                  | 2000            | 25 00                           | 25 17,4                         | 55                         | C <sup>+</sup>  | 2 100             | 730     |
|                  | 1000            | 23 51                           | 23 58,4                         | 13                         | C               | 485               | 105     |
|                  | 1000            | 24 04                           | 24 32,4                         | 56                         | F               | 1 350             | 120     |
|                  | 1000            | 25 00                           | 25 10,9                         | 56                         | C <sup>+</sup>  | 3 250             | 740     |
|                  | 200             | 23 50                           |                                 | 170                        | C <sup>+</sup>  | >10 000           | 1000    |
|                  | 18              | 23 48                           |                                 | 15                         |                 |                   |         |
| 26.IX            | 1500            | 06 37                           | 07 23,5                         | 300                        | C               | 287               |         |
|                  | 200             | 06 34                           |                                 |                            | Начало<br>бури  |                   |         |
|                  | 9500            | 07 10                           | 07 14                           | 22                         | S               | 2 901             | 2479    |
|                  | 9400            | 07 05                           | 07 14,0                         | 175                        | C <sup>+</sup>  | >992              |         |
|                  | 9400            | 07 05                           | 07 14,2                         | 30                         | C <sup>+</sup>  | 4 350             | 1030    |
|                  | 3750            | 07 05                           | 07 16,2                         | 35                         | C <sup>+</sup>  | 1 850             | 605     |
|                  | 3750            | 07 40                           | 07 49,3                         | 15                         | C               | 200               | 105     |
|                  | 2980            | 07 05                           | 07 16                           | 60                         | C <sup>+</sup>  | 1 008             | 168     |
|                  | 2000            | 07 05                           | 07 23                           | 27                         | C <sup>+</sup>  | 495               | 255     |
|                  | 2000            | 07 32                           | 07 49,4                         | 23                         | C <sup>+</sup>  | 115               | 65      |
|                  | 1000            | 07 00                           | 07 14                           | 32                         | C <sup>+</sup>  | 185               | 75      |
|                  | 1000            | 07 32                           | 07 49,2                         | 23                         | C               | 47                | 30      |
|                  | 600             | 07 01,5                         |                                 | 11                         | eC              | 340               |         |
|                  | 600             | 07 13,5                         |                                 | 130                        | C <sup>+</sup>  | 415               |         |
|                  | 550             | 07 05                           | 07 13                           | ~115                       | C <sup>+</sup>  | 260               | 20      |
|                  | 200             | 07 05                           | 07 10                           | 40                         | C <sup>+</sup>  | 260               | 90      |
|                  | 111             |                                 | (07 22)                         |                            | C               | (220)             |         |
|                  | 23              |                                 | (07 16,1)                       |                            | C               | (10 000)          |         |





Фиг. 2. Развитие активных областей, связанных с протонными вспышками

1 — протонные вспышки; 2 — всплески радиоизлучения; 3 — шумовая буря

3. Возрастание  $f_{\text{мин}}$  1.V (фиг. 1, в). Это возрастание, видимо, обусловлено вспышкой балла 2, возникшей 1.V в 05<sup>h</sup>25<sup>m</sup> и сопровождавшейся всплеском IV типа с интенсивной компонентой в сантиметровом диапазоне (см. табл. 2). Из фиг. 1, в видно, что на двух станциях (о-в Хейса и Кейп Халлей) возрастание  $f_{\text{мин}}$  началось несколько раньше вспышки, которую мы посчитали за протонную, и, по-видимому, связано с магнитной бурей с SC, начавшейся 30.IV.

Протонная вспышка 1.V произошла в группе пятен № 46, которая возникла оборотом раньше вблизи центрального меридиана на восточной половине солнечного диска (фиг. 2, б). Эта группа вышла из-за лимба 29.IV. С 22 по 29.IV на видимой стороне Солнца нет ни одной группы пятен, даже пор [3]. С 21 по 30.IV зарегистрирована лишь одна вспышка балла. 1.26.IV в 03<sup>h</sup>46<sup>m</sup> наблюдается всплеск радиоизлучения в широком диапазоне длин волн от сантиметровых до метровых [2]. На метровых волнах он классифицируется как всплеск II типа. Хромосферной вспышки в этот период в [2—4] не приведено, хотя были наблюдения в 03<sup>h</sup>34<sup>m</sup> — 03<sup>h</sup>44<sup>m</sup> и 03<sup>h</sup>57<sup>m</sup> — 04<sup>h</sup>54<sup>m</sup>. В [2] дана только одна координата этого всплеска на сантиметровых волнах. Принимая это во внимание, можно предположить, что вспышка произошла за лимбом, в области № 46, которая в то время находилась на 22° за восточным краем солнечного диска. Так как источник радиовсплеска лежит выше хромосферной вспышки, то он и наблюдался на всех ча-



стотах. Возможно, что SC магнитной бури 30.IV связано с этим радио-всплеском.

Группа пятен № 46 шумовой бурей не сопровождалась.

4. Возрастание  $f_{\min}$  6 и 10.VIII. Слабые повышения  $f_{\min}$  наблюдаются одновременно на всех трех станциях 6 и 10.VIII. В первом случае, 6.VIII, это повышение связано, по-видимому, со вспышкой балла 2, возникшей 6.VIII 08<sup>h</sup>55<sup>m</sup> и сопровождавшейся всплеском радиоизлучения в широком диапазоне частот. Во втором случае, 10.VIII, возрастание  $f_{\min}$  обусловлено, видимо, вспышкой балла 1, которая произошла 9.VIII в 22<sup>h</sup>34<sup>m</sup> и сопровождалась радиовсплеском (см. табл. 1 и 2). После этих вспышек геомагнитной бури с SC не зарегистрировано.

Эти протонные вспышки возникли в двух различных областях, расположенных близко друг к другу, в северной полусфере. Первая возникла в области № 81, вторая — в области № 78. Развитие этих областей показано на фиг. 2, *в* и *г*. Обе области или одна из них сопровождалась шумовой бурей.

5. Возрастание  $f_{\min}$  15—30.IX. 14.IX из-за восточного края солнечного диска выходит большая группа пятен № 101, в которой при ее прохождении по диску Солнца возникло несколько больших вспышек, сопровождавшихся интенсивными всплесками радиоизлучения. С 15 по 30.IX на всех трех станциях наблюдаются повышенные значения  $f_{\min}$  с периодами полного поглощения (фиг. 1, *д*). Эти периоды хорошо коррелируют по времени с наиболее мощными вспышками, сопровождавшимися всплесками IV типа. Сведения об этих вспышках и соответствующих им всплесках радиоизлучения приведены в табл. 1 и 2.

С активной областью № 101 связана сильная шумовая буря, длящаяся с 14 по 24.IX. Эта область существовала в течение только одного оборота Солнца.

В результате подробного просмотра данных о минимальных частотах отражения за 1963 г. по трем высокоширотным станциям и за 1964 г. (по сентябрь включительно) по станции Ризольют нами выявлено девять случаев с отчетливым возрастанием  $f_{\min}$ , восемь из которых удалось однозначно связать с хромосферными вспышками. Все эти вспышки сопровождались всплесками радиоизлучения в широком диапазоне частот, половина из которых является всплесками IV типа.

Четыре из пяти активных областей, в которых возникли рассматриваемые протонные вспышки, сопровождалась шумовыми бурями.

11 мая 1965 г.

### Литература

1. Л. С. Лев и ц к и й. Изв. Крымской астрофиз. обс., 34, 16, 1965.
2. Quarterly Bull. of Solar Activity, № 141—144, 1963.
3. Бюлл. «Солнечные данные», № 1—12, 1963.
4. Compilations of Solar-Geophysical Data, CRPL-F, Part B, 1963.



СВЯЗЬ РАДИОВСПЛЕСКОВ III ТИПА  
С РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Л. А. Елисеева

Рассмотрена связь радиовсплесков III типа с рентгеновским излучением солнечных вспышек. Подавляющему большинству рассмотренных солнечных вспышек (80%), сопровождающихся рентгеновским излучением, не соответствуют всплески III типа, и, наоборот, только 22% всплесков III типа совпадают по времени с ионосферными возмущениями.

THE CONNECTION BETWEEN TYPE III RADIO BURSTS AND X-RAY RADIATION OF SOLAR FLARES, by L. A. Eliseyeva. — The connection between type III radio bursts and the X-ray radiation of solar flares is considered. The majority of the studied solar flares (80%) accompanied by X-ray radiation do not correspond to type III bursts. On the contrary only 22% of type III bursts coincide in time with ionospheric disturbances.

О существовании связи в образовании рентгеновской радиации солнечных вспышек и всплесков III типа указывается в [1]. Действительно, можно заметить [2—4], что радиовсплески III типа в ряде случаев хорошо совпадают по времени с началом рентгеновского излучения. Однако из [5] следует, что рентгеновское излучение имеет практически 100%-ную корреляцию с микроволновыми всплесками, тогда как со всплесками III типа эта связь существенно хуже (около 20%). Дальнейшие исследования в этом направлении представляют интерес.

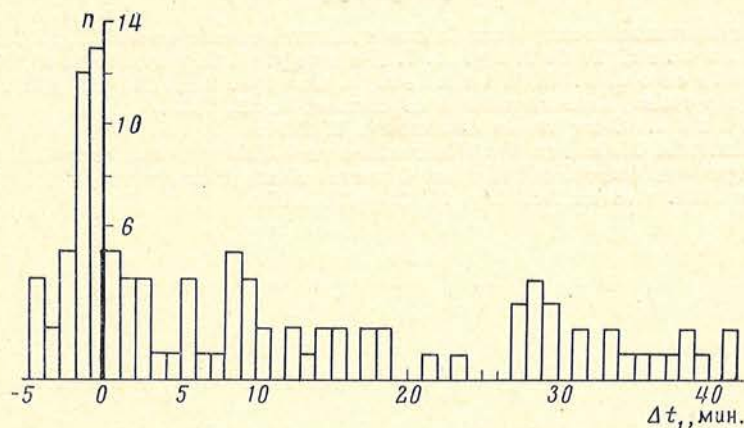
Нами рассмотрена связь между всплесками III типа и внезапными ионосферными возмущениями, обусловленными рентгеновским излучением солнечных вспышек. Для этой цели использованы записи атмосфериков на длинных волнах, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, и данные, приведенные в [6]. Сведения о всплесках III типа взяты из [7, 8]. Рассматривались материалы за 1959 г.

Для изучения общей количественной связи было рассмотрено соответствие между появлением всплесков III типа (по данным [7]) и наличием ионосферных эффектов на атмосферах. Считалось, что эффект на атмосферах соответствует всплеску III типа (или наоборот), если последний происходил в течение времени существования эффекта или за 5 мин. до солнечной вспышки, ответственной за эти явления. Материал по ионосферным эффектам был использован только за период, охватывающий время наблюдения всплесков согласно [7].

Всего всплесков III типа оказалось 340, ионосферных эффектов — 316. В результате сопоставления получено, что из 340 всплесков 74 соответствовали эффектам на атмосферах (22%) и, наоборот, из 316 эффектов 62 совпадали со всплесками III типа (20%), что подтверждает результаты [5].

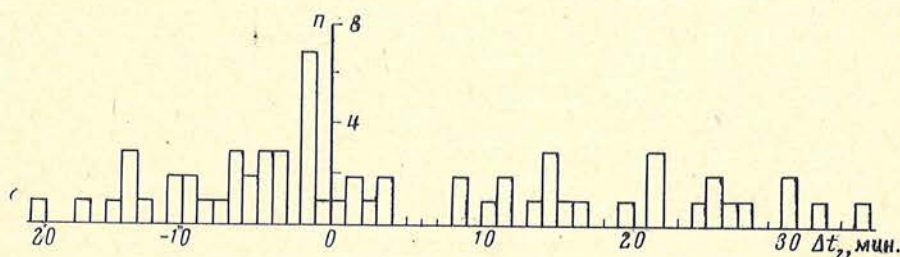


Далее была рассмотрена связь между началами всплесков III типа и ионосферных эффектов на атмосферах, совпадающих по времени со всплесками. Результаты представлены на фиг. 1, где по оси абсцисс отложены значения  $\Delta t_1 = t_{\text{нач. вспл.}} - t_{\text{нач. эфф.}}$ , а по оси ординат — число случаев  $n$  в интервалах  $\Delta t_1 = 1$  мин. Жирной вертикальной линией обозначено количество случаев с  $\Delta t_1 = 0$ , т. е. когда начала обоих явлений совпадают. Для построения фиг. 1 и 2 (см. ниже) наряду с данными [7] были использованы также данные о всплесках, приведенные в [8].



Фиг. 1. Распределение величины  $\Delta t_1 = t_{\text{нач. вспл.}} - t_{\text{нач. эфф.}}$  (семь случаев с  $\Delta t_1 > +50$ )

Из фиг. 1 видно, что 50% всех рассмотренных всплесков располагаются в интервале  $\Delta t_1 = \pm 5$  мин. с максимумом распределения при  $\Delta t_1 = -1$  мин. Этот максимум может быть сдвинут в ту или иную сторону, поскольку точность определения начала эффектов на атмосферах не превышает 1—2 мин.



Фиг. 2. Распределение величины  $\Delta t_2 = t_{\text{нач. вспл.}} - t_{\text{макс. эфф.}}$  (четыре случая с  $\Delta t_2 > +40$  и четыре случая с  $\Delta t_2 > -20$ )

На фиг. 2 приведена гистограмма распределения всплесков III типа относительно моментов максимума ионосферных эффектов, где по оси абсцисс отложены значения  $\Delta t_2 = t_{\text{нач. вспл.}} - t_{\text{макс. эфф.}}$ , а по оси ординат — число случаев  $n$ . Из фиг. 2 видно, что половина всех рассмотренных всплесков начинается в предмаксимальной стадии развития ионосферных эффектов, причем уверенного максимума в распределении  $n$  не наблюдается. В заметном числе случаев всплески появляются существенно позже максимума эффектов.

На основании проведенного рассмотрения можно сказать следующее.

Подавляющему большинству рассмотренных солнечных вспышек (80%), сопровождающихся рентгеновским излучением, не соответствуют вспле-



ски III типа, и, наоборот, только 22% всплесков III типа совпадают по времени с ионосферными возмущениями.

Всплески III типа возникают как в начальной, так и в конечной стадии развития ионосферных эффектов.

Май 1965 г.

### Литература

1. Сб. «Ультрафиолетовое излучение Солнца и межпланетная среда». ИЛ, 1962, стр. 141.
2. J. R. Winkler, T. C. May, A. J. Masley. J. Geophys. Res., 66, 316, 1961.
3. L. E. Peterson, J. R. Winkler. J. Geophys. Res., 64, 697, 1959.
4. А. А. Корчак. Геомагнетизм и аэрономия, 5, 32, 1965.
5. M. R. Kundu. Solar Radio Astronomy, 2, 1964.
6. Geophysikalische Meßreihen des Observatoriums Kühlungsborn, № 1—12, 1959.
7. Mitteilungen des Astrophysikalischen Observatoriums Potsdam, № 308, 309, 1959.
8. Quarterly Bull. of Solar Activity, № 125—128, 1959.



## О ТОЧНОСТИ ФОТОМЕТРИРОВАНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СПЕКТРОВ

Е. Л. Ченцов

Оценены ошибки в измерении остаточных интенсивностей и эквивалентных ширин спектральных линий, вызываемые изменениями контраста с длиной волны и выдержкой, а также эффектом Эберхарда. Показано, что они легко могут быть снижены до 5%, что близко к предельной точности одного измерения, достижимой в звездной спектрофотометрии с эмульсиями Kodak 0aO и 0aF.

ON THE PRECISION OF PHOTOMETRY OF STELLAR SPECTRA, by E. L. Chentsov. — The errors of measurement of residual intensities and equivalent line widths due to variations of the contrast with wavelength and exposure and also the Eberhard effect are estimated. It is shown that they can easily be reduced to 5%, which is close to the limiting accuracy of one measurement attainable in stellar spectrophotometry with Kodak 0aO and 0aF emulsions.

Точность фотометрической звездной спектрофотометрии определяется как свойствами применяемых пластинок, так отчасти и возможностями наблюдательной техники. И то и другое периодически обновляется, так что время от времени приходится заниматься специально изучением фотометрических ошибок. Представляет интерес отыскивать простые и быстрые, но вместе с тем и достаточно точные способы измерения этих ошибок и учета их при обработке спектрограмм.

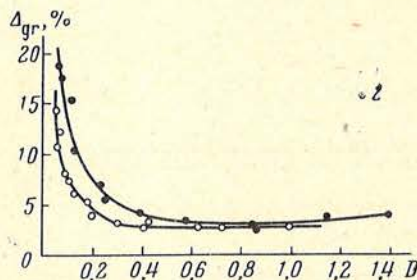
Нами изучены фотометрические погрешности, соответствующие тем конкретным условиям съемки, проявления и фотометрирования пластинок, которые имеют место при получении спектрального материала на дифракционном широкощельном спектрографе АСП-11 122-сантиметрового рефлектора и эшелюном спектрографе 2,6-метрового рефлектора ЗТШ [1] Крымской астрофизической обсерватории. Рассмотрены наиболее употребительные типы эмульсий — Kodak 0aO и 0aF в сочетании с проявителем D-19в. Высота измерительной щели микрофотометра, как правило, постоянна и соответствует на пластинке примерно 400 мк, ширина же ее меняется в зависимости от свойств спектра и щели его измерения. Особенно часто, однако, используется щель шириной около 15 мк на пластинке, достаточно узкая, чтобы ее искажающее влияние на контур спектральной линии было пренебрежимо мало (достаточно лишь учета инструментального контура) и чтобы заметно не завышались эквивалентные ширины наиболее узких линий (см. [2]). Таким образом, в типичном случае прозрачность негатива интегрируется по площади 6000 мк<sup>2</sup>.

Именно при таком размере фотометрируемого элемента были определены случайные ошибки, вносимые в измерения интенсивностей зернистостью эмульсии. Методика определения аналогична описанной в [3]. Как видно из фиг. 1, ошибки эти, если исключить область недодержек, составляют 3—3,5%. К ним можно добавить ошибки, тоже, по-видимому,



случайного характера, неизбежные ввиду неоднородности эмульсии и достигающие в среднем 3—5%. Так что если пренебречь неуверенностью в установлении уровня непрерывного спектра, чаще всего не связанной с фотографическим процессом, то некоторая деталь спектральной линии может быть отнесена к этому уровню с точностью 7—8%.

Важно не повысить этой величины за счет многочисленных систематических ошибок, возникающих всякий раз, когда характеристическая кривая, полученная при калибровке, отличается по форме от кривой, действительно соответствующей спектрограмме. Поэтому были рассмотрены основные причины такого отличия и оценены размеры связанных с ними ошибок.



Фиг. 1. Относительные ошибки измерения интенсивности, связанные с зернистостью  $\Delta_{gr}$  при различных плотностях почернения  $D$

Отклонение измеренной интенсивности от истинной не превосходит указанных (1 — для эмульсии Kodak 0aO, 2 — для Kodak 0aF) значений с вероятностью 0,7. Площадь фотометрируемого элемента 6000  $\text{мк}^2$

Зависимость формы характеристической кривой от длины волны  $\lambda$  действующего излучения исследовалась на спектрографе Цейсса PGS2 с плоской решеткой и призмённом спектрографе ИСП-11, который применяется в отделе физики звезд и туманностей Крымской астрофизической обсерватории для калибровки спектрограмм с помощью ступенчатого ослабителя. Надежность установления этой зависимости существенно зависит от того, насколько хорошо учтено изменение прозрачности ступенек с  $\lambda$ . В связи с этим для контроля

использовались два различных тщательно измеренных ослабителя.

Здесь всюду речь идет о характеристической кривой в системе координат:  $E$  (относительная освещенность эмульсии при экспонировании),  $D$  (оптическая плотность почернения относительно вуали). Форма кривой в области недодержек и в начале прямолинейной части (наиболее интересных для звездной спектрофотометрии) описывается двумя параметрами:

$$\gamma' = \left( \frac{\Delta D}{\Delta \lg E} \right)' \text{ при } D_0 \text{ (плотность нижнего конца отрезка кривой)} = 0,3; \Delta \lg E = 0,4$$

и

$$\gamma'' = \left( \frac{\Delta D}{\Delta \lg E} \right)'' \text{ при } D_0 = 0,7; \Delta \lg E = 0,5.$$

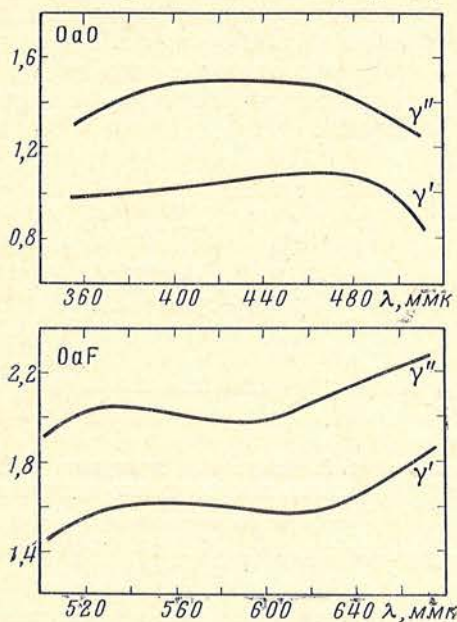
Параметр  $\gamma''$  довольно близок к общепотребительному коэффициенту контрастности  $\gamma$ , определяющему наклон прямолинейной части кривой. Изменения  $\gamma'$  и  $\gamma''$  с  $\lambda$  для эмульсий Kodak 0aO и 0aF показаны на фиг. 2. На фиг. 3 представлены наибольшие ошибки в остаточных интенсивностях и глубинах линий поглощения, которые могут возникнуть при пользовании одной кривой для всего спектрального интервала, изучаемого с помощью пластинок 0aO (чаще всего 3500—4800 Å). Такие же примерно ошибки возможны и в случае пластинок 0aF (интервал 5800—6800 Å). Ошибка в эквивалентной ширине, хотя она и больше ошибки в центральной глубине данной линии, не может все же превышать 10—12%. Для узких глубоких линий она не больше 5—6%.

Чтобы достаточно точно учесть спектральные изменения контраста, достаточно брать одну кривую, среднюю для 4400—4700 Å (0aO) и 5800—6200 Å (0aF), в остальных же областях вводить поправки.

Влияние на характеристическую кривую различий в условиях экспонирования спектрограммы и калибровочной шкалки. Для спектров, снятых



на спектрографе АСП-11, речь должна идти о разнице в непрерывном (шкалка) и прерывистом (спектр) освещении. Поскольку среднее изображение звезды в 13—15 раз меньше высоты щели, во столько же раз истинная выдержка (которая получится, если складывать лишь периоды освещения данного места пластинки) короче общей (т. е. включающей и периоды освещения и периоды темноты). Так трехчасовая экспозиция сообщает энергию, которую при непрерывной засветке с той же освещенностью эмульсия получила бы за 12<sup>м</sup>; одному часу экспозиции на телескопе соответствует непрерывная выдержка 4<sup>м</sup> и т. д. Истинные выдержки для спектров могут быть как больше, так и меньше всегда одинаковой выдержки, применяемой при калибровке и составляющей для пластинок 0aO, например, 7<sup>м</sup>—8<sup>м</sup>.



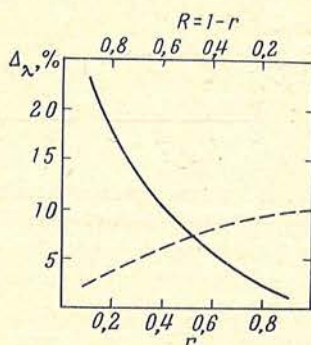
Фиг. 2. Зависимость наклона характеристической кривой от длины волны

Условия съемки на 122-сантиметровом рефлекторе таковы, что изображение звезды проходит щель за 1—5 мин. В лаборатории они имитировались с помощью обтюратора, пропускающего свет в течение  $1/13$  каждого оборота, длящегося 1,5—2 мин.

Освещенность варьировалась перемещением лампочки относительно рассеивающего экрана, что позволило изменять выдержки от 10<sup>м</sup> до 3<sup>н</sup>.

Прерывистое освещение по сравнению с непрерывным, которому подвергались контрольные шкалки (на пластинках 0aO — в течение 8<sup>м</sup>), делает эмульсии Kodak 0aO и 0aF более контрастными, увеличивает крутизну характеристической кривой. Отношение введенных выше параметров  $\gamma'$  и  $\gamma''$  для прерывистого освещения к их значениям по контрольным шкалкам растет с общей выдержкой, как показано на фиг. 4, а. На фиг. 4, б дана та же зависимость для непрерывного освещения с разными выдержками (от 1<sup>м</sup> до 7<sup>н</sup>); она, в частности, отражает условия съемки на эшелюном спектрографе, где изображение звезды почти не перемещается по щели. Кривые для эмульсий 0aF сходны с приведенными на фиг. 4 для эмульсии 0aO.

Фотометрические ошибки, вызванные неодинаковостью выдержек для спектрограммы и шкалки, в случае слабых звезд приближаются по величине к ошибкам из-за неучета спектральных изменений контраста. Форма характеристических кривых в обоих случаях изменяется сходным образом, поэтому величины тех и других ошибок могут быть оценены с помощью кривых типа фиг. 3.



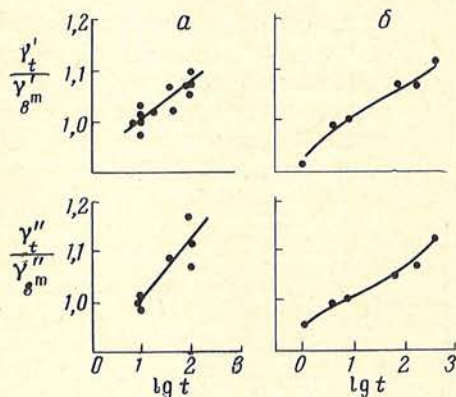
Фиг. 3. Ошибки  $\Delta\lambda$  в определении остаточных интенсивностей  $r$  (сплошная кривая) и глубин линий поглощения  $R$  (штриховая), связанные с изменением вдоль спектра наклона характеристической кривой в зависимости от  $r$  и  $R$

Пластины Kodak 0aO

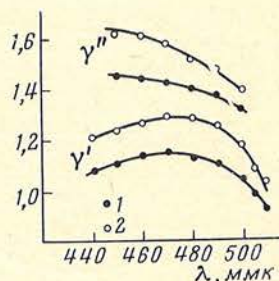


Оба указанных явления не независимы и действуют одновременно. Контраст изменяется с длиной волны, по-видимому, тем сильнее, чем больше выдержка; влияние выдержки на форму кривой наиболее заметно для того спектрального интервала, где контраст максимален. Фиг. 5 показывает это на основе лишь одного наиболее наглядного измерения. Однако совместное действие эффектов длины волны и выдержки увеличивает лишь незначительно (в среднем на 25%) ошибки, определенные выше порознь для каждого из этих эффектов. Это следует, между прочим, и из факта (отмеченного, например, в [4]) параллельности изоопак для различных длин

волн. Кривые на фиг. 2 получены в результате усреднения по выдержке, на фиг. 4 — по длине волны.



Фиг. 4. Повышение контраста пластинок с увеличением выдержки  $t$  (в минутах)  $a$  — прерывистое;  $б$  — непрерывное освещение. Пластины Kodak 0aO



Фиг. 5. Изменение контраста с длиной волны для различных выдержек

1 — непрерывное освещение,  $t = 3$  м; 2 — прерывистое освещение,  $t = 40$  м. Пластины Kodak 0aO

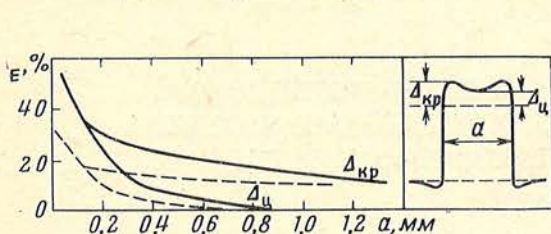
Эффект Эберхарда принято считать источником самых больших и трудноустраняемых ошибок. На фиг. 6 представлены результаты измерений контактных отпечатков равномерно освещенной ступенчатой щели, полученных с соблюдением условий проявления спектрограмм (покачивание кюветы с вертикально расположенными в ней пластинками). Эффект увеличивается с повышением плотности почернения. Нижние ветви кривых показывают рост (по мере сужения щели) центральной, а верхние ветви — краевой интенсивности, полученной в этих измерениях, по сравнению с нормальной интенсивностью, соответствующей середине самой широкой (1,5 мм) ступеньки. Ветви сливаются при ширине щели около 0,15 мм. Для контроля такие же измерения были проделаны на пластинках Agfa Printon, проявленных с максимальным возможным перемешиванием проявителя; как следует из [5], эти пластинки почти не подвержены действию эффекта Эберхарда. И все же результаты могут быть несколько искажены неучтенным рассеянием света на краях щели.

Однако фиг. 6 показывает вполне уверенно, что при  $a > 0,4$  мм кривые идут довольно полого. В наших условиях ширина полосы спектра обычно сравнима с шириной любой из полосок калибровочной шкалки, и обе они составляют примерно 0,4—0,5 мм, что позволяет в самом процессе обработки исключить или легко учесть ту часть эффекта проявления, которая связана с краями спектра. Подобные же искажения могут быть связаны и с градиентами почернения, существующими вдоль спектра, — линиями излучения и поглощения. По кривым типа фиг. 6 можно определить лишь верхний предел ошибок в интенсивностях эмиссионных линий и полос, так как почернение в них меняется более плавно по сравнению с отпечатками ступенчатой щели.

Для линий поглощения, представляющих основной интерес, эффект

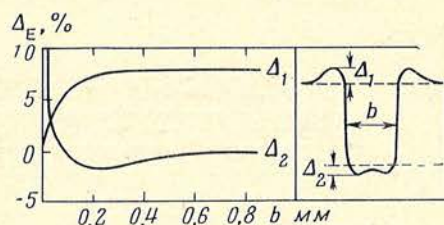


Эберхарда должен уменьшаться по мере сужения линии; при этом зоны отработанного и свежего проявителя все более перекрываются, что приводит в пределе (для бесконечно узкой линии) к полному исчезновению эффекта. Это подтверждается промерами искусственных линий поглощения с прямоугольными контурами — полоски черной бумаги разной ширины на матовом стекле, сфотографированном напросвет с уменьшением в 20—30 раз (фиг. 7). На точность же фотометрирования большинства реальных линий эффект Эберхарда, по-видимому, вовсе не влияет. Действительно, фотометрическое сравнение спектров железной дуги, полученных



Фиг. 6. Фотометрические погрешности, вызываемые эффектом Эберхарда,  $\Delta_E$ , в зависимости от ширины полоски

Справа — схема искажений интенсивности для полосы излучения с прямоугольным контуром. Сплошные линии соответствуют  $D = 1,0$ , штриховые —  $D = 0,5$ , пластинки Kodak 0aO



Фиг. 7. Эффект Эберхарда для «линий поглощения» с прямоугольным контуром

Справа — схема искажений интенсивности, слева — их зависимость от ширины линии

на мелкозернистых пластинках, и их контактных отпечатков на пластинках Kodak 0aO и 0aF (имитация спектра поглощения) не выявило каких-либо искажений контуров, которые можно было бы связать с эффектами проявления. Не замечено их и при сравнении спектров звезд  $\beta$  Ori и  $\gamma$  Cyg, полученных на спектрографе АСП-11, со спектрами этих же звезд, полученными на эшелъном спектрографе, обладающем в 10 раз большей линейной дисперсией.

Влияние на форму характеристической кривой других факторов (например, неодновременности экспонирования спектрограммы и калибровочной шкалки) по сравнению с рассмотренным выше мало, что отмечается также и в [6].

Итак, пластинки, предназначенные для относительной монохроматической фотометрии звездных спектров, достаточно исследовать на предмет: а) спектральных изменений контраста, б) зависимости контраста от выдержки (при этом можно ограничиться лишь непрерывным освещением), в) чувствительности их к эффекту Эберхарда (при конкретных условиях проявления). Это позволяет путем введения соответствующих поправок снизить систематические ошибки по крайней мере до 5%, что обычно не выходит за пределы неизбежных случайных ошибок, связанных с зернистостью и неравномерностями полива эмульсии.

20 мая 1965 г.

### Л и т е р а т у р а

1. И. М. Копылов, Н. В. Стещенко. Изв. Крымской астрофиз. обс., 33, 308, 1965.
2. R. Kaupel. Suppl. Ann. Astrophys., № 6, 1958.
3. И. И. Брейдо. Изв. ГАО, № 177, 171, 1964.
4. Курс астрофизики и звездной астрономии, т. 1. Изд-во АН СССР, 1951, стр. 142.
5. И. И. Брейдо. Изв. ГАО, № 169, 206, 1961.
6. K. O. Wright. Contr. Dominion Astron. Obs., № 74, 1962.



# СРАВНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ТИПОВ ФОТОПЛЕНОК, ПРИМЕНЯЕМЫХ ПРИ ФОТОГРАФИРОВАНИИ СОЛНЦА С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ФИЛЬТРОВ

*М. Б. Огирь*

Даны результаты исследования фотопленок Тип 10, Тип 11, Тип 17, А-700, ВЧ и Е4. Для наблюдений на коронографе КГ-1 отобраны пленки Тип 17 и А-700.

A COMPARISON OF SOME TYPES OF PHOTOGRAPHIC FILMS USED IN SOLAR PHOTOGRAPHY WITH THE BIREFRINGENT FILTER, by *M. B. Ogir*. — Results are given of an investigation of the following photographic films: type 10, type 11, type 17, A-700, ВЧ and Е4. Type 17 and A-700 films were selected for observations with the КГ-1 coronagraph.

При фотографировании явлений на диске и на краю Солнца в свете линии  $H_{\alpha}$  на внезатменном коронографе Крымской астрофизической обсерватории ранее применялась очень чувствительная аэрофотопленка Тип 10. Хотя эта пленка и обладает высоким контрастом, она очень крупнозерниста, что нежелательно при регистрации деталей тонкой структуры хромосферы. В связи с этим была поставлена задача подобрать такую пленку, которая, имея подходящую чувствительность, обладала бы высоким контрастом и сравнительно небольшой зернистостью. С этой точки зрения сравнивались следующие имеющиеся в нашем распоряжении фотопленки.

1. Пленка фотографическая для аэрофотосъемки, чувствительность по ГОСТ<sub>0,85</sub> 1100 ед. (Тип 10).
2. Пленка кинопозитив ВЧ (~2000 ед.).
3. Аэрофотопленка панхроматическая, мелкозернистая, чувствительность по ГОСТ<sub>0,85</sub> 750 ед. (Тип 11).
4. Аэропленка изопанхром, чувствительность по ГОСТ<sub>0,85</sub> 450 ед. (Тип 17).
5. Астрономическая пленка А-700-35, чувствительность при 50-минутной выдержке по ГОСТ 32 ед.
6. Kodak Е4.

На 2-метровом спектрографе с плоской решеткой «PGS2» (фирма Carl Zeiss, Jena) в спектре первого порядка на каждую пленку впечатывался ступенчатый ослабитель с экспозициями 15<sup>s</sup>, 30<sup>s</sup> и 60<sup>s</sup> в области  $\lambda 6563\text{Å}$ , источник света — лампа накаливания. Только на имеющуюся у нас старую пленку Kodak Е4 ослабитель был впечатан с экспозицией, в 10 раз большей вследствие низкой чувствительности этой пленки. На каждую пленку впечатывалась также шкала длин волн.

Для каждой пленки снимки делались в четырех экземплярах и проявление велось в разных проявителях. Использовались четыре наиболее



употребимых у нас проявителя: машинный<sup>1</sup>, А-12, Д-19 и УП-2<sup>2</sup>, рекомендуемые для пленок Тип 11 и Тип 17.

Плотность почернения ступенек ослабителя на пленках измерялась на микрофотометре МФ-2 во всех случаях в области  $\lambda 6563 \text{ \AA}$ . По построенным характеристическим кривым были измерены коэффициенты контраста  $\gamma$ , которые приведены в таблице.

| Проявитель         | Сорт пленки |   |          |    |          |    |          |    |          |    |          |    |
|--------------------|-------------|---|----------|----|----------|----|----------|----|----------|----|----------|----|
|                    | Тип 17      |   | Тип 11   |    | Е4       |    | А-700    |    | Тип 10   |    | ВЧ       |    |
|                    | $\gamma$    | Z | $\gamma$ | Z  | $\gamma$ | Z  | $\gamma$ | Z  | $\gamma$ | Z  | $\gamma$ | Z  |
| Машинный . . . . . | 2,1         | 9 | 2,1      | 9  | 2,1      | 10 | 2,5      | 15 | 2,2      | 18 | 2,0      | 25 |
| УП-2 . . . . .     | 2,1         | 5 | 2,1      | 10 | 1,8      | 13 | 2,2      | 25 | 2,6      | 30 | 1,9      | 30 |
| Д-19 . . . . .     | 1,5         | 7 | 2,0      | 10 | 2,3      | 9  | 1,1      | 12 | 1,7      | 18 | 2,1      | 25 |
| А-12 . . . . .     | 1,2         | 7 | 1,7      | 9  | 1,8      | 7  | 1,6      | 12 | 1,5      | 18 | 1,8      | 25 |

Зернистость пленок исследовалась по этим же снимкам. Запись колебаний зернистости в интенсивностях осуществлялась на регистрирующем микрофотометре в прямых интенсивностях [1]. Щель вырезала на пленке участок шириной 4,5 мк и высотой 30,3 мк. Скорость движения пленки при записи составляла 2 мм/мин. Увеличение на ленте самописца равнялось 80. При записи среди полосок на снимках ступенчатого ослабителя выбирались ступеньки с близкими плотностями почернения, которые в области  $\lambda 6563 \text{ \AA}$  в среднем были равны 0,3.

В таблице приведены коэффициенты контраста  $\gamma$  и приблизительная оценка амплитуды Z колебаний записи зернистости в миллиметрах для всех исследованных пленок и проявителей. На фигуре приведена запись зернистости для тех же пленок и проявителей, занимающая на пленке участок длиной 1 мм с центром примерно на линии  $H_{\alpha}$ .

В результате проведенного исследования для работы на внезатменном коронографе были отобраны:

1) мелкозернистая пленка Тип 17 для изучения тонкой структуры на Солнце;

2) более крупнозернистая пленка А-700, когда потребуется более высокая чувствительность.

Пленка А-700 в машинном проявителе и пленка Тип 17 в проявителе УП-2 дают достаточно высокий контраст.

Необходимо отметить, что полученные результаты искажены вследствие того, что не все пленки были одинаковой свежести. Изготовление

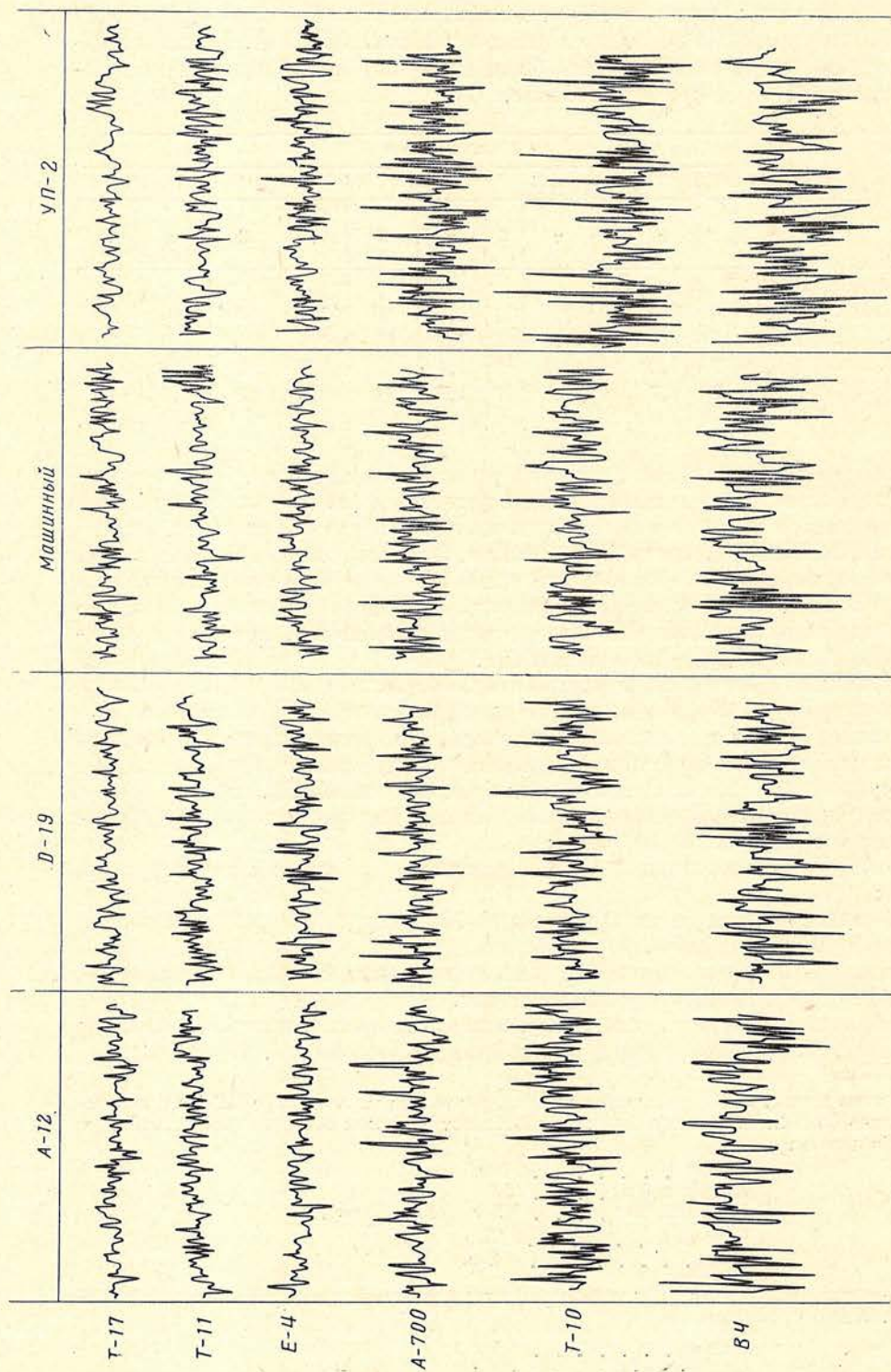
<sup>1</sup> В этом проявителе проявляется пленка, снятая на коронографе КГ-1 в проявочной машине 60 П-2. Рецепт его был разработан сотрудником обсерватории инженером А. Е. Балковым:

|                       |      |                                   |
|-----------------------|------|-----------------------------------|
| Метол . . . . .       | 3 г  | $t_{\text{проявл}} = 7 \text{ м}$ |
| Сульфит б/в . . . . . | 50 г |                                   |
| Гидрохинон . . . . .  | 3 г  |                                   |
| Сода б/в . . . . .    | 15 г |                                   |
| КВг . . . . .         | 2 г  |                                   |

<sup>2</sup> Применяемый нами рецепт этого проявителя отличается от приведенного в справочнике. Ниже приводим его

|                       |      |                                       |
|-----------------------|------|---------------------------------------|
| Метол . . . . .       | 5 г  | $t_{\text{проявл}} = 4 - 8 \text{ м}$ |
| Сульфит б/в . . . . . | 40 г |                                       |
| Гидрохинон . . . . .  | 6 г  |                                       |
| Сода б/в . . . . .    | 31 г |                                       |
| КВг . . . . .         | 4 г  |                                       |





Запись зернистости исследованных пленок в миллиметрах

По оси абсцисс нанесены названия проявителей, по оси ординат — названия пленок.



пленки Тип 10 относится к августу 1961 г., Тип 11 — к марту 1960 г., Тип 17 и ВЧ — к маю 1964 г., А-700 — к декабрю 1964 г., а небольшой кусок пленки Kodak E4 — к 1958 г. Относительная чувствительность этих пленок, определенная по характеристическим кривым в области линии  $H_{\alpha}$  при  $D = 0,85$  над плотностью вуали, в настоящее время такова (если принять за единицу чувствительность пленки ВЧ):

|                  |      |
|------------------|------|
| ВЧ . . . . .     | 1,00 |
| Тип 10 . . . . . | 0,55 |
| А-700 . . . . .  | 0,41 |
| Тип 17 . . . . . | 0,32 |
| Тип 11 . . . . . | 0,12 |

Приношу благодарность Е. Л. Ченцову и С. И. Абраменко за помощь при выполнении работы.

Май 1965 г.

### Литература

Б. П. Абражевский. Изв. Крымской астрофиз. обс., 34, 331, 1964.



ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ СВЕЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ  
ПОСТОЯННОГО ДЕЙСТВИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Э. А. В и т р и ч е н к о

В интервале температур от  $-30$  до  $+40^\circ$  С исследована зависимость интенсивности и спектрального состава свечения трех люминофоров постоянного действия и источника черенковского излучения.

AN INVESTIGATION OF THE DEPENDENCE BETWEEN THE RADIATION OF SOURCES OF CONSTANT ACTION AND TEMPERATURE, by E. A. Vitrichenko. — The intensity and spectral composition of radiation of three luminofors of constant action and a Cherenkov radiation source in dependence on temperature were investigated in the temperature interval  $-30^\circ$  C to  $+40^\circ$  C.

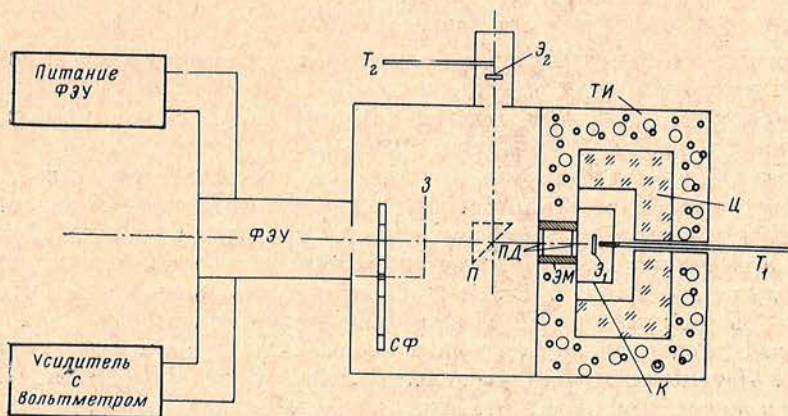
В Крымской обсерватории при фотоэлектрических наблюдениях в качестве стандартных источников постоянной яркости широко применяются источники света с  $\beta$ -возбуждением. Падение их яркости со временем легко вычислить, зная период полураспада возбуждающего агента. Однако наличие у них температурной зависимости интенсивности излучения [1] делает необходимым исследование яркости и спектрального состава излучения в зависимости от температуры каждого образца, прежде чем применять его в астрономической практике.

В последнее время в астрономии все шире применяют источники черенковского излучения [2]. Поэтому мы исследовали также образец такого источника, имеющийся на нашей обсерватории.

## § 1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Для проведения исследования была собрана установка, блок-схема которой показана на фиг. 1. Исследуемый эталон  $\mathcal{E}_1$  помещался внутри контейнера  $K$ , где находился также марлевый мешок с силикагелем для предохранения от запотевания. Температура источника измерялась термометром  $T_1$ . Через цистерну  $\mathcal{C}$  с теплоизоляцией  $\mathcal{T}\mathcal{И}$  прокачивался спирт соответствующей температуры. В соединительную эбонитовую муфту  $\mathcal{Э}\mathcal{М}$  были вставлены два плексигласовых диска  $\mathcal{П}\mathcal{Д}$  для защиты от конвекции. Выдвижная призма  $\mathcal{П}$  служила для введения пучка света от эталона сравнения  $\mathcal{E}_2$ , температура которого измерялась термометром  $T_2$ .  $\mathcal{З}$  — заслонка для перекрытия пучка,  $\mathcal{С}\mathcal{Ф}$  — револьвер со светофильтрами  $\mathcal{С}\mathcal{С}$ -5,  $\mathcal{Ж}\mathcal{С}$ -12 и одним пустым окном. Сигнал от фотоумножителя  $\mathcal{Ф}\mathcal{Э}\mathcal{У}$  регистрировался усилителем с вольтметром либо усилителем с потенциометром  $\mathcal{Э}\mathcal{П}\mathcal{П}$ -09. Эффективные длины волны системы фотоумножитель  $\mathcal{Е}\mathcal{М}\mathcal{И}$ -9502 плюс светофильтры  $\mathcal{С}\mathcal{С}$ -5,  $\mathcal{Ж}\mathcal{С}$ -17 или без фильтра примерно равны 4300, 5500 и 4500 Å соответственно для равноэнергетического распределения энергии.

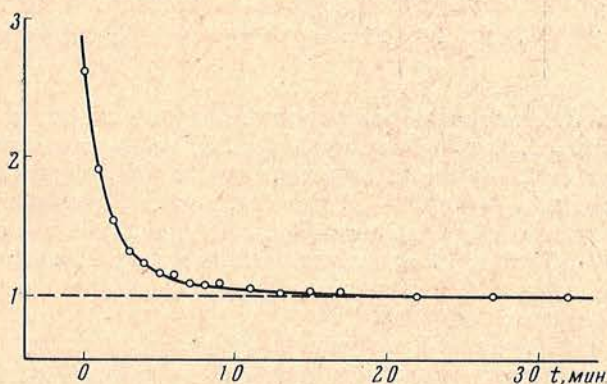




Фиг. 1. Блок-схема установки

## § 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Все измерения производились по отношению к источнику сравнения  $\mathcal{E}_2$ , который представлял собой люминофор, поддерживаемый при постоянной температуре  $+19^\circ\text{C}$  с точностью до  $1^\circ\text{C}$ .



Фиг. 2. Установление блеска засвеченного эталона. Первоначальный блеск принят за единицу

Была исследована стабильность измерительной части установки и быстрота установления блеска эталона после его подсветки. Для этого один из люминофоров выдерживался около двух суток в темноте и через каждые несколько часов измерялся его блеск. Точность измерений была  $\pm 0,5\%$ . Затем эталон подсвечивался в течение 10 мин. дневным светом, вставлялся в установку и измерялся в течение часа. Результаты этих измерений показаны на фиг. 2, откуда видно, что засвеченный эталон возвращается к первоначальному блеску не более чем за 20 мин. Это «время высвечивания» мы учитывали при дальнейших измерениях.

Спирт, прокачиваемый через цистерну Ц, охлаждался в отдельном термостате жидким азотом, в результате чего можно было довести температуру исследуемого эталона до  $-30^\circ\text{C}$ . Затем система нагревалась. Измерения, проведенные во время спада температуры и ее подъема, показали хорошее согласие. Нагревание до  $+40^\circ\text{C}$  производилось при помощи горячей воды, заливаемой в термостат.



### § 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерений трех люминофоров и черенковского источника, сведения о которых представлены в таблице, даны на фиг. 3—6. На фиг. 3 штриховая кривая показывает результаты повторного опыта, проведенного для проверки воспроизводимости.

Образцы 1 и 2 однотипны и, как видно из сравнения фиг. 3 и 4, имеют одинаковую зависимость яркости от температуры. Максимум их свечения расположен в желтой части спектра, и при сравнении хода их общей яркости и яркости в желтом фильтре видно, что перераспределения энергии по спектру не происходит. В синей области поток настолько мал, что из-за больших ошибок измерений можно объединить наблюдения для обоих образцов. Эта сводная кривая дана на фиг. 4, где кружки относятся к образцу 1. Изменение яркости в синем фильтре также подобно изменению яркости в желтом фильтре и без фильтра, а небольшое отличие общего хода лежит в пределах ошибок наблюдений. Для образца 1 зависимость линейна с коэффициентом  $2 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ .

| Номер образца | Возбудитель                        | Период полураспада | Характер свечения |
|---------------|------------------------------------|--------------------|-------------------|
| 1             | C <sup>14</sup>                    | 5570 лет           | Люминесценция     |
| 2             | C <sup>14</sup>                    | 5570 лет           | »                 |
| 3             | C <sup>14</sup>                    | 5570 лет           | »                 |
| 4             | Sr <sup>90</sup> + Y <sup>90</sup> | 27 лет + 64 часа   | Черенковское      |

Люминофор 3, максимум излучения которого лежит в синей части спектра, показывает, как это видно из фиг. 5, весьма значительную зависимость яркости от температуры. Интенсивность излучения в синем фильтре и в общем свете от  $-30$  до  $-15^\circ \text{C}$  возрастает, а затем довольно быстро падает. При этом температурный коэффициент достигает для синего фильтра значения  $-7 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ . Различие кривых яркости без фильтра и в синем фильтре указывает на наличие перераспределения энергии по спектру в зависимости от температуры.

Источник черенковского излучения (образец 4) ввиду слабости его потока удалось измерить только без фильтра. Как видно из фиг. 6, он показывает заметную зависимость яркости от температуры порядка  $-1,3 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ . Предположим, что показатель преломления децинормального раствора соляной кислоты имеет такой же температурный коэффициент, что и вода ( $-8,0 \cdot 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ ). Тогда из соотношения (см., например, [3])

$$I = I_0 \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right)$$

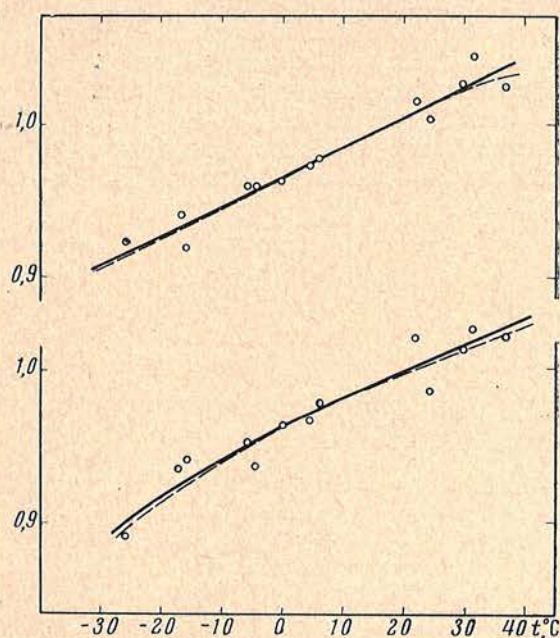
(где  $I_0$  — некоторая постоянная, не зависящая от показателя преломления;  $\beta$  — отношение скорости электронов в среде к скорости света;  $n$  — показатель преломления среды) можно получить наблюдаемую температурную зависимость, полагая  $\beta = 0,79$  и  $n = 1,333$ . Величину  $\beta$  можно вычислить, зная энергию электрона ( $E = 0,54 \text{ Мэв}$ ) по формуле

$$E = \frac{mc^2}{2\sqrt{c^2 - v^2}}.$$

Получаем  $\beta = 0,9$ , что удовлетворительно согласуется с величиной, принятой нами.<sup>§</sup>

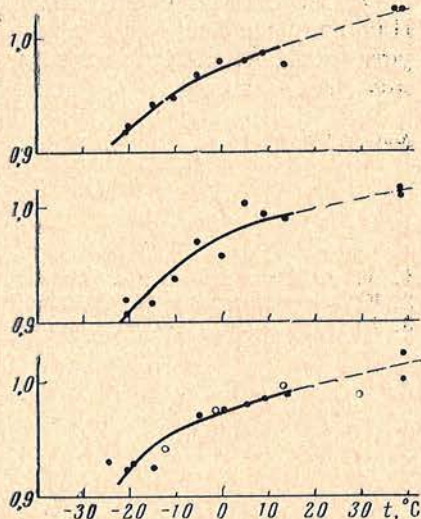
Важно отметить, что вблизи порога излучения ( $n = 1/\beta$ ) зависимость интенсивности излучения от температуры может оказаться сколь угодно





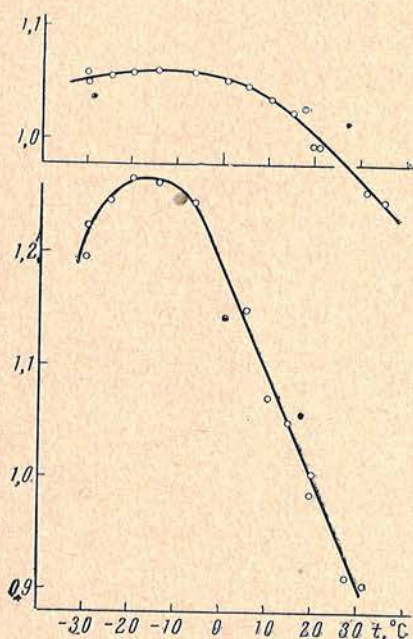
Фиг. 3. Зависимость свечения образца 1 от температуры

Вверху — без фильтра, внизу — в желтом фильтре. Здесь и на следующих рисунках яркость при 20° С принята за единицу



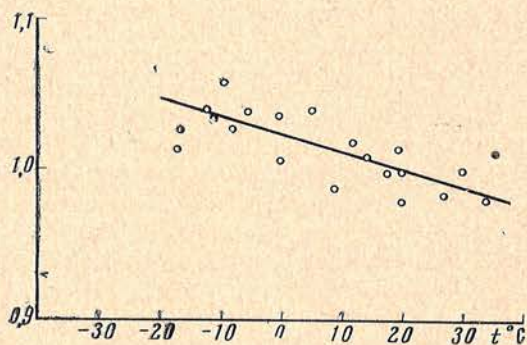
Фиг. 4. Зависимость свечения образца 2 от температуры

Вверху без фильтра, посередине — в желтом, внизу — в синем фильтре. Кружки на нижнем графике относятся к образцу 1



Фиг. 5. Зависимость свечения образца 3 от температуры

Вверху без фильтра, внизу — в синем фильтре



Фиг. 6. Зависимость свечения образца 4 от температуры (без фильтра)



сильной. Это можно показать, анализируя логарифмическую производную по температуре приведенного выражения. В связи с этим утверждение об отсутствии зависимости интенсивности черенковского излучателя от температуры (см. [3], стр. 276) становится в общем случае неверным.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность П. Г. Назарову за быстрое и хорошее изготовление наиболее важных частей установки, А. П. Кульчицкому за помощь в ее отладке, а также Н. А. Димову за постоянное внимание к работе.

Апрель 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. В. Харитонов. Астрон. ж., 38, 164, 1961.
2. E. Reutemann. Publ. Obs. Geneve, 69, 84, 1964.
3. Дж. Д жел ли. Черенковское излучение. ИЛ, 1960.



ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРЕХКАНАЛЬНЫЙ  
СПЕКТРОКОЛОРИМЕТР

Н. А. Димов

Описывается фотоэлектрический фотометр (спектроколориметр) с одновременной регистрацией в трех спектральных интервалах 0,3—0,4, 0,4—0,5 и 0,5—0,6 мк. Использование призмной диспергирующей системы и трех фотоумножителей уменьшает время наблюдения по сравнению с обычным фотометром с фильтрами в два раза.

Измерение фототока производится методом счета фотонов с записью результата на цифропечатающей машине. Регистрирующая часть спектроколориметра собрана в основном из приборов, выпускаемых промышленностью. Фотоумножители охлаждаются до температуры  $-20^{\circ}\text{C}$ , что снижает темновой ток до 8—10 имп/сек.

Наблюдения, проведенные на описанном спектроколориметре, установленном в фокусе куде 50-см телескопа (MTM-500), показали, что для накопления  $10^4$  импульсов фототока от звезды 12<sup>m</sup>,5, обеспечивающих ошибку измерения не более 1%, необходима экспозиция 4 мин. За это время производится измерение в трех спектральных интервалах.

A PHOTOELECTRIC THREE CHANNEL SPECTROCOLORIMETER, by N. A. Dimov. — A photoelectric photometer (spectrocolorimeter) with simultaneous recording in three spectral intervals 0.3—0.4, 0.4—0.5 and 0.5—0.6 microns is described. The utilization of a prismatic dispersion system and three photomultipliers provides for a decrease in observing time by a factor of two as compared to a usual photometer with filters.

Photocurrents are measured by the photon counting technique and the results are printed by a digital recorder. All three photomultipliers are cooled to a temperature of  $-20^{\circ}\text{C}$ , thereby decreasing the dark current to 8—10 impulses per second.

Observations made with the spectrocolorimeter, which is mounted in the Coudé focus of the 50 cm Maksutov telescope, showed that a four-minute exposure is necessary for the accumulation of  $10^4$  impulses of the photocurrent from a 12.5 magnitude star in order to ensure an error not exceeding 1%.

1. Дальнейшим развитием фотоэлектрического фотометра с фильтрами, применяемого для измерения блеска и цвета звезд, является переход от последовательного во времени измерения в каждом фильтре к одновременной регистрации с помощью нескольких фотоумножителей. В этом случае каждый фотоумножитель измеряет только одну спектральную область, соответствующую, например, пропусканию одного из фильтров обычного фотометра. А так как измерения в нескольких спектральных областях производятся одновременно, то и время наблюдения соответственно уменьшается.

Одним из наиболее простых фотометров этого типа был шестиканальный фотометр Хилтнера [1], измеряющий одновременно в трех областях спектра свет от звезды и фон вблизи нее. Фотометр был создан на основе дихроических фильтров, которые пропускают излучение в одной области спектра и отражают в остальных. Большие возможности в отношении выбора спектральных областей дают фотометры, построенные на основе призмного или дифракционного спектрографа с последующей регистрацией несколькими фотоумножителями [2—4]. Однако эти фотометры или, вернее,



спектроколориметры рассчитывались на сравнительно узкие полосы пропускания, что существенно ограничивало проникающую способность приборов.

Мы поставили себе целью создание спектроколориметра, позволяющего регистрировать свет звезды одновременно в нескольких спектральных интервалах и в основном эффективно работающего в широких полосах, близких к цветовой системе  $U, B, V$  [5]. Следует отметить, что при разработке не ставилась задача создания универсального прибора, позволяющего работать как при широких, так и при очень узких полосах пропускания.

Рассмотрев несколько возможных способов разделения спектральных интервалов, мы остановились на использовании призменной диспергирующей системы, которую в дальнейшем для простоты будем называть спектрографом. Обоснование такого выбора будет сделано ниже, а сейчас мы подсчитаем выигрыш во времени наблюдения, который можно получить при использовании трех фотоумножителей, сравнительно с одноканальным фотометром с фильтрами.

Примем пропускание фильтров в среднем  $\tau_1 = 0,8$ , а пропускание призменного спектрографа (два зеркала и три призмы)  $\tau_2 = 0,55$ . Потери на линзе Фабри и на стекле катода фотоумножителя учитывать не будем, так как они одинаковы в обоих случаях. Не будем учитывать также время, необходимое для измерения фона неба или темнового тока.

Для сравнительной оценки времени, необходимого для измерения одной и той же звезды с одной и той же относительной погрешностью фотометром с фильтрами и спектроколориметром, используем известную формулу

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{\kappa \tau \bar{n} t}},$$

где  $\varepsilon$  — относительная ошибка измерения,  $\bar{n}$  — среднее число фотонов в секунду,  $t$  — время измерения,  $\tau$  — коэффициент пропускания и  $\kappa$  — квантовый выход фотоумножителя. Тогда, приравнявая  $\varepsilon$  для двух значений  $t_1, t_2$  и  $\tau_1, \tau_2$ , получим

$$\frac{1}{\kappa \tau_1 \bar{n} t_1} = \frac{1}{\kappa \tau_2 \bar{n} t_2}, \text{ откуда } t_1 = \frac{\tau_2}{\tau_1} t_2.$$

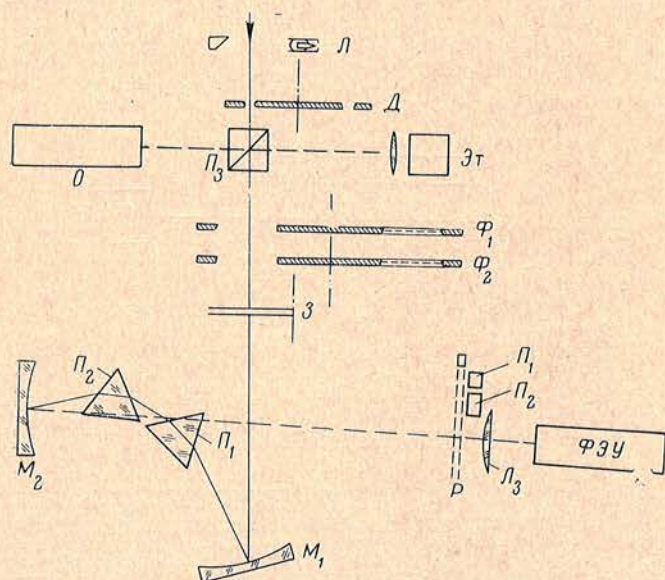
Полагая время измерения  $t_2 = 1,0$  для спектроколориметра, найдем время измерения (в относительных единицах) для фотометра с тремя фильтрами:  $3t_1 = 2,1$ . Выигрыш составляет, таким образом,  $3t_1/t_2 = 2,1$ . Можно подсчитать, что при пропускании спектроколориметра  $\tau < 0,27$  никакого выигрыша во времени от применения трех фотоумножителей не будет. В этом случае (когда невозможно обеспечить достаточно высокий коэффициент пропускания) может оказаться удобнее использовать либо быструю смену фильтров с отдельной регистрацией сигнала от каждого фильтра, либо ступенчатое или непрерывное сканирование спектра.

2. Выбор оптической схемы для разделения спектральных интервалов кроме требования высокого пропускания в области от 3000 до 7000 Å определяется еще необходимостью обеспечить устойчивость границ выделяемых интервалов как во время наблюдения, так и в течение больших промежутков времени. Следует иметь возможность изменять ширину и положение интервалов во время наблюдения. Желательно также, чтобы весь прибор не превышал размеры обычного фотометра.

Дихроические фильтры рассматривались как возможный вариант, однако из-за необходимости убирать вторичные максимумы дополнительными фильтрами они имеют недопустимо низкое пропускание. Вероятно, по мере совершенствования окажется выгодным использовать их ввиду исключительной компактности и простоты оптической схемы.



Выбор между дифракционной решеткой и кварцевой призмой определился в основном необходимостью иметь высокое пропускание в широкой области спектра. Ни одна из известных нам решеток не обеспечивала приемлемой концентрации света. Поэтому мы остановились на использовании двухпризменного спектрографа с зеркальным коллиматором и камерой, который имеет пропускание 0,5—0,6 во всей области спектра от 3000 до 7000 Å.



Фиг. 1. Оптическая схема спектроколориметра

Оптическая схема построенного нами спектроколориметра приведена на фиг. 1. Изображение звезды фокусируется в плоскости сменных входных диафрагм  $D$ . Размеры отверстий диафрагм составляют 0,3; 0,5; 1,0; 3,0 и 5,0 мм. Предусмотрены также входные диафрагмы для наблюдения протяженных объектов. Диафрагмы представляют собой зеркальный диск с отверстиями, расположенный под углом к оптической оси так, что в микроскоп видно все поле зрения, кроме той части, которая поступает в фотометр. Эти диафрагмы могут быть использованы для непрерывного гидирования по соседним с исследуемой звездам.

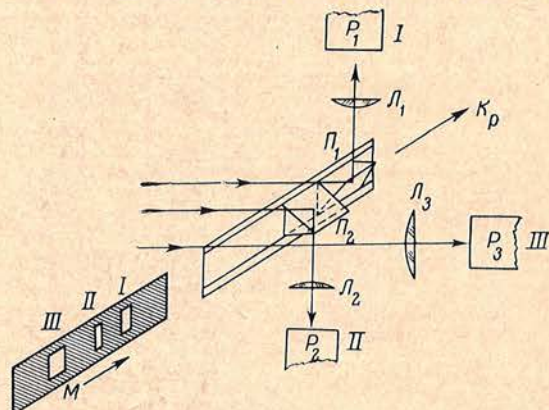
Непосредственно за диафрагмами расположена выдвижная призма  $P_3$  для центровки через микроскоп  $O$  изображения звезды в диафрагме. Эта же призма направляет в спектроколориметр свет от люминофора. При установке для рассматривания входной диафрагмы загорается лампочка  $L$  для подсветки краев диафрагмы. Далее на пути света могут быть установлены фильтры (или свободные отверстия) при помощи дисков  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$ . Затвор  $З$  преграждает доступ света в спектрометр. Описанный узел является частью выпускаемого нашей промышленностью фотоэлектрического астрофотометра типа АФМ-6.

При разработке кварцевого спектрометра также были использованы элементы от приборов, выпускаемых промышленностью. Параболические внеосевые зеркала коллиматора и камеры  $M_1$  и  $M_2$  от спектрометра ИКС-12 имеют фокусное расстояние 270 мм и относительное отверстие 1:4,5. Кварцевые призмы Корню от спектрографа ИСП-30  $P_1$  и  $P_2$  имеют базу 46 мм и высоту 30 мм. Эти призмы обеспечивают пропускание около 0,9 (каждая) во всей рабочей области спектра.

Разложенный свет фокусируется в плоскости спектрального разделителя  $P$ . Оптическая схема разделителя представлена на фиг. 2. Часть



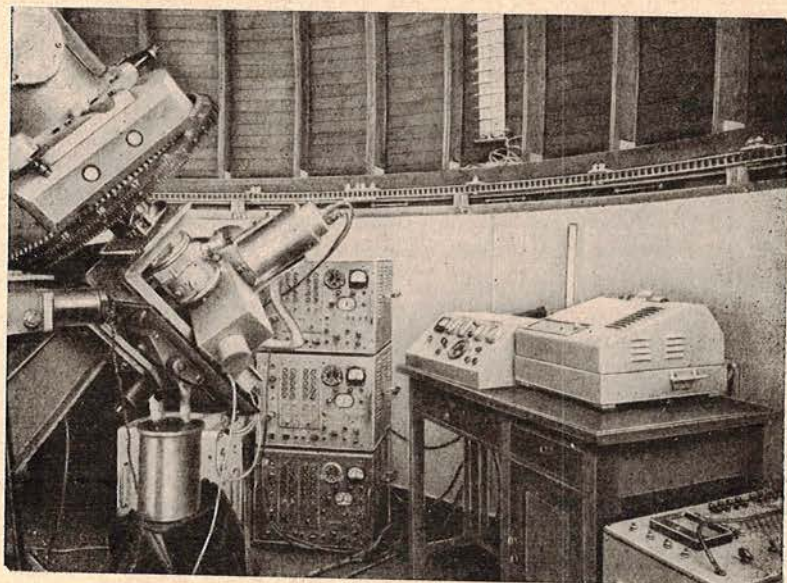
спектра от 3000 до 4000 Å проходит через кварцевую линзу Фабри  $L_3$  непосредственно на катод фотоумножителя  $P_3$ . Участки спектра 4000—5000 и 5000—6000 Å выделяются стеклянными призмами полного внутреннего отражения  $\Pi_2$  и  $\Pi_1$  и через линзы Фабри  $L_2$  и  $L_1$  попадают на катоды фотоумножителей  $P_2$  и  $P_1$ . Пластина с отверстиями  $M$  может вдвигаться в фокальную плоскость спектрографа и служит для ограничения



Фиг. 2. Оптическая схема спектрального разделителя

спектральных интервалов. Отметим дополнительно, что за призмой  $\Pi_1$  может быть установлена еще одна призма, выводящая свет с длиной волны больше 6000 Å в направлении  $K_p$ , показанном на фиг. 2. Здесь может быть установлен соответствующий светоприемник. Общий вид спектроколориметра показан на фиг. 3.

На фиг. 4 приведена дисперсионная кривая спектроколориметра. Кружками отмечены места разделения спектральных интервалов. При помощи непрозрачной пластинки с отверстиями можно выделить более узкие участки спектра в каждом канале. Однако при этом нужно иметь в виду, что изображение звезды в диафрагме может смещаться из-за пло-



Фиг. 3. Общий вид спектроколориметра

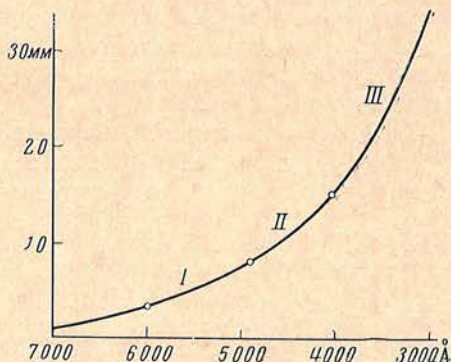


хого гидрирования или дрожания. При этом будет перемещаться изображение спектра относительно призмы спектрального разделителя. Кроме того, при сужении участка спектра необходимо принимать во внимание размер турбулентного диска звезды в фокусе телескопа. Этот размер в фокусе телескопа МТМ-500, который мы использовали для первых наблюдений, доходил до 0,12 мм (4"). При имеющейся дисперсии получаем, что изображение звезды в средней части канала I имеет величину порядка 30 Å, канала II — 12 Å и канала III — 6 Å. Ясно, что использование более узких спектральных интервалов приведет к потере света.

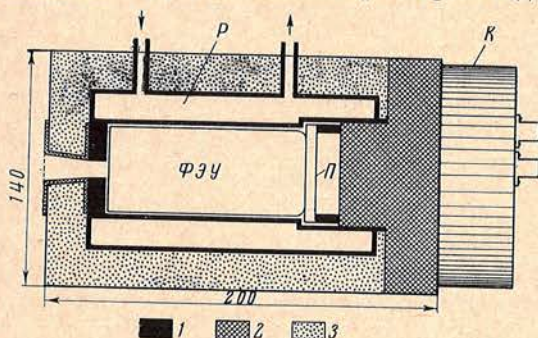
Смещение границ спектральных интервалов из-за гидрирования, включая погрешность начальной установки звезды в диафрагме, не превышает  $\pm 0,1$  мм; тогда смещение границ  $\Delta\lambda$ , указанных на фиг. 4, составит:

| $\lambda$ , Å | $\Delta\lambda$ , Å |
|---------------|---------------------|
| 3000          | 3                   |
| 4100          | 10                  |
| 4900          | 16                  |
| 6000          | 35                  |

Приведенные значения смещения могут быть существенно уменьшены в результате более точного гидрирования; кроме того, возможно использование интерференционных фильтров отдельно в каждом канале. В этом

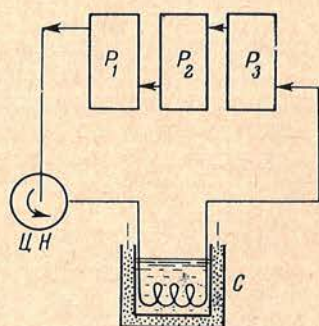


Фиг. 4. Дисперсионная кривая кварцевого спектрографа



Фиг. 5. Конструкция камеры фотоумножителя

1 — медь, латунь; 2 — эбонит; 3 — пенопласт



Фиг. 6. Схема охлаждения фотоумножителя

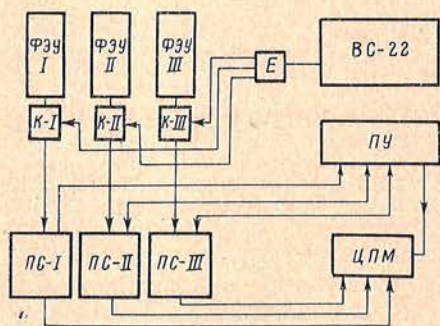
случае область пропускания будет определяться фильтром и не зависеть от качества гидрирования, если границы пропускания фильтра будут лежать внутри спектральной области, выделяемой разделителем.

3. Для измерения светового потока в каждом канале использованы фотоумножители ЕМІ 9502В (I и II) и ЕМІ 6256В (III). На фиг. 5 схематически изображена конструкция камеры фотоумножителя, окруженного «рубашкой» P, через которую прокачивается охлаждающая жидкость. Катод фотоумножителя расположен вплотную к толстой медной шайбе для более эффективного охлаждения. В охлаждаемой полости расположены только фотоумножитель ФЭУ и панелька П. Делитель высокого напряжения и эмиттерный повторитель вынесены наружу и находятся в экранированном отсеке К. Охлаждающая «рубашка» со всех сторон окруже-



на теплоизолирующим слоем пенопласта. Качество теплоизоляции таково, что при однократной заливке охлажденной жидкости температура фотомножителя повышается от  $-40$  до  $-20^{\circ}\text{C}$  за 2—2,5 часа при внешней температуре  $+20^{\circ}\text{C}$ .

Схема охлаждающего контура изображена на фиг. 6. Жидкость (спирт, метанол), протекая через змеевик, расположенный внутри холодильника С, поступает в «рубашки» фотомножителей  $P_1, P_2, P_3$  и затем через цент-



Фиг. 7. Блок-схема регистрирующей части спектроколориметра

робежный насос  $ЦН$  возвращается в змеевик. Холодильник представляет собой упрощенный сосуд Дьюара, наполненный метанолом, который охлаждается либо сухим льдом, либо жидким азотом. Жидкость в холодильнике служит только для обеспечения лучшего теплового контакта со змеевиком. Центробежный насос, прокачивающий охлажденную жидкость, изготовлен из плексигласа. Конструкция его подобна описанной в [6]. Все расположенные снаружи резиновые трубки и центробежный насос защищены слоем ваты.

Исследования, проведенные Юнгом [7], показывают, что достижение достаточной стабильности фотометрических характеристик используемых нами фотомножителей возможно при колебаниях температуры, не превышающих  $3^{\circ}\text{C}$ . Выбор рабочей температуры определился в основном величиной темнового тока, который перестает существенно уменьшаться уже при температуре около  $-20^{\circ}\text{C}$  [8]. Из практики работы отметим, что после первоначального охлаждения фотомножителей до  $-20^{\circ}\text{C}$  поддержание этой температуры с необходимой точностью требует небольшой загрузки сухого льда раз в 40—50 мин. При этой температуре в нашей конструкции камеры фотомножителя запотевания не наблюдается. Световой вход в камеру закрыт целлофановой пленкой. Контроль температуры производится с помощью термисторов в камерах фотомножителей. Общее количество циркулирующей жидкости  $\sim 2$  л. Использование в дальнейшем других способов охлаждения, возможно, позволит избавиться от некоторой громоздкости системы и необходимости периодически добавлять хладагент.

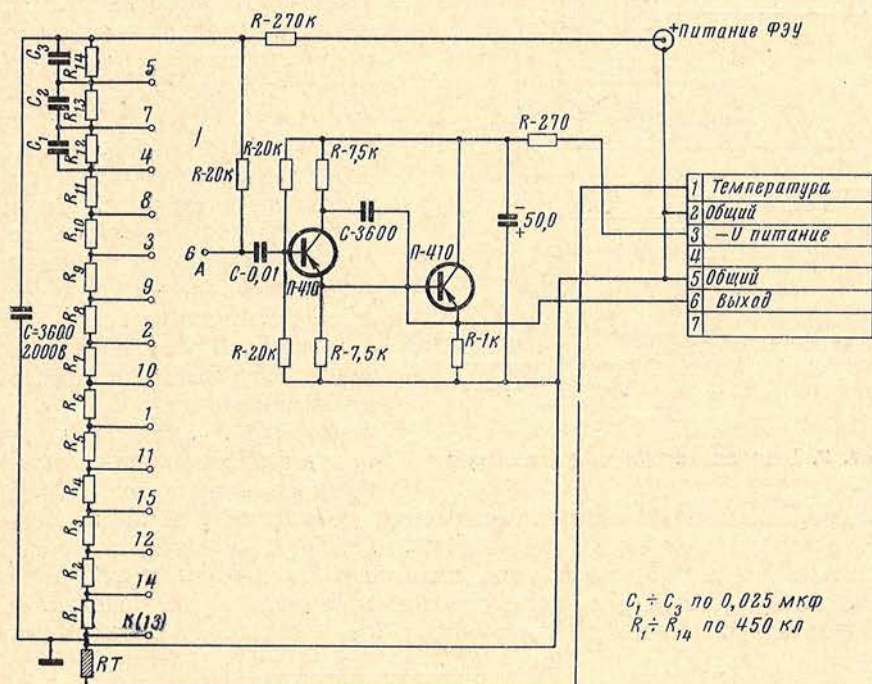
4. Блок-схема регистрирующей части спектроколориметра приведена на фиг. 7. Сигнал от фотомножителей  $ФЭУ$  через эмиттерные повторители  $К$  поступает на входы пересчетного устройства  $ПС$ . Затем по окончании накопления напряжение с декад  $ПС$  в виде двоично-десятичного кода подключается последовательно с  $ПС-I, II, III$  к цифropечатающей машине  $ЦПМ$ , которая печатает в десятичной системе число накопленных импульсов. Питание фотомножителей осуществляется от высоковольтного выпрямителя  $ВС-22$  через развязывающие цепи  $Е$ . Пульт управления  $ПУ$  производит все необходимые коммутации и регистрирует на электро-механических счетчиках импульсы с выхода последней пересчетной декады. На пульте производится также измерение температуры  $ФЭУ$ . Эти цепи и цепи питания эмиттерного повторителя на блок-схеме не показаны.

Рассмотрим теперь подробнее отдельные элементы блок-схемы. На фиг. 8 приведена принципиальная схема элемента  $К$ . Здесь показан делитель фотомножителя и двойной эмиттерный повторитель с обратной связью с выхода на коллектор первого триода. Этот повторитель обеспечивает ширину импульсов  $ФЭУ$  около  $0,2$  мксек. Подключение к выходу эмиттерного повторителя коаксиального кабеля длиной до 4 м не вызывает существенных изменений импульса. Питание фотомножителя, как это видно



из схемы фиг. 8, осуществляется так, что заземленным оказывается катод фотоумножителя. Заземление анодного конца делителя приводит к значительному (до 20 раз) увеличению числа темновых импульсов.

Следующий элемент ПС представляет собой несколько переделанный пересчетный прибор ПС-10000 («Флокс»). Во-первых, добавлена еще одна декада пересчета. Таким образом, емкость прибора стала  $10^5$  импульсов. Во-вторых, от каждой декады, начиная со второй, выведено по четыре



Фиг. 8. Принципиальная схема эмиттерного повторителя и делителя напряжения

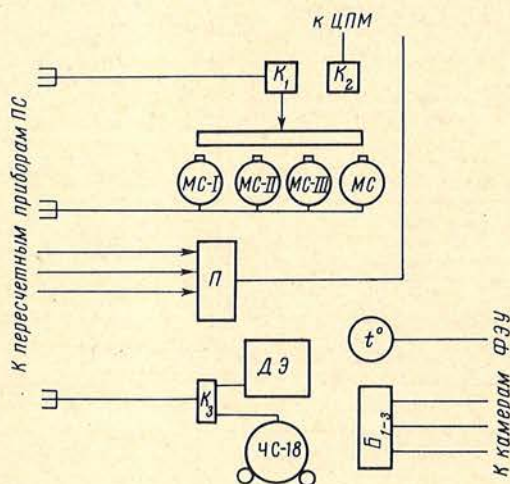
конца, которые через пульт управления могут подключаться к цифропечатающей машине. В-третьих, при помощи дополнительных реле осуществляется дистанционное управление началом и концом счета, а также переводом декад в начальное положение (сброс).

Цифропечатающая машина типа ЦПМ-4 от цифрового вольтметра ЭЦПВ-2 также дополнена двумя электромагнитами для печати четвертой цифры. Таким образом, производится печать со 2, 3, 4 и 5-й декад. Режим работы тиратронов, управляющих электромагнитами, приспособлен для работы с декадами ПС-10000. Управление машиной (запуск) выведено на пульт.

Конструкция и схема пульта управления, блок-схема которого приведена на фиг. 9, разработана А. П. Кульчицким. Пульт управления состоит из следующих узлов: секундомера ЧС-18, управляющего началом и концом счета импульсов, датчика автоматической экспозиции ДЭ, коммутатора П, подключающего ЦПМ к пересчетным приборам, электромеханических счетчиков МС, прибора контроля температуры  $t^\circ$  и батареи питания эмиттерных повторителей  $B_{1-3}$ . Кнопка  $K_1$  служит для одновременного «сброса» электронных счетчиков ПС и электромеханических счетчиков МС, регистрирующих каждый сотысячный импульс. Кнопка  $K_2$  запуска цифропечатающей машины работает вместе с коммутатором П. Подключая последовательно пересчетные приборы, мы нажимаем кнопку  $K_2$ , и машина ЦПМ производит печать. Кнопка  $K_3$  переключает управление экспозицией от секундомера ЧС-18 на автоматическую экспозицию. Принципиальная схема датчика экспозиции ДЭ показана на фиг. 10.



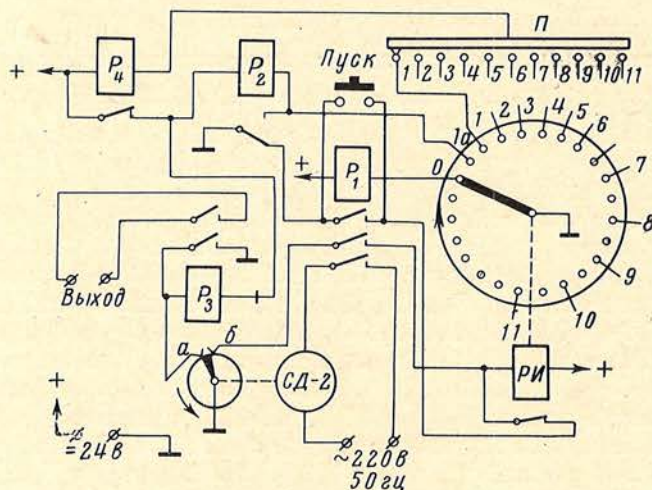
В исходном положении обмотка реле  $P_1$  находится под током (контакты реле разомкнуты). Нажимая кнопку «пуск», мы подаем ток на обмотку реле-искателя  $РИ$ , которое переходит из положения 0 в положение  $1a$ , отключая обмотку реле  $P_1$ . Контактными реле  $P_1$  включается синхронный двигатель  $СД-2$ , на оси которого находится барабан с контактами  $a$  и  $b$ .



Фиг. 9. Блок-схема пульта управления

ют напряжение на обмотку реле-искателя до тех пор, пока подвижный контакт  $РИ$  не придет в положение 0, т. е. пока не сработает реле  $P_1$ , контакты которого разорвут цепи питания обмотки  $РИ$  и синхронного двигателя. После этого схема подготовлена к следующей экспозиции. Устанавливая переключатель  $П$  в положения 2, 3 и т. д., получим экспозиции,

При вращении замыкается контакт  $a$ , включая реле  $P_3$ , которое блокируется собственными контактами и одновременно запускает пересчетные приборы (начало экспозиции). При переходе  $РИ$  в положение  $1a$  записывается обмотка реле  $P_2$ , которое также блокируется собственными контактами. По истечении 25 сек. контакт  $b$  замыкается на корпус и реле-искатель переходит в следующее положение. Если при этом переключатель  $П$  установлен в положении 1, то срабатывает реле  $P_4$ , отключая обмотки  $P_2$  и  $P_3$ . Контакты реле  $P_3$ , размыкаясь, прерывают экспозицию. Контакты  $P_2$  через прерыватель  $РИ$  подают



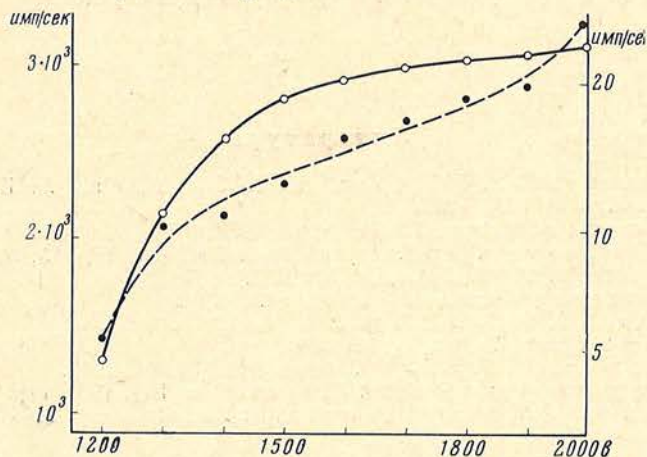
Фиг. 10. Принципиальная схема датчика экспозиции

кратные 25 сек., в пределах от 25 сек. до 10 мин. Максимальная ошибка продолжительности экспозиции составляет 0,3 % при экспозициях свыше 1 мин. При более коротких экспозициях ошибка больше, и поэтому для них должна быть использована другая схема.

5. Исследование основных характеристик спектроколориметра проводилось в течение 1964—1965 гг. Одна из важнейших для нас оптических



характеристик прибора — коэффициент пропускания — измерялась следующим образом: монохроматором типа СФ-4 освещалась входная диафрагма спектроколориметра. На пути от диафрагмы до зеркала коллиматора устанавливался селеновый фотоэлемент так, чтобы световое пятно свободно умещалось на светочувствительной площадке. Затем фотоэлемент перемещался на место катода соответствующего фотоумножителя. Отношение измеренных световых потоков и давало коэффициент пропускания. Как мы уже отмечали выше, эта величина была не менее 0,5—0,6. Некоторого повышения пропускания можно достигнуть, используя просветление для оптики спектрального разделителя.



Фиг. 11. Типичная счетная характеристика фотоумножителя

Другая оптическая характеристика, которая измерялась при помощи монохроматора, — спектральные интервалы отдельных каналов. Результат этих измерений — точки разделения каналов — приведен на фиг. 4. Отметим здесь, что измеренная нами величина рассеянного света в спектрометре не превышает 1%.

Дальнейшие испытания спектроколориметра были связаны в основном с регистрирующей частью прибора. Напряжение питания фотоумножителей и чувствительность пересчетных устройств подбирались таким образом, чтобы работа фотоумножителей происходила на плато счетной характеристики. При этом чувствительность пересчетных приборов устанавливалась сравнительно невысокой ( $10^{-2}$  е), чтобы избежать влияния внешних электрических помех. В результате исследования различных экземпляров фотоумножителей были выбраны такие, которые имели плато счетной характеристики вблизи напряжения питания 1800 в.

Типичная характеристика фотоумножителя (ЕМІ 9502 № 5607) приведена на фиг. 11. Здесь показана зависимость величины темнового тока (штриховая кривая) от напряжения на фотоумножителе. Шкала интенсивности счета для темнового тока расположена справа. Сплошной кривой (шкала слева) показана зависимость фототока от напряжения питания. Для построения этой зависимости использовался световой стандарт, соответствующий примерно  $7^m$ . Измерения проводились при температуре  $+10^\circ\text{C}$ . Охлаждение до  $-20^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению темнового тока (без уменьшения общей чувствительности) до величины порядка 5—10 имп/сек при напряжении питания 1800 в, что соответствует приблизительно  $14^m,5$  на телескопе МТМ-500.

Проницающую способность спектроколориметра, установленного в фокусе куде телескопа МТМ-500, можно оценить, приняв условие, что число накопленных импульсов фототока от звезды должно составлять  $10^4$ .



В этом случае ошибка одного наблюдения не превысит 1%. Из наблюдений следует, что для измерения света звезды  $12^m,5$  в трех спектральных интервалах необходимо время, равное 4 мин. Сравнение этой величины с вычисленной на основании потоков от звезд, приведенных в [9, 10], показывает весьма хорошее согласие с нашими наблюдениями, если принять общее пропускание телескопа и спектроколориметра равным 0,25, а квантовый выход фотокатода умножителей равным 0,1.

В заключение автор искренне благодарит К. К. Чуваева за помощь при наблюдениях и налаживании спектроколориметра, А. П. Кульчицкого за помощь при разработке и сборке прибора.

Май 1965 г.

#### Литература

1. W. A. Baum, W. A. Hiltner, H. L. Johnson, A. R. Sandage. *Astrophys. J.*, 130, 749, 1959.
2. B. Strömberg. *Astron. J.*, 63, № 5, 1958.
3. T. J. H. Walraven. *Publ. Astron. Inst. Netherlands*, 15, 67, 1960.
4. J. P. Rodman. *Appl. Opt.*, 2, 165, 1963.
5. W. W. Morgan. *Astrophys. J.*, 114, 522, 1951.
6. R. W. Hart. *R. S. J.*, 33, 7, 1962.
7. A. T. Young. *Appl. Opt.*, 2, 51, 1963.
8. J. P. Rodman, H. J. Smith. *Appl. Opt.*, 2, 184, 1963.
9. Сб. «Звездные атмосферы». Под ред. Л. Гринстейна. ИЛ, 1963, стр. 99.
10. К. У. Аллен. *Астрофизические величины*. ИЛ, 1963, стр. 206.



ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ АППАРАТУРА  
ДЛЯ ФОТОГРАФИРОВАНИЯ С КОРОТКИМИ ЭКСПОЗИЦИЯМИ

А. Н. Абраменко, В. В. Прокофьева

Для фотографирования небесных объектов с короткими экспозициями предлагается высокочувствительная установка, состоящая из электронного затвора, телевизионного устройства и кинокамеры. Установка позволяет производить фотографирование с экспозициями от 0,1 до 0,005 сек. по команде извне.

Запаздывание начала экспонирования по отношению к моменту подачи командного импульса не превышает 0,0005 сек.

A HIGH SENSITIVE ELECTRONIC DEVICE FOR SHORT-EXPOSURE PHOTOGRAPHY, by A. N. Abramenko and V. V. Prokofyeva.—A high sensitive electronic device for short exposure photography of celestial bodies is proposed. It consists of an electronic shutter, television unit and movie camera. The device permits photography with exposures from 0.1 to 0.005 seconds by command. The time lag of exposure commencement relative to the moment of the commanding signal does not exceed 0.0005 sec.

## I

Как правило, беспокойствие земной атмосферы существенно ограничивает разрешающую способность при астрономических наблюдениях [1—4]. Особенно это заметно при применении телескопов большого диаметра, всю разрешающую способность которых в большинстве случаев не удается использовать [5].

Одним из методов уменьшения влияния земной атмосферы на качество фотографий небесных объектов, как указывают Рош [6], Максutow [3, стр. 79] и другие [7—9], является уменьшение экспозиций. Так, например, уменьшение экспозиций до 0,02 сек. дает прекрасные результаты при наблюдениях Солнца [6]. На обсерватории Пик-дю-Миди хорошие результаты получены при наблюдении двойных звезд с экспозициями 0,06 ÷ ÷ 0,03 сек. [7] и планет с экспозициями 0,5 ÷ ÷ 0,13 сек. [8]. Мартц [9] указывает, что сокращение экспозиций до 0,01 сек. позволило значительно улучшить качество фотографий Луны, полученных на 60-дюймовом телескопе.

Получение хороших снимков во всех этих случаях имеет случайный характер, связанный с тем, что иногда моменты фотографирования совпадают с моментами кратковременного относительного успокоения атмосферы. При многократном фотографировании с короткими экспозициями всегда можно из большого количества материала отобрать хорошие снимки. Однако вероятность совпадения момента фотографирования с моментом хорошего качества изображения объекта сравнительно низка и резко уменьшается с увеличением диаметра входного отверстия телескопа [10]. Тем не менее теоретически только телескоп большого диаметра может обеспечить весьма хорошее разрешение (размер дифракционного диска рассеяния обратно пропорционален диаметру входного отверстия телескопа).



Отсюда следует, что только удачным выбором момента экспонирования можно существенно повысить вероятность получения снимков высокого качества [11]. В литературе описано несколько методов автоматического выбора такого момента. Так, метод, примененный Лоухедом [12], позволил получить отличные снимки грануляции Солнца. Платтом [10], Грегори [13] предложены методы получения команд на начало экспонирования при фотографировании звезд.

Представляется очевидным, что существенное сокращение экспозиций требует применения высокочувствительных светоприемников с высоким квантовым выходом, позволяющих в какой-то мере компенсировать потери света, обусловливаемые короткими экспозициями. Такими светоприемниками могут быть электронная камера [6], электронно-оптический преобразователь (ЭОП) [14] и высокочувствительная телевизионная система [15]. Если один из таких приемников света снабдить быстродействующим затвором, которым можно управлять от командного устройства, то, очевидно, можно будет значительно повысить качество получаемого материала. В [16] описана схема электронного затвора, состоящего из ЭОП и модулятора. Это устройство дает возможность осуществлять экспозицию заданной длительности ( $0,1 \div 0,005$  сек.) вне зависимости от длительности послесвечения экрана ЭОП. Фотографирование экрана ЭОП производится фотоаппаратом или кинокамерой, причем затвор кинокамеры должен быть открыт до начала экспонирования объекта. Однако применение этого метода затруднено невозможностью жесткой синхронизации работы затвора кинокамеры с работой электронного затвора и началом экспозиции. Кроме того, применение ЭОП уменьшает общую контрастную чувствительность светоприемника. Сочетание электронного затвора с телевизионной системой, а также с кинокамерой, работающей в режиме покадровой съемки, позволяет обойти эти недостатки и получить дополнительный выигрыш в яркости в несколько десятков раз. Ниже приводится описание такой установки. Чувствительность ее [15] позволяет регистрировать отдельные фотоэлектроны (при квантовом выходе 0,1), а время от подачи команды на фотографирование до начала экспонирования не превышает 0,0005 сек.

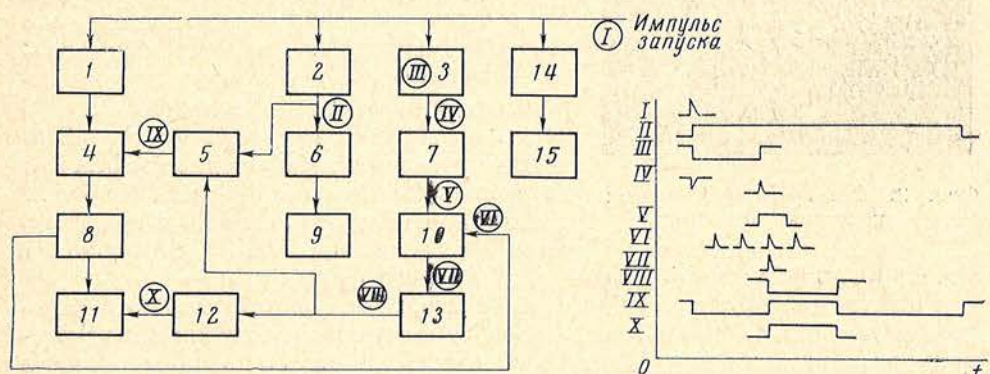
## II

Основная трудность согласования совместной работы кинокамеры, электронного затвора и телевизионного устройства заключается в том, что электромеханическое реле, открывающее затвор кинокамеры, не может срабатывать мгновенно. Время его срабатывания исчисляется десятками миллисекунд, и поэтому необходимо, чтобы возникновение изображения объекта на экране кинескопа запаздывало по отношению к стартовому импульсу на  $0,05 \div 0,1$  сек. Следовательно, в установке должна быть «электронная память», «сохраняющая» изображение до полной готовности кинокамеры к фотографированию экрана кинескопа. Кроме того, необходимо осуществить синхронизацию работы электронного затвора с работой кадровой развертки телевизионного устройства и лентопротяжным механизмом кинокамеры.

Блок-схема основных узлов такой осуществленной нами установки показана на фиг. 1; там же справа приведены эпюры импульсных напряжений в различных участках схемы. Проследим один цикл работы установки. Перед поступлением командного импульса  $I$  электронный затвор и кинескоп заперты, суперортикон находится в режиме непрерывного считывания, а затвор кинокамеры закрыт. Импульс  $I$  приводит в действие механическую систему открывания затвора кинокамеры и одновременно с этим открывает электронный затвор. Изображение объекта с флуоресцирующего экрана ЭОП посредством оптической системы проектируется на фотокатод суперортикона 4 и «запоминается» на его мишени в виде потенци-



ального рельефа. Так как с момента подачи стартового сигнала на суперортрон действует импульс *IX*, считывание не производится. После того как вся сумма света перейдет с экрана ЭОП на суперортрон и реализуется на его мишени в виде потенциального рельефа, а затвор кинокамеры откроется, начинается «рабочее» считывание (импульс *IX*, средняя врезка), длящегося один кадр телевизионной развертки. Благодаря наличию схемы совпадений *10* это считывание начинается с начала кадровой развертки, работающей в непрерывном режиме. Одновременно с началом считывания на кинескоп *11* подается импульс «подсветки» *X* (на все время считывания потенциального рельефа с мишени суперортрона), и изображение объекта оказывается зарегистрированным кинокамерой *9*. После окончания импульса *II* затвор кинокамеры закрывается, и одновременно с этим осуществляется протягивание пленки (подготовка к следующему кадру).



Фиг. 1. Блок-схема установки и эпюры импульсных напряжений в отдельных ее узлах  
*1* — электронный затвор, *2* — ждущий мультивибратор ( $\tau = 0,4$  сек); *3* — ждущий мультивибратор ( $\tau = 0,1$  сек); *4* — суперортрон; *5* — модулятор суперортрона; *6* — электронное реле; *7* — ждущий мультивибратор ( $\tau = 0,08$  сек); *8* — телевизионное устройство; *9* — затвор кинокамеры; *10* — схема совпадений; *11* — кинескоп; *12* — модулятор кинескопа; *13* — ждущий мультивибратор ( $\tau = 0,08, 0,16$  сек); *14* — реле запуска хронографа; *15* — хронограф

Рассмотрим работу отдельных узлов установки. При подаче стартового импульса *I* открывается электронный затвор *1* на заданное время экспозиции. Этот же импульс *I* запускает ждущие мультивибраторы *2* и *3*, генерирующие соответственно импульсы *II* и *III*. Первый из этих импульсов длительностью 0,4 сек. через электронное реле *6* открывает затвор кинокамеры *9* (длительности импульсов даны из расчета работы кадровой развертки телевизионного устройства с частотой 12,5 гц).

Ждущий мультивибратор *3* генерирует импульс *III* длительностью 0,1 сек, задним фронтом которого *IV* запускается ждущий мультивибратор *7*, генерирующий импульс *V*. Этот импульс (длительность его равна длительности развертки одного кадра телевизионного устройства — 0,08 сек.) подводится к схеме совпадений *10*, куда подводится также синхросигналы кадровой развертки *VI*. Результатом работы схемы совпадений является импульс *VII*, назначение которого — запуск ждущего мультивибратора *13*. Этот мультивибратор вырабатывает импульс *VIII*, длительность которого равна длительности одного кадра, а начало синхронизовано с началом кадровой развертки телевизионного устройства *8*. Импульс *VIII* вместе с импульсом *II* подается в схему модулятора *5*, который, складывая их в соответствующих фазах, вырабатывает сложный импульс *IX*. Последний, действуя на суперортрон *4*, запирает его по току луча с момента начала импульса *IX* и отпирает на время длительности импульса *VIII*, начало которого совпадает с началом развертки телевизионного кадра. Регулируя длительность импульса *VIII*, можно ограничивать время считыва-



ния потенциального рельефа с мишени суперорбитона одним или несколькими кадрами (однако практические испытания показали, что качество фотографий выше при однокадровом считывании). В отсутствие импульса IX суперорбитон отперт и производится считывание остаточных зарядов для выравнивания потенциального рельефа на мишени.



Фиг. 2. Фотография Юпитера; экспозиция 0,1 сек.

Импульс VIII подается также и на схему модулятора 12 кинескопа 11, причем в отсутствие импульса кинескоп заперт по току луча, а «подсветка» его производится импульсом X.

Для регистрации момента начала экспозиции к установке подключен печатающий хронограф 15, запускаемый импульсом через электронное реле 14. Первые испытания установки были проведены в середине ноября 1964 г. на телескопе АЗТ-7 ( $D = 200$  мм), у которого при помощи дополнительной оптики эффективное фокусное расстояние было увеличено до 80 м. Команды на фотографирование давались в произвольные моменты времени. На фиг. 2 приведен один из снимков Юпитера, полученный с экспозицией 0,1 сек (кружок в

экваториальной зоне — дефект передающей трубки).

Опыты применения телевизионной системы для импульсного фотографирования астрономических объектов выявили необходимость некоторой ее переделки по сравнению с описанием, опубликованным ранее в [17]. Черезстрочная развертка заменена прогрессивной, в связи с чем расширена полоса частот, пропускаемых видеотрактом. Предусмотрена возможность применения различных стандартов (частота кадров 25 гц, число строк 600 и 900; частота кадров 12,5 гц, число строк 600 и 1200; частота кадров 6,25 гц, число строк 1200), что дало возможность в каждом конкретном случае подбирать наиболее выгодные условия работы. Соответственно каждому стандарту переключается и полоса пропускаемых видеотрактом частот (от 4 до 16 Мгц). Изменена схема подачи командных импульсов и схема модуляторов суперорбитона и кинескопа для обеспечения более стабильной работы в импульсном режиме. С этой же целью в высоковольтном выпрямителе питания анода кинескопа (16 кв) применена электронная стабилизация, благодаря которой при изменении потребляемого тока от 0 до 200 мка и напряжения сети от 180 до 240 в напряжение на аноде кинескопа изменяется не более чем на 0,2 %. Для подбора яркости изображения объекта на экране кинескопа, соответствующей заданному режиму работы кинокамеры, перед экраном кинескопа установлен высокочувствительный экспонометр. Питание его осуществляется от выпрямителей телевизионного устройства, а отсчет показаний ведется либо по прибору на передней панели стойки, либо (в случае импульсной работы устройства) по осциллографу типа СИ-4. У экрана кинескопа помещены часы и табло, указывающие число, месяц и год проведения съемки. Часы и табло подсвечиваются специальным осветителем и фотографируются вместе с объектом.

Для фотографирования используется кинокамера КС-50Б, переделанная для покадровой съемки, с объективом МИР-1 ( $d/f = 1/2,8$ ;  $f = 37$  мм). Размер телевизионного кадра на киноплёнке  $14 \times 14$  мм, что соответствует двукратному уменьшению изображения, проектируемого на фотокатод ЭОП.



### III

Установка, описанная выше, может быть использована для наблюдений звезд и планет на любом телескопе. При этом надо только учитывать, что разрешающая способность ее (15 *штрих/мм*) примерно в четыре раза ниже разрешающей способности обычно используемых в астрономии фотоматериалов. Для оценки величины предельного угла разрешения, получаемого на различных телескопах при использовании описанной установки, приводим формулу

$$\rho'' = \frac{1}{D} \left[ 14400 \frac{D}{F} + 125 \right],$$

где  $D$  — диаметр входного отверстия телескопа,  $F$  — его фокусное расстояние, выраженное в миллиметрах.<sup>1</sup> Эта формула аналогична формуле, характеризующей разрешение телескопов при фотографировании непосредственно на фотопластинки [3, стр. 77], и учитывает как кружок рассеяния, обусловленный приемником света (70  $\mu$ к), так и дифракционный кружок телескопа.

В таблице приводятся результаты подсчета предельного углового разрешения (в секундах дуги), которое можно получить на различных телескопах при использовании описанной в статье аппаратуры. Из данных таблицы видно, что высокое разрешение можно получить только при использовании длиннофокусных систем.

| $D, \text{ мм}$ | $F, \text{ м}$ |     |     |     |     |
|-----------------|----------------|-----|-----|-----|-----|
|                 | 10             | 20  | 40  | 100 | 200 |
| 200             | 2,1            | 1,3 | 1,0 | 0,8 | 0,7 |
| 500             | 1,7            | 1,0 | 0,6 | 0,4 | 0,3 |
| 1000            | 1,6            | 0,8 | 0,5 | 0,3 | 0,2 |
| 2500            | 1,5            | 0,8 | 0,4 | 0,2 | 0,1 |

Необходимо подчеркнуть, что данные, приведенные в таблице, относятся к идеальным по качеству телескопам и не учитывают влияния таких факторов, искажающих изображения объектов, как турбулентция, случайные рефракции, движение масс воздуха в подкупольном пространстве и т. д.

Предложенная авторами установка позволяет осуществлять фотографирование небесных объектов с экспозициями 0,1—0,005 *сек.*:

- а) в любые моменты времени по желанию наблюдателя;
- б) от импульсов, вырабатываемых автоматическим устройством в моменты наилучших изображений объектов;
- в) непрерывно с частотой один снимок в секунду.

Во всех этих случаях величина экспозиции задается положением переключателя на модуляторе электронного затвора.

В монтаже и наладке отдельных узлов установки активное участие принимал В. Е. Бойко, которому авторы выражают глубокую благодарность.

Май 1965 г.

### Литература

1. А. Данжон, А. Куде. Астрон. ж., 17, вып. 1, 1940.
2. О. А. Мельников, И. Г. Колчинский, Н. И. Кучеров. Труды совещания по исследованию мерцания звезд. Изд-во АН СССР, 1959, стр. 63.
3. Д. Д. Максотов. Астрономическая оптика. Гостехиздат, 1946.
4. И. Г. Колчинский. Изв. ГАО (Киев), 3, вып. 27, 1961.



5. G. Texereau. *L'Astronomie*, 73, 5, 1962.
6. J. Rosch. *Adv. in electronics*, 12, 113, 1960.
7. J. Rosch, G. Wlerick, M-lle Boussuge. *Adv. in electronics*, 16, 357, 1962.
8. G. Wlerick, J. Rosch, M. F. Dupre, M. Belier. *Advances in electronics*, 20, 371, 1964.
9. E. P. Martz. *Astron. J.*, 68, № 8, 540, 1963.
10. J. R. Platt. *Astrophys. J.*, 125, 601, 1957.
11. J. Rosch. *Comptes rendus*, 247, 442, 1958.
12. R. G. Bray, R. E. Loughhead. *Austral. J. Phys.*, 14, № 1, 14, 1961.
13. R. L. Gregory. *Nature*, 203, № 4942, 274, 1964.
14. М. М. Бутслов, В. Б. Никонов, И. М. Копылов, А. Б. Северный, К. К. Чуваев. *Астрон. ж.*, 39, 315, 1962.
15. А. Н. Абраменко, Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов и др. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 33, 315, 1964.
16. А. Н. Абраменко. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 34, 338, 1965.
17. Е. С. Агапов, В. Ф. Анисимов, В. Б. Никонов и др. *Изв. Крымской астрофиз. obs.*, 30, 3, 1963.



УЧЕТ ФЛУКТУАЦИЙ ЗВЕЗДНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ  
ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
СЛЕДЯЩИХ СИСТЕМ

И. В. Николаев, И. П. Рожнова, Ю. А. Сабинин

Показана необходимость учета статистических характеристик флуктуаций звездных изображений при расчете систем автоматического гидирования телескопов. На основе экспериментальных данных количественно оцениваются спектральные плотности мерцаний и дрожания изображения звезд. При этом учитываются характер распределения световой энергии внутри турбулентного диска, спектральная характеристика светового потока и тип фотоприемника. Установлено, что амплитуды дрожания изображения звезд для частот выше 1 гц меньше допустимой величины сигнала ошибки.

ALLOWANCE FOR STELLAR IMAGE FLUCTUATIONS IN THE DESIGN OF PHOTOELECTRIC FOLLOWING SYSTEMS, by P. V. Nikolayev, I. P. Rozhnova and Y. A. Sabinin. — The necessity of taking into account the statistical characteristics of stellar image fluctuations in the computations of automatic guiding systems is shown. The spectral densities of scintillation and image motion of stars is estimated quantitatively on the basis of experimental data. The character of the light energy distribution in the turbulent disk, the spectral characteristics of the light flux and the type of photoreceiver are taken into account. It is found that the amplitude of image motion at frequencies higher than 1 Hz is less than the permissible signal error.

Фотоэлектрические следящие системы автоматического гидирования телескопов должны обеспечивать в течение всей экспозиции неподвижность изображения звезды относительно регистрирующего устройства. Свою основную задачу они могут выполнять как воздействием на главные приводы телескопа, так и путем перемещения регистрирующего устройства (например, фотокассеты) или поворота плоскопараллельной пластины из оптического стекла, установленной перед входным элементом регистрирующего устройства (гидирование местными средствами).

При любом способе автоматического гидирования на входе фотоэлектрической следящей системы действуют систематические возмущения, обусловленные атмосферной рефракцией, деформацией трубы телескопа и погрешностью хода часового механизма. На входе фотогида, кроме систематических возмущений, всегда присутствуют случайные возмущения, вызванные дрожанием звездных изображений, и случайные помехи от мерцания их яркости. К числу помех, носящих стационарный случайный характер, следует отнести и шумы фотоумножителя, который обычно используется в системах автоматического гидирования в качестве преобразователя световой энергии в электрическую. Допустимая погрешность работы фотоэлектрических следящих систем, как правило, не превышает нескольких десятых долей секунды дуги. При столь высоких требованиях к точности слежения разработка фотогидов уже не может производиться без учета реакции следящей системы на случайные возмущения и помехи на ее входе. Поэтому основной задачей конструкторов является выбор такой



структурной схемы корректирующих звеньев и параметров отдельных узлов фотоэлектрической следящей системы, при которой результирующая погрешность слежения была бы меньше допустимой, несмотря на наличие как систематических, так и случайных возмущений и помех на ее входе.

Решение этой задачи возможно лишь в том случае, если достаточно хорошо известны характеристики возмущающих сигналов и помех. В режиме нормального слежения, когда погрешность значительно меньше диаметра изображения звезды, фотоэлектрический гид без особых допущений можно рассматривать как линейную следящую систему. Методы расчета линейных следящих систем достаточно хорошо разработаны [1], и на них останавливаться подробно не будем. Покажем лишь, какие характеристики случайных возмущений и помех на входе необходимо иметь, чтобы приступить к проектированию фотогида, оставив в стороне вопрос о систематических возмущениях. Стационарный случайный процесс для анализа и расчета следящих систем достаточно полно характеризуется функцией распределения  $W(x)dx$  и функцией корреляции  $R(\tau)$  или функцией спектральной плотности  $S(\omega)$ . Спектральная плотность стационарного случайного процесса является изображением Фурье ее корреляционной функции и наоборот, т. е.

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau, \quad (1)$$

$$R(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) e^{-j\omega\tau} d\omega. \quad (2)$$

Как известно [2], начальное значение корреляционной функции равно среднему значению квадрата случайной функции  $\bar{x}^2$ , поэтому из выражения (2) следует

$$R(0) = \bar{x}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\omega) d\omega. \quad (3)$$

Если в выражение (3) подставить спектральную плотность ошибки выходного сигнала следящей системы  $S(\omega)_{\text{вых}}$ , то после интегрирования получим средний квадрат ошибки системы от случайного стационарного воздействия на входе. В общем случае спектральная плотность величины ошибки воспроизведения линейной следящей системы может быть определена из соотношения

$$S(\omega) = |\Phi_\varepsilon(j\omega)|^2 S_y(\omega) + |\Gamma(j\omega)|^2 S_{\text{ш}}(\omega) + \Phi_\varepsilon^*(j\omega) S_{\text{ш}}(\omega) \Gamma(j\omega) + \Phi_\varepsilon(j\omega) \times \\ \times S_{\text{ш}}(\omega) \Gamma^*(j\omega). \quad (4)$$

В выражении (4)  $\Phi_\varepsilon(j\omega)$  и  $\Gamma(j\omega)$  — передаточные функции ошибки и сигнала помехи;  $S_{\text{ш}}(\omega)$  и  $S_y(\omega)$  — спектральные плотности, соответствующие взаимной корреляции управляющего сигнала и помех;  $\Phi_\varepsilon^*(j\omega)$ ,  $\Gamma^*(j\omega)$  — передаточные функции, сопряженные функциям  $\Phi_\varepsilon(j\omega)$  и  $\Gamma(j\omega)$ ;  $S_y(\omega)$  и  $S_{\text{ш}}(\omega)$  — спектральные плотности управляющего воздействия и помех на входе следящей системы. В нашем случае, когда отсутствует взаимная корреляция между управляющим случайным сигналом (дрожание изображений звезд) и сигналом помех (мерцание звезд и шумы фотоумножителя) [2] и когда сигнал помех приложен ко входу следящей системы, выражение для спектральной плотности ошибки воспроизведения примет вид

$$S(\omega) = |\Phi_\varepsilon(j\omega)|^2 S_y(\omega) + |\Gamma(j\omega)|^2 S_{\text{ш}}(\omega), \quad (5)$$



где  $\Phi(j\omega)$  — передаточная функция замкнутой следящей системы. На основании формул (3) и (5) для определения среднего квадрата ошибки следящей системы (фотогида), вызванной флуктуациями изображения звезды и шумами фотоумножителя, можно записать:

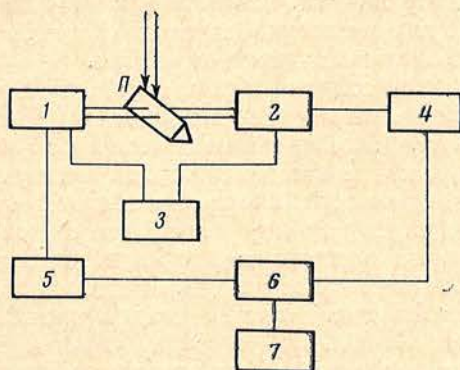
$$\bar{x}^2 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [|\Phi_{\epsilon}(j\omega)|^2 S_y(\omega) + |\Phi(j\omega)|^2 S_n(\omega)] d\omega. \quad (6)$$

Имея величину среднего квадрата ошибки в случае нормального распределения, можно построить кривую функции распределения плотности вероятности ошибки

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi x^2}} e^{-\frac{x^2}{2x^2}} \quad (7)$$

и оценить качество слежения в абсолютных величинах погрешностей.

Резюмируя, отметим, что для проектирования систем автоматического гидирования с учетом случайных воздействий и помех на входе необходимо иметь спектральные плотности случайных возмущений  $S_y(\omega)$  и  $S_n(\omega)$ .



Фиг. 1. Структурная схема фотоэлектрического балансового устройства

$\Pi$  — светоделительная призма; 1—2 — фотоумножители типа ФЭУ-64; 3 — звуковой генератор несущей частоты  $f = 1500$  гц; 4—5 — предусилители; 6 — балансный каскад; 7 — регистрирующее устройство (осциллограф типа Н-102)

точнее говоря, спектральные плотности случайных воздействий, вызванных мерцанием и дрожанием изображений звезд в силу нестабильности земной атмосферы. Шумы фотоумножителя [3] и электронных трактов усиления при этом обычно считают белыми. В настоящее время еще отсутствуют достаточно полные количественные данные о характере процессов дрожания и мерцания изображений звезд. Некоторые экспериментальные работы в этой области наряду с астрономическими обсерваториями проводились в Институте электромеханики. Условия работы аппаратуры во время экспериментов были максимально приближены к условиям работы фотодатчиков и автоматических гидов. Ниже будут приведены некоторые результаты исследований и теоретические предпосылки к более точной обработке экспериментальных данных.

Проанализируем записи мерцаний и дрожаний звезды Сириус, выполненные 4.XII 1963 г. в Крымской обсерватории АН СССР на телескопе АЗТ-7 с помощью фотоэлектрического балансного метода. Не будем подробно останавливаться на самом методе, так как он неоднократно описы-



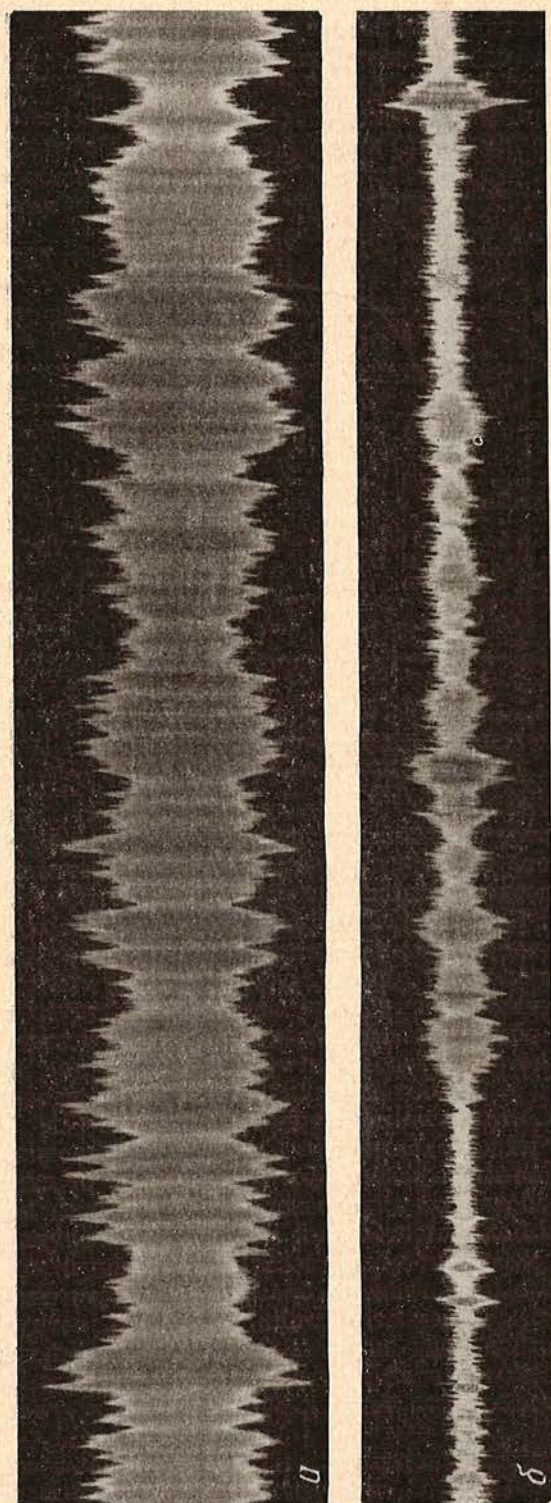
вался [4]. Принцип, который положен в основу метода, ясен из приведенной на фиг. 1 структурной схемы. Заметим лишь, что данная методика не позволяет производить интегральные записи дрожаний звезд длительное время. Светоделительная призма, которая выполняла роль измерительного элемента в данном устройстве, выявляла линейные смещения изображения звезды в несколько микрон. В течение нескольких минут наблюдений могла накопиться ошибка за счет гнутия телескопа, неточности хода часового механизма, атмосферной рефракции и т. д. Поэтому после каждой балансировки устройства, выполняемой вручную, велась запись процесса длительностью от 5 до 30 сек. Баланс достигался перемещением изображения звезды на ребро светоделительной призмы так, чтобы уравнились световые потоки, отраженные от обеих ее граней. Контроль за наличием баланса осуществлялся по экрану электронного осциллографа. Кратковременные записи процесса, естественно, ограничивали и область нижних частот. Запись анализируемого процесса можно сделать любой желаемой длительности, если применить автоматическое корректирующее устройство в виде фотоэлектрического гида.

Наблюдения Сириуса проводились при плохом качестве изображения: размер турбулентного диска звезды равнялся приблизительно 5", звезда находилась низко над горизонтом. Это позволило оценить случайные возмущения, которые могут возникнуть на входе фотоэлектрической следящей системы в наиболее тяжелом режиме работы.

На фиг. 2 представлены осциллограммы мерцаний и дрожаний изображения Сириуса, записанные на шлейфном осциллографе типа Н-102. Скорость записи 100 мм/сек. На верхней осциллограмме записано мерцание яркости звезды. Изображение звезды при этом эксперименте полностью проектировалось на одну из граней светоделительной призмы. Обработка записи позволяет определить глубину модуляции светового потока, обусловленную мерцанием, по отношению к средней яркости звезды и оценить спектральную плотность огибающей. Приведенный участок осциллограмм соответствует 0,7 сек. Нижняя запись иллюстрирует характер дрожания изображения звезды. Ребро светоделительной призмы направлено параллельно суточному движению, развертка процесса происходит по кругу склонения. При этом балансная фотоэлектрическая система реагирует как на собственные дрожания турбулентного диска изображения звезды, так и на сцинтилляцию световой энергии внутри турбулентного диска. Последнее, как известно, приводит к нарушению дифракционной картины и как следствие — к ухудшению качества изображения [5]. На пульсацию величины изображения звезды, которая иногда встречается при наблюдениях, система практически не реагирует. Но, по-видимому, увеличение изображения звезды (пульсация) не может происходить без более интенсивных переливов энергии внутри турбулентного диска, а это в свою очередь должно привести к некоторому изменению характера спектральной плотности [6].

Выше отмечалось, что спектральную плотность  $S(\omega)$  (1) легко определить на основе автокорреляционной функции  $R(\tau)$  (2), которую можно построить путем статистической обработки приведенных выше осциллограмм. Процесс этот весьма трудоемкий, если его выполнять вручную. В последние годы появились вычислительные устройства, которые позволяют производить любую статистическую обработку случайных процессов с пленок, бумажной ленты и т. д. (например, электронная вычислительная машина типа ЭАСП-С). Балансный метод обычно позволяет записать кривую фототока электронного умножителя или кривую напряжения на его нагрузке, характеризующие либо мерцания, либо дрожания изображения звезд в зависимости от того, какое исследование производится. Однако для определения величины и характера дрожаний звездных изображений записи электрических сигналов необходимо перевести

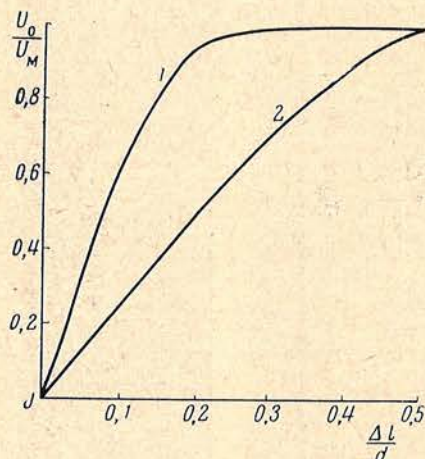




Фиг. 2. Осциллограммы записи характера звездного изображения  
а — мерцания яркости изображения звезды; б — прожания изображения звезды



в угловые величины, т. е. при обработке осциллограмм всегда следует учитывать зависимость амплитуды электрического сигнала от величины смещения изображения с грани светоделительной призмы. При этом необходимо принимать во внимание характер распределения световой энергии в кружке изображения звезды, спектральную характеристику светового потока и тип катода фотоумножителя. На фиг. 3 приведены две графические зависимости амплитуды сигнала на выходе балансного устройства от величины смещения (амплитуды дрожания) изображения с ребра призмы. Кривая 1 соответствует дифракционному закону распределения световой энергии в кружке изображения, а кривая 2 — равномерному. Обе кривые построены для сурьмяно-цезиевого фотокатода. По оси ординат фиг. 3 отложены



Фиг. 3. Характеристика чувствительности фотодатчика

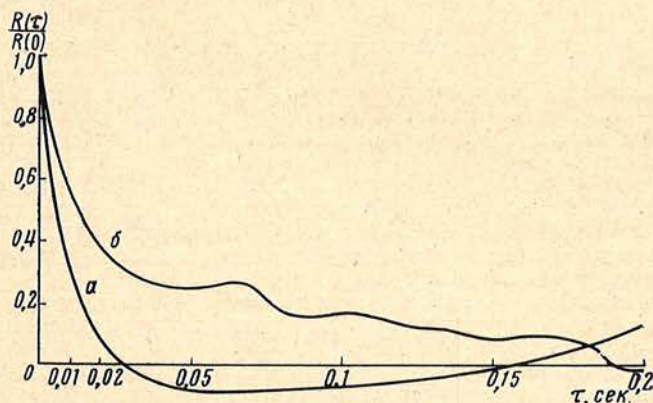
значения отношения амплитуды напряжения на выходе балансного устройства  $U_0$  к напряжению, соответствующему полному световому потоку от звезды  $U_M$ . Ось абсцисс проградуирована в долях диаметра изображения звезды ( $\Delta l$  — амплитуда смещения изображения звезды,  $d$  — диаметр изображения звезды). Измерение величины смещения изображения с грани призмы в долях диаметра изображения весьма удобно, так как позволяет получить графики, пригодные для изображения любой величины. По этим же соображениям при расчете систем автоматического гидирования целесообразно допустимые погрешности также задавать в долях диаметра изображения. Кривая 1 фиг. 3 построена для эффективной температуры звезды  $T = 30\,000^\circ \text{K}$ , однако ею можно пользоваться и для более холодных звезд, что легко подтвердить расчетами [7].

Как указывалось выше, наблюдения Сириуса производились вблизи горизонта, изображение имело размер  $5''$  и было далеко от дифракционно-го. Поэтому при обработке осциллограмм фиг. 2 авторы пользовались кривой 2 фиг. 3. Для более тщательных исследований флуктуаций положения изображений звезд фотоэлектрическим балансным методом необходимо одновременно с регистрацией дрожаний снимать фотоэлектрический разрез изображения, как это делали, например, сотрудники Пулковской обсерватории [8] при изучении качества изображений звезд. Наличие фотометрических разрезов позволит при обработке записей дрожаний более точно перейти от электрических сигналов к угловым перемещениям изображений.

На фиг. 4 приведены нормированные корреляционные функции мерцания и дрожания Сириуса, полученные с помощью фотоэлектрического балансного метода. Значение корреляционных функций  $R(\tau)$  при  $\tau = 0$  для дрожания было  $R(0) = (0,22 d)^2$ , для мерцания  $R(0) = (0,25 B)^2$ ,

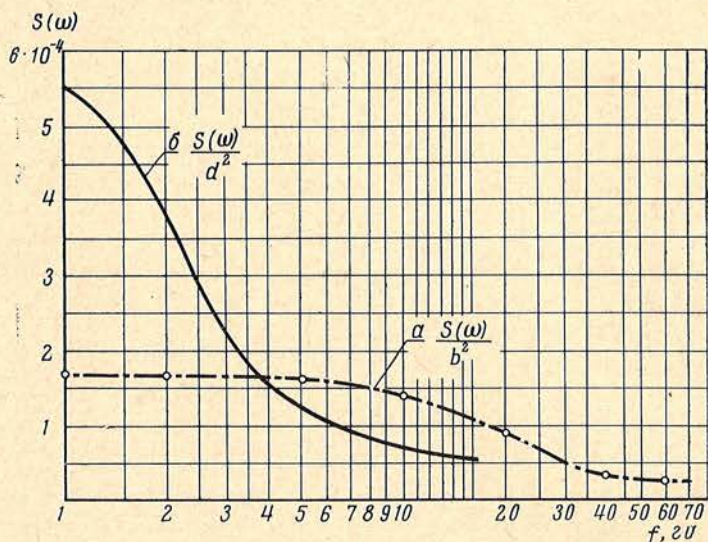


где  $d$  — диаметр изображения звезды и  $B$  — средняя яркость ее. Кривые спектральной плотности, построенные методом численного интегрирования приведенных на фиг. 4 автокорреляционных функций, представлены на фиг. 5. Полученные характеристики удовлетворительно согласуются



Фиг. 4. Нормированные автокорреляционные функции мерцания (а) и дрожания (б) изображения звезды

с результатами других исследований в этой области. Возвращаясь к графику спектральной плотности дрожаний (фиг. 5), можно констатировать, что при частотах выше 1 гц амплитуда дрожаний не превышает  $0'',12$  при  $d = 5''$ . Это дает основание полагать, что уже в настоящее время можно создавать автоматические гиды, способные отрабатывать при



Фиг. 5. Спектральные плотности  
а — мерцания изображения звезды; б — дрожания изображения звезды.

наличии мерцаний возмущения, обусловленные дрожаниями, так как существенные амплитуды дрожаний имеют место на частотах ниже 1 гц. Однако полученные Институтом электромеханики количественные сведения о характере дрожаний звездных изображений не могут считаться исчерпывающими для строгого расчета автоматических гидов. Необходимо аналогичные работы выполнить для ряда мест и разных времен года.



различных диаметров входных отверстий телескопов, различных зенитных расстояний и т. д. Поэтому целесообразно организовать систематическое комплексное исследование нестабильности звездных изображений.

Май 1965 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Д. В. Васильев, Г. С. Филиппов. Основы теории и расчета следящих систем. М.—Л., Госэнергоиздат, 1959.
2. Д. В. Васильев, А. В. Фатеев и др. Расчет следящего привода. Л., Судпромгиз, 1958.
3. Н. О. Чечик, С. М. Файнштейн, Т. М. Лифшиц. Электронные умножители. М., Гостехиздат, 1957.
4. И. П. Рожнова, Ю. А. Сабинин. Статистический анализ случайного неэлектрического процесса фотоэлектрическим методом. Сборник работ по вопросам электромеханики. Вып. IX. Изд-во АН СССР, 1963.
5. О. А. Мельников, И. Г. Колчинский, Н. И. Кучеров. Мерцание и дрожание изображений звезд. Астроклимат. Труды Совещания по исследованию мерцания звезд. Изд-во АН СССР, 1959.
6. W. Wabersky. Publ. Astron. Soc. Pacific, 75, N 442, 1963.
7. П. В. Николаев. Анализ работы фотодатчика с полудисковым модулятором светового потока в системах автоматического ведения телескопов. Сборник работ по вопросам электромеханики. Вып. IX. Изд-во АН СССР, 1963.
8. А. Н. Демидова, Н. В. Быстрова. Изв. ГАО в Пулкове. 21, вып. 6, № 165, 1960.



ЭЛЕКТРОННЫЙ ТЕРМОСТАТ  
ДЛЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ФИЛЬТРА

К. Я. Лиморенко

Приведено описание схемы на полупроводниковых элементах, применяемой в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, для термостатирования ИПФ.

AN ELECTRONIC THERMOSTAT FOR THE BIREFRINGENT FILTER, by K. Ya. Limorenko. — A description is given of a scheme with semiconductor elements used for thermostatic control the birefringent filter in the Crimean Astrophysical Observatory of the USSR Academy of Sciences.

При работе интерференционно-поляризационных светофильтров (ИПФ) требуется очень высокая степень термостатирования — температура должна поддерживаться постоянной с точностью  $\pm 0,05$ . Существующие конструкции термостатов, работающие на электронных лампах, имеют большие недостатки. Из-за малого срока службы ламп, при круглосуточной работе термостата, он быстро выходит из строя, требуются добавочные регулировки при замене ламп и т. д.

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР разработана схема термостата на полупроводниках, свободная от указанных недостатков. Эта схема проверена в практической работе в течение уже более 3 лет.

Питание подогревателя ИПФ («печь») осуществляется от сети переменного тока 127 в (50 гц). Максимальная мощность, потребляемая печью, около 60 вт.

Печь ИПФ включена непосредственно в сеть через нормально закрытый контакт термореле ТБР (см. фигуру), сигнально-предохранительную лампу СЛ и нормально открытый контакт реле РП-2, которое служит управляющим элементом, замыкая и размыкая цепь питания.

Управление контактом реле РП-2 осуществляется электронной схемой, состоящей из следующих элементов. В корпусе ИПФ вмонтировано термосопротивление  $R_4$  (типа ММТ-1), которое служит датчиком температуры. Это сопротивление входит в состав моста, другими элементами которого служат сопротивления  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ . К измерительной диагонали моста подключен вход усилителя  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$ . Мост питается переменным током 6 в (50 гц) от обмотки IV трансформатора  $Tr_1$ .

Усилитель переменного тока  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ ,  $T_4$  питается от двухполупериодного выпрямителя, собранного на диодах  $D_1$ ,  $D_2$ ; напряжение 20 в. На выход усилителя переменного тока подключен фазочувствительный элемент — триод  $T_5$ , в коллекторную цепь которого включено реле РП-4. На триод  $T_5$  подается опорное напряжение с одной половины выпрямителя только через диод  $D_1$ .

Для облегчения режима работы контактов реле РП-4 ток на реле РП-2, замыкающем силовую цепь, подается через усилитель постоянного тока,



собранный на триодах  $T_6$ ,  $T_7$ , работающих по схеме составного триода. В коллекторную цепь составного триода включено реле РП-2. Усилитель постоянного тока питается от выпрямителя на диодах  $D_4$  —  $D_7$ , дающего напряжение 15 в.

Принцип работы прибора следующий. При понижении температуры прибора ниже заданной сопротивление  $R_4$  становится больше  $R_1$  и на входе усилителя переменного тока появляется напряжение, по фазе совпадающее с опорным напряжением триода  $T_5$ . Триод открывается, появится ток в обмотке реле РП-4, и его контакты закроются. Этим отойдет усилитель постоянного тока  $T_6$ ,  $T_7$ , через обмотку реле РП-2 пойдет ток, и его контакты закроются, включив цепь питания печи ИПФ.

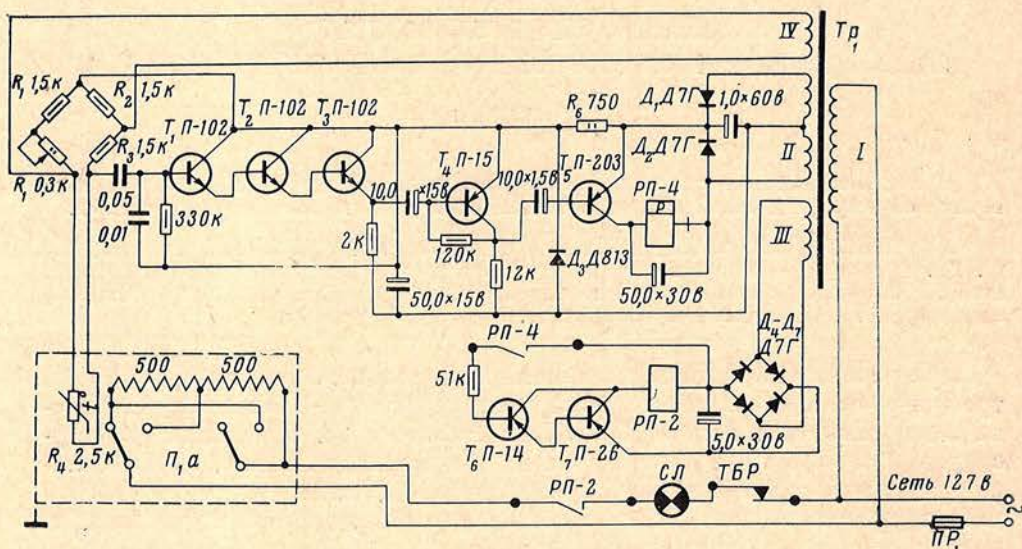


Схема термостатирования ИПФ на полупроводниковых триодах

При достижении прибором заданной температуры сопротивления  $R_4$  и  $R_1$  сравниваются, мост будет сбалансирован и напряжение на входе усилителя станет равным нулю. Триод  $T_5$  закроется, и силовая цепь разорвется.

Из-за температурной инерции прибора температура ИПФ будет несколько выше заданной (превышение обычно порядка  $0^{\circ},05$ ). В результате соотношение сопротивлений изменится и на входе усилителя появится напряжение в противофазе с опорным напряжением триода  $T_5$ , что обеспечит еще более надежное запирающее этого триода, а тем самым и отключение силовой цепи печи. При охлаждении прибора цикл повторится и т. д. В установившемся режиме колебания температуры ИПФ не превосходят  $\pm 0^{\circ},05$ .

Рассмотрим теперь несколько подробнее отдельные узлы схемы. Первый каскад усилителя переменного тока собран по схеме «составного триода» на трех триодах типа П-102. Такая схема уменьшает мощность, потребляемую входной цепью усилителя. Амплитудная характеристика линейна по выходу до 10 в.

Усилитель проверялся в диапазоне температур от  $-15$  до  $+55^{\circ}$ . При изменении температуры в этих пределах дрейф напряжения на нагрузке триода  $T_5$  не превышал 100 мв.

Коэффициент усиления по напряжению около 4000 и мало изменяется при изменении температуры.

Применение на выходе усилителя фазочувствительной схемы существенно повышает его помехоустойчивость, уменьшает требования к стабиль-



ности питания. Поэтому можно было ограничиться стабилизацией питания первых двух каскадов усилителя применением стабилитрона  $D_5$  и сопротивления  $R_6$ .

Мощность печи ИПФ может быть изменена с помощью переключателя  $П_{1a}$ . При внешней температуре выше нуля два сопротивления печи включаются последовательно, и ее мощность равна 15 *вт*. При более низких температурах сопротивления включаются параллельно и мощность достигает 60 *вт*.

Начальная температура ИПФ задается изменением сопротивления  $R_1$  моста по индикаторному термометру, вмонтированному в ИПФ. От возможного случайного перегрева печь ИПФ защищена двумя элементами. Термобиметаллическое реле разомкнет силовую цепь печи, если температура прибора будет на 5° превышать заданную. Если же произойдет какое-либо замыкание в обмотке печи или ток резко возрастет от других причин, перегорит сигнальная лампа  $СЛ$  и разорвет цепь.

Вся схема термостабилизатора собрана на шасси реле ЭП-103-А и установлена непосредственно на корпусе ИПФ. Размеры шасси 110 × 95 × 85 *мм*. Вне этого шасси находятся нагреватель, датчик температуры  $R_4$  и термобиметаллическое реле  $ТБР$ .

Схема разработана в 1959 г. В режиме постоянной готовности, непрерывного включения она работает с 1962 г.

Май 1965 г.



Известия Крымской астрофизической обсерватории  
Том XXXV

Утверждено к печати  
Крымской астрофизической обсерваторией АН СССР

Редактор издательства Ю. И. Ефремов  
Технические редакторы Т. А. Прусакова, И. Н. Дорохина

Сдано в набор 22/III 1966 г. Подписано к печати 9/VIII 1966 г.  
Формат 70×108<sup>2</sup>/<sub>16</sub>. Печ. л. 19,25+5 вкл. Усл. печ. л. 28. Уч.-изд. л. 24 (23,6+0,4 вкл.)  
Тираж 1200 экз. Изд. № 657. Тип. зак. 423. Т-11922.  
Цена 1 р. 69 к.

Издательство «Наука»  
Москва, К-62, Подсосенский пер., 21

---

2-я типография издательства «Наука»  
Москва, Г-99, Шубинский пер., 10