

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

---

ИЗВЕСТИЯ  
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ  
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ XI



---

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР  
МОСКВА—1954

Редакционная коллегия:

Доктор физ.-мат. наук *А. Б. Северный* (ответственный редактор), академик *Г. А. Шайн*, кандидаты физ.-мат. наук *В. Ф. Газе* (зам. ответственного редактора) и *П. П. Доброправин*



## ДИФФУЗНЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ТУМАННОСТИ в М 33

Г. А. Шайн

Были получены фотографии М 33 при помощи 640-миллиметровой светосильной камеры ( $F : 1.4$ ) в комбинации с фильтрами, пропускающими довольно узкий участок спектра около  $H_{\alpha}$ ,  $\lambda 3727$  [OII], а также более широкий участок в желтых лучах. Сравнение этих снимков позволило выявить 82 диффузные эмиссионные туманности (табл. 1 и фиг. 2) и не менее 200 объектов высокой светимости без возможности разделения их на группы горячих звезд, отдельные горячие сверхгиганты и диффузные туманности с непрерывным спектром. Характерной особенностью М 33 является богатство объектами типа I. Эмиссионные туманности в М 33 располагаются в значительном большинстве на главных и других менее заметных спиральных рукавах (фиг. 2а и 2б).

Целью работы является выявление диффузных туманностей в М 33 и изучение их распределения. При помощи светосильной 640-миллиметровой камеры ( $F : 1.4$ ) в комбинации с фильтрами KC5 (типа RG2) типа OG1 и UG2 была получена серия снимков М 33. Фильтры KC5 и UG2 в комбинации с соответствующими пластинками выделяют довольно узкую область, включающую линии  $H_{\alpha}$  и  $\lambda 3727$  [OII]. Изображения на снимках с фильтром типа OG1 очень мало зависят от линии  $H_{\alpha}$ . Снимок М 33 с фильтром UG2 дан на фиг. 1 (черточка к NW от ядра есть дефект).

За очень малым исключением диффузные объекты при небольшом масштабе нашего инструмента ( $4'$  в 1 мм) практически не отличимы от звезд. Одна из больших трудностей заключается в том, что по причине довольно сильного фона туманности невозможно сколько-нибудь точно определять яркость слабых объектов. Кроме того, мы еще не имеем систем звездных величин, соответствующих области около  $H_{\alpha}$  и  $\lambda 3727$ . Поэтому был выбран путь простого сравнения снимков, полученных в разных лучах, при помощи блинк-микроскопа. При очень большой светосиле камеры наши возможности ограничены в отношении очень слабых звезд и звездобразных объектов; в данном случае это является серьезным недостатком для такого рода работы. Необходимо заметить, что в известных (по их спектру) эмиссионных туманностях в М 33 непрерывное излучение составляет заметную долю интегрального излучения; частично это вызвано возбуждающими звездами, находящимися внутри туманностей. Поэтому выявление эмиссионных туманностей во внегалактических системах при сравнении снимков,

снятых в лучах около  $H_{\alpha}$ ,  $\lambda$  3727 и вне этих областей, гораздо труднее, чем для диффузных туманностей в Галактике.

При наших инструментальных и фотографических средствах представлялось целесообразным сначала сравнить на блинк-микроскопе пластинки, полученные с фильтром OGI и UG2. Пластинки и экспозиции были так подобраны, чтобы на фиолетовом снимке звезды класса К были много слабее, класса А немного слабее, а звезды В более или менее сравнимы. В отношении спектров была использована площадка SA 45 [1]. Таким образом, это сравнение позволяет выделить диффузные туманности с эмиссионным или непрерывным спектром, скопления горячих звезд, возможно, даже отдельные белые сверхгиганты. Однако выделение отсюда эмиссионных туманностей очень ненадежно. Всего таким путем мы выделили в М 33 около 230 объектов. Учитывая обычно большую галактическую широту внегалактических систем, можно сказать, что эти объекты с сильным фиолетовым излучением не могут принадлежать нашей Галактике (вероятность этого очень мала).

Выделенные таким образом объекты в М 33 затем сравнивались на блинк-микроскопе на снимках, полученных с узким красным фильтром КС5 и с тем же желтым фильтром типа OGI. Экспозиции и пластинки были так подобраны, чтобы белые звезды были приблизительно одинаковы по почернению. В таком случае заметный избыток в красных изображениях приписывался влиянию эмиссионной линии  $H_{\alpha}$ . Проверкой служили 25 эмиссионных объектов в М 33, которые ранее обнаружили по спектру Мэйолл и Аллер [2]. С другой стороны, избыток на снимках с КС5 имеет место также и для более красных звезд, но эти звезды могли быть исключены ранее при сравнении снимков, полученных с желтым фильтром OGI и фиолетовым фильтром UGII.

Чтобы получить возможно более надежные результаты, эмиссионными объектами мы считали только те, которые при 8-балльной шкале (исключая NGC 604) были бы в красных лучах на две и больше единиц сильнее, чем в желтых. Если различие между изображениями UGII и OGI было очень значительно, то этот предел в небольшом числе случаев иногда снижался. Таким путем из 230 объектов, выделенных нами в М 33, только 82 мы считаем эмиссионными. При нашем методе мы собственно исключаем из рассмотрения наиболее слабые объекты. Но можно не сомневаться в том, что среди последних, вероятно, довольно много эмиссионных объектов. Мы думаем, что из 82 объектов лишь немногие могут оказаться не эмиссионными туманностями.

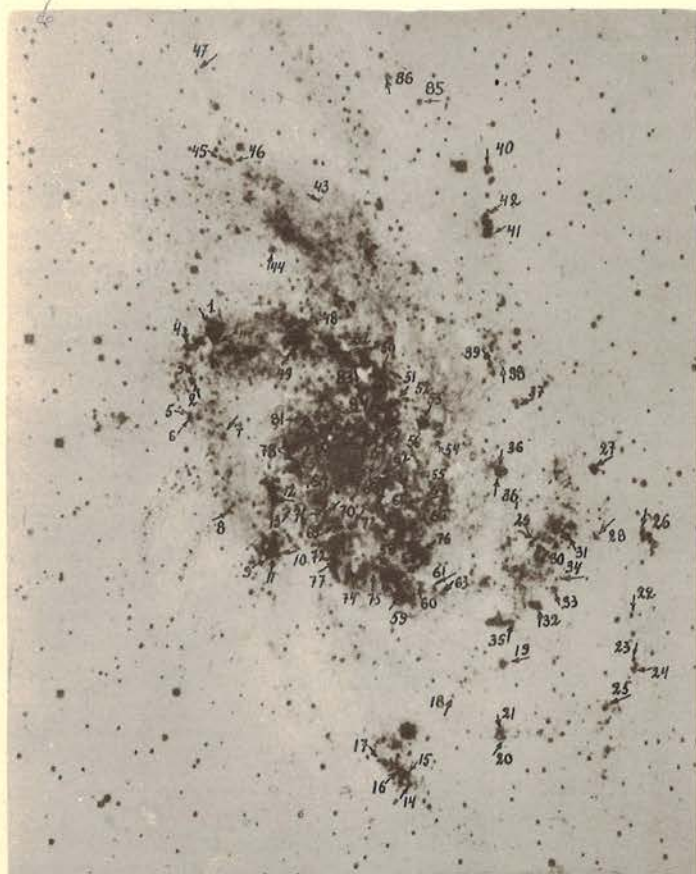
Выделенные эмиссионные объекты даны в табл. 1 и нанесены на фиг. 2а. Две туманности 87 и 88 находятся вне фиг. 2а, но имеются на краях фиг. 2б.

В первом столбце таблицы наряду с текущим номером даны номера объектов, отмеченных ранее Мэйоллом и Аллером, в том числе шесть их туманностей с непрерывным спектром С [2]. Во втором, третьем и четвертом столбцах даны относительные оценки яркости в красных, желтых и фиолетовых лучах (0 означает здесь условно первую степень интенсивности).





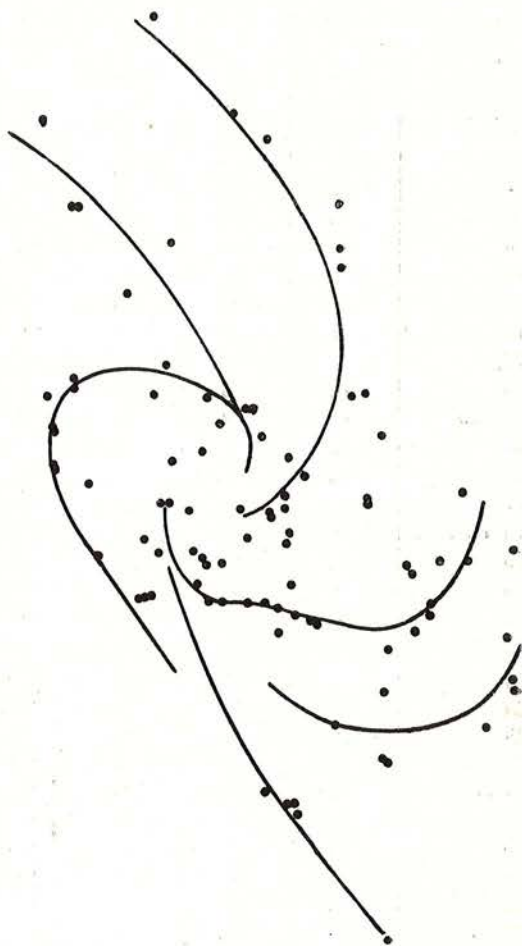
Фиг. 1. Туманность М 33



Фиг. 2а. Фотография М 33

В некоторых случаях мы имеем несколько центров или конденсаций, которые можно объединить в одно образование. Иногда для них дан один номер, иногда указаны наиболее яркие детали. В этой стадии работы мы не рассматриваем более слабые объекты, хотя многие из них являются диффузными туманностями или объектами очень высокой светимости. Число таких объектов на наших photographиях, вероятно, значительно превосходит 300. Поэтому табл. 1 далеко не является исчерпывающей в отношении интересующих нас объектов даже для нашего инструмента и нашего фотографического материала. Из очень краткой заметки Харо нам известно об обнаружении им при помощи 650-миллиметровой призматической камеры обсерватории в Тонанцингта 97 объектов с  $H_{\alpha}$  в эмиссии [3]. Совсем недавно, когда настоящая работа уже заканчивалась, Аллер прислал рукопись о диффузных туманностях в М 33, в которой дан список около 150 объектов, полученных с большой призматической камерой в Мичигане [4]. К сожалению, ни в той, ни в другой работе нет ни photographий, ни карты, ни положений этих объектов, и мы не знаем, насколько они идентичны с объектами, которые мы выделили из сравнения снимков, полученных с красным, желтым и фиолетовым фильтрами.

Выделенные 230 объектов (в действительности их много больше) ярче  $16^m$  в системе красных величин, и их абсолютная величина не меньше  $-5.5$ . Как было упомянуто выше, помимо диффузных туманностей, здесь находится очень много групп и скоплений преимущественно горячих звезд и, возможно, отдельных белых сверхгигантов. Мы не знаем спектрального состава ветвей спирали, но сравнение наших снимков в трех довольно узких участках спектра указывает на то, что неразложившиеся детали (в особенности в более внешних частях) очень богаты фиолетовым излучением. Создается впечатление, что М 33 чрезвычайно богата объектами типа I. На обилие голубых звезд здесь обратил внимание



Фиг. 26. Схематическое распределение диффузных туманностей в М 33



Таблица 1

| №                 | Оценка яркости |                |                | №                 | Оценка яркости |                |                |
|-------------------|----------------|----------------|----------------|-------------------|----------------|----------------|----------------|
|                   | красн.         | желт.          | фиолет.        |                   | красн.         | желт.          | фиолет.        |
| 1 NGC 604         | 10             | —              | 10             | 45 9 <sub>в</sub> | 1 <sub>5</sub> | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 1 <sub>1</sub>    | 4              | 0              | 4              | 46 9 <sub>с</sub> | 3              | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 2                 | 4              | 1 <sub>5</sub> | 4              | 47 9 <sub>а</sub> | 2 <sub>5</sub> | 0              | 3              |
| 3                 | 3 <sub>5</sub> | 1              | 3 <sub>5</sub> | 48                | 5 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 5 <sub>5</sub> |
| 4                 | 3              | 1 <sub>5</sub> | 4              | 49 5C             | 2              | 1              | 4              |
| 5                 | 4              | 0 <sub>5</sub> | 4              | 50                | 5              | 1              | 4 <sub>5</sub> |
| 6                 | 2 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 2 <sub>5</sub> | 51                | 2 <sub>5</sub> | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 7                 | 3 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 4 <sub>5</sub> | 52                | 3              | 0 <sub>5</sub> | 3              |
| 8 4C              | 2 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 3 <sub>5</sub> | 53 NGC 595        | 7 <sub>5</sub> | 3 <sub>5</sub> | 7              |
| 9                 | 3              | 1 <sub>5</sub> | 3              | 54                | 4              | 0              | 4              |
| 10                | 3 <sub>5</sub> | 1              | 4              | 55                | 2              | 0              | 3              |
| 11                | 3              | 1              | 3 <sub>5</sub> | 56                | 2              | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| {12 2             | 5 <sub>5</sub> | 2              | 5              | 57                | 3 <sub>5</sub> | 1              | 4              |
| 12 <sub>1</sub>   |                |                |                | 58 16             | 3 <sub>5</sub> | 1              | 3 <sub>5</sub> |
| 13                | 2 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 2 <sub>5</sub> | 59 IC 137C        | 3              | 2              | 4 <sub>5</sub> |
| 14 19             | 5              | 1              | 4 <sub>5</sub> | 60                | 3              | 0              | 4              |
| 15                | 2 <sub>5</sub> | 0              | 3              | 61 14             | 4              | 1              | 4              |
| 16                | 2 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 3 <sub>5</sub> | 62                | 2              | 0              | 3              |
| 17                | 3              | 0 <sub>5</sub> | 3              | 63                | 2              | 0              | 3              |
| 18 IC 135         | 3              | 0              | 3              | 64                | 3              | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 19                | 2 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 3 <sub>5</sub> | 65                | 2              | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 20                | 3              | 1              | 3 <sub>5</sub> | 66                | 3              | 0              | 4              |
| 21 8 <sub>с</sub> | 4              | 2              | 5              | 67                | 3              | 1              | 3              |
| 22 8 <sub>а</sub> | 2              | 0              | 2 <sub>5</sub> | 68 18             | 2 <sub>5</sub> | 0              | 3              |
| 23                | 2              | 0              | 3              | 69                | 2 <sub>5</sub> | 1              | 3 <sub>5</sub> |
| 24                | 2              | 0              | 3 <sub>5</sub> | 70                | 3              | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 25 6              | 4 <sub>5</sub> | 3              | 5 <sub>5</sub> | 71                | 3 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 4              |
| 26                | 3              | 1              | 3 <sub>5</sub> | 72                | 3              | 1              | 4              |
| 27 NGC 588        | 7 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 7 <sub>5</sub> | { 72 <sub>1</sub> | 2 <sub>5</sub> | 1              | 3 <sub>5</sub> |
| 28                | 2              | 0              | 4              | 72 <sub>2</sub>   | 2 <sub>5</sub> | 1              | 4              |
| 29                | 2 <sub>5</sub> | 0              | 3              | 72 <sub>3</sub>   | 2 <sub>5</sub> | 1              | 4              |
| 30                | 2 <sub>5</sub> | 1              | 4              | 73                | 2 <sub>5</sub> | 1              | 4 <sub>5</sub> |
| 31                | 2 <sub>5</sub> | 0              | 4              | 74                | 4              | 1              | 3 <sub>5</sub> |
| 32 7              | 5              | 2 <sub>5</sub> | 6              | 75                | 3              | 1              | 4              |
| 33                | 2              | 0              | 3 <sub>5</sub> | 76 13C            | 2              | 2              | 5              |
| 34                | 2              | 0              | 2 <sub>5</sub> | 77                | 3 <sub>5</sub> | 2              | 4              |
| 35                | 2              | 0              | 4 <sub>5</sub> | 78                | 3              | 0 <sub>5</sub> | 4              |
| {36 NGC592C       | 4 <sub>5</sub> | 3              | 5              | 79 11             | 4              | 2              | 4              |
| 36 <sub>1</sub>   | 5              | 3 <sub>5</sub> | 5 <sub>5</sub> | 80                | 3              | 0 <sub>5</sub> | 2 <sub>5</sub> |
| 37                | 2              | 0 <sub>5</sub> | 3 <sub>5</sub> | 81                | 4              | 1              | 4              |
| 38 IC 131         | 6              | 1              | 6 <sub>5</sub> | 82 IC 142         | 5 <sub>5</sub> | 3              | 6              |
| 39                | 2 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 3              | 83                | 3              | 0              | 3              |
| 40 IC 132         | 6 <sub>5</sub> | 0 <sub>5</sub> | 4              | 84                | 3 <sub>5</sub> | 0              | 2 <sub>5</sub> |
| 41 IC 133         | 4 <sub>5</sub> | 1              | 4              | 85                | 2              | 0 <sub>5</sub> | 4 <sub>5</sub> |
| 42 20             | 1 <sub>5</sub> | 0              | 3              | 86 15             | 2              | 0              | 4              |
| 43                | 2              | 0              | 2 <sub>5</sub> | 87 12C            | 0              | 0 <sub>5</sub> | 2 <sub>5</sub> |
| 44 3              | 5              | 2              | 5              | 88 1              | 3 <sub>5</sub> | 1 <sub>5</sub> | 5              |

еще Хаббл [5]. Предположение о многочисленности объектов типа I высказал также Аллер [4]. Относительное количество объектов типа I в М 33, вероятно, гораздо больше, чем в М 31. Далее, диффузные туманности в М 33 встречаются заметно в большем числе, чем в М 31, и, кроме того, в среднем они заметно ярче, и здесь же встречаются очень яркие туманности (NGC 604, NGC 595, NGC 592, NGC 588 и др.).

Достоин внимания распределение эмиссионных туманностей в М 33. Мы даем на фиг. 2а фотографию и рядом на фиг. 2б в том же масштабе отдельно распределение эмиссионных объектов из табл. 1. Наш список не полный, однако сравнение не оставляет сомнения в том, что эмиссионные туманности выявляют весьма серьезную тенденцию располагаться вдоль спиральных ветвей. Но и в этом отношении, возможно, имеется некоторая особенность. В М 33 мы имеем как будто большее рассеяние, чем в М 31 [6], хотя в основном туманности в М 33 также располагаются на спиральных ветвях. Может быть, это находится в связи с более сложной и развитой спиральной структурой М 33. Здесь можно отметить, что, наряду с более сильными спиральными ветвями, имеется несколько менее заметных ветвей. Некоторые из последних схематически показаны на фиг. 2б. В связи с большим развитием спиральной структуры даже в более внутренних частях М 33, может быть, находится факт наличия и здесь немалого числа туманностей.

Более подробное исследование распределения диффузных туманностей и вообще обилия объектов типа I в М 33 и М 31 имеет большое значение для интерпретации спиральной структуры нашей Галактики и распределения в ней диффузных туманностей и горячих звезд высокой светимости.

В этой работе деятельное участие принимали П. Ф. Шайн (блинкование, оценка относительной яркости и отождествление), Е. И. Иосько и Г. С. Горбачев (репродукции и карта).

#### Л и т е р а т у р а

1. Bergedorfer. Spectral-Durchmusterung, 3, 12, 1947.
2. N. U. Mayall a. L. H. Aller. Ap. J., 95, 5, 1942.
3. G. Haro. Astron. Journ. 55, 66, 1950.
4. L. H. Aller. Manuscript.
5. E. Hubble. Ap. J., 63, 236, 1926.
6. W. Baade a. N. U. Mayall. Problems of Cosmical Aerodynamics, 165, 1951.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ДИФфуЗНОЙ ТУМАННОСТИ NGC 7000*С. Б. Пикельнер*

Спектры туманности получены при помощи небулярного спектрографа. Измерялись относительные интенсивности линий  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $\lambda 3727$ , [SII] и линия ночного неба  $\lambda 5577$ , которая позволила перейти к абсолютным значениям интенсивности. Учитывалось межзвездное поглощение; указано на наличие второго пылевого облака перед «Пеликаном». Подтверждено, что звездой, возбуждающей туманности NGC 7000 и «Пеликан», является HD 199579 класса O7, а звезда HD 199081 класса B3 с «Пеликаном» не связана. Двумя способами — по абсолютной яркости и по радиусу зоны ионизации — оценена плотность туманности (около 10 атомов водорода на  $1 \text{ см}^3$ ) и ее масса — несколько сотен масс Солнца. В двух предположениях о величине  $T_e$  оценено относительное содержание кислорода в туманности — от  $1.7 \cdot 10^{-5}$  до  $6.7 \cdot 10^{-4}$ .

Спектры туманности NGC 7000, называемой иначе Северная Америка, были получены при помощи небулярного спектрографа Крымской астрофизической обсерватории, изготовленного отечественной оптико-механической промышленностью. Оптическая часть была рассчитана Д. Д. Максудовым, конструкция — Б. К. Иоаннисиани. Основной частью спектрографа является менисковая камера  $F : 1$  с отверстием 150 мм. Перед мениском из крона монтированы две призмы из флинта, одна из которых может быть снята. Оптическая схема спектрографа изображена на фиг. 1. Щелью служат два плоских зеркала, основное и дополнительное, длиной 70 и 20 см, закрываемые шторками. Свет туманности от щелевого зеркала отражается к верхнему плоскому круглому зеркалу диаметром 68 см, плоскость которого перпендикулярна к полярной оси инструмента, а отсюда направляется в камеру. Основная часть инструмента установлена на бетонной площадке в ложине, полярное зеркало вынесено на ферме перед скалой и защищено металлической будкой, не связанной с фермой, несущей зеркало. Расстояние между обеими частями инструмента 25 м. Особое внимание обращалось на жесткость конструкции и защиту зеркала от ветров, которые в Симеизе достигают значительной силы. Конструкция этой части установки принадлежит Г. А. Моницу. Фотография спектрографа дана на фиг. 2. Для защиты камеры от прямого света неба



и от рассеянного света установлена диафрагма  $2 \times 2$  м с отверстием 75 см (на фиг. 2 не показана) и несколько щитов на будке. Сама будка выкрашена в черный цвет. Спектрограф приводится в движение обычным часовым механизмом с гиревым заводом.

Спектрограф позволяет снять на пластинку спектр от 3700 до 6700 Å. Высота основной части спектра около 2 мм, дисперсия 260 Å/мм около  $H_\gamma$  и 1000 Å/мм около  $H_\alpha$ . Разрешающая сила спектрографа 25—30 линий на 1 мм. Ширина щели выбиралась из расчета 0.03 мм на пластинке.

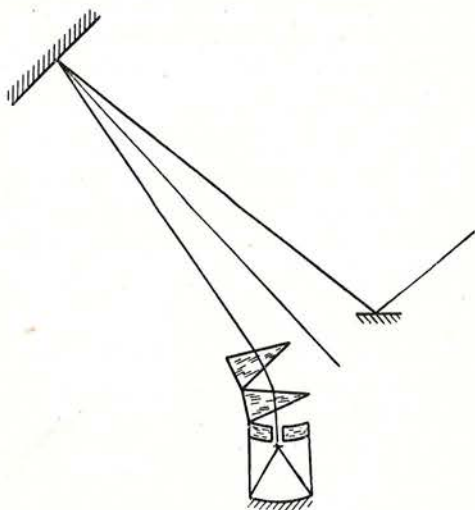
Гидом служит труба с увеличением  $\times 45$ . При фокусировке камеры на щель в одну точку изображения линии собирается свет с участка неба диаметром 10', поэтому могут изучаться только усредненные характеристики туманностей.

Фотографирование производилось на пластинках Истмен 103 аF с экспозицией 3—4 часа. В качестве источника с известным распределением энергии в спектре использовались звезды класса A0. Эти звезды были выбраны потому, что

они достаточно многочисленны, и всегда можно выбрать яркую звезду, находящуюся приблизительно на такой же высоте, как и изучаемый объект.

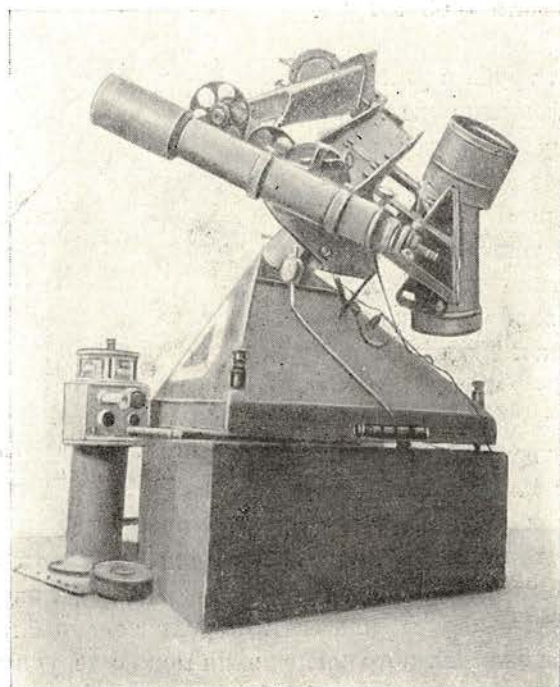
Поскольку яркие звезды класса A0 сравнительно близки к Солнцу, покраснение из-за межзвездного поглощения можно не учитывать. Распределение энергии в спектре звезды A0 было взято из работы Э. Р. Мустеля [1], собравшего данные последних наблюдений для сравнения с теорией. У  $\lambda$  3727 водородные линии сливаются, поэтому интенсивность, в соответствии с величиной бальмеровского скачка и с данными наблюдений [2], уменьшалась в три раза. Спектрограф фокусировался на небо, и изображение звезды суточным движением или при помощи мотора прогонялось от 8 до 20 раз для расширения спектра. Общая экспозиция при этом достигала от 15—30<sup>м</sup>. Чтобы получить нужное почернение, ширина щели подбиралась в зависимости от яркости звезды.

Поскольку различие в экспозиции и в характере съемки (прерывистая экспозиция) может, вообще говоря, изменить относительную чувствительность пластинки для разных длин волн, были получены два спектра слабой звезды A0 с узкой щелью, с экспозицией 2<sup>ч</sup> 30<sup>м</sup>. Расширение спектра производилось не перемещением звезды, а расфокусировкой камеры. Распределение энергии в этих спектрах практически не отличалось от распределения энергии в контрольных спектрах, полученных обычным образом.



Фиг. 1. Оптическая схема небулярного спектрографа

Фотометрические стандарты впечатывались при помощи трубчатого стандартизатора с фильтрами. Сначала использовались красный, зеленый и синий фильтры; однако практика показала, что характеристические кривые для красной и зеленой областей спектра практически совпадают, поэтому в дальнейшем снимки стандартов получались с синим фильтром и с нейтральным фильтром, что при данном накале лампы соответствует красно-оранжевой части спектра. Экспозиции при съемке стандартов равнялись  $1^m$ . Чтобы убедиться, что при такой разнице в экспозициях

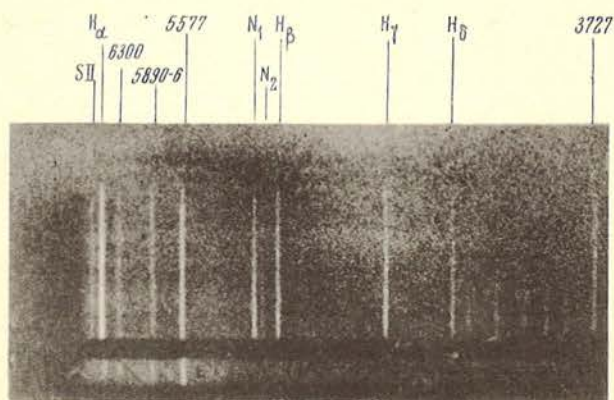


Фиг. 2. Общий вид небулярного спектрографа

контрастность пластинок не изменяется, было получено несколько стандартов с более темным фильтром и с экспозицией в  $3^m$ . Полученные характеристические кривые не показывают систематического различия с контрольными стандартами, снятыми обычным способом.

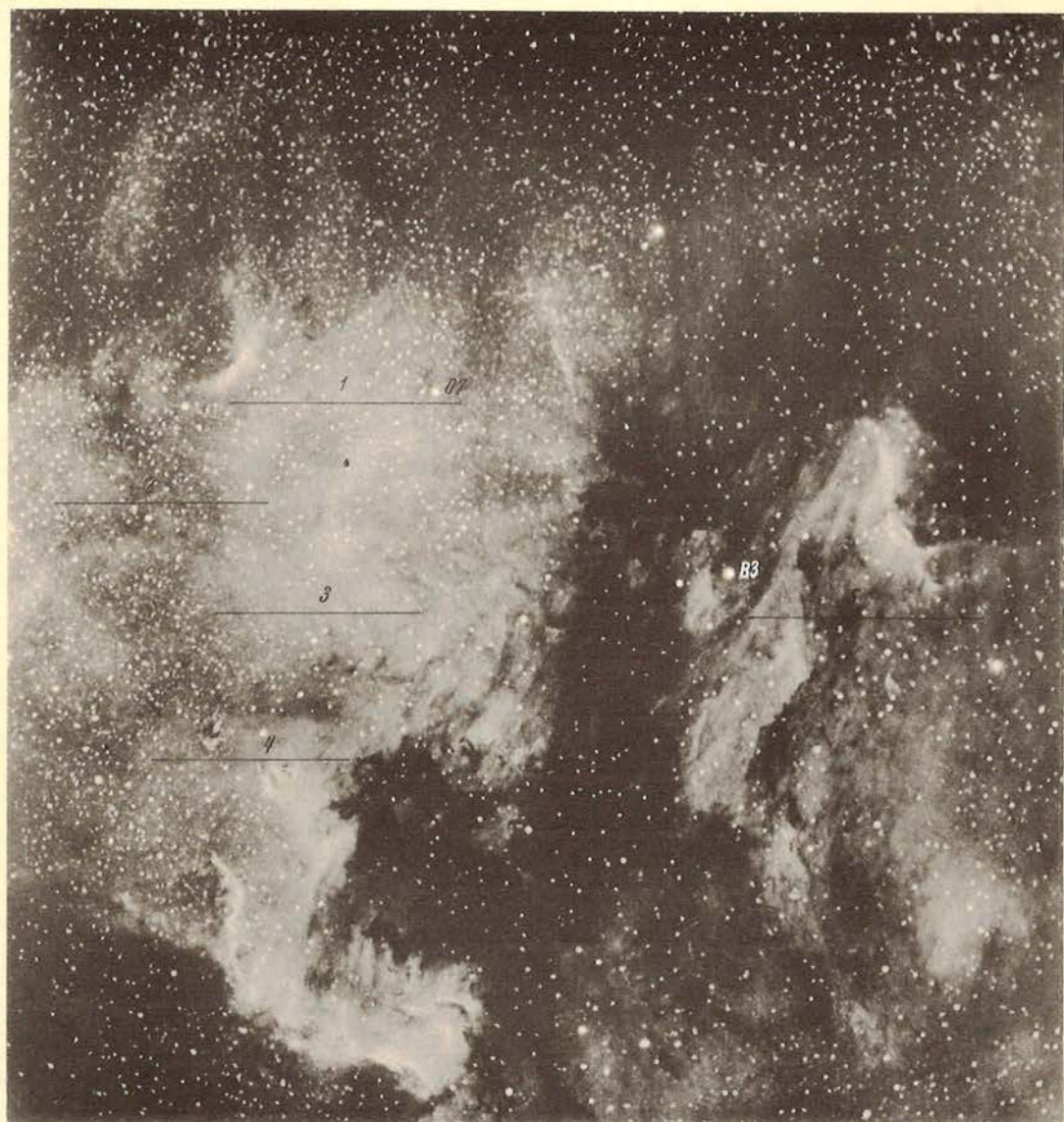
Туманность, звезда и стандарты фотографировались на кусках, вырезанных из одной пластинки, и одновременно проявлялись проявителем D 19. Одна из спектрограмм воспроизведена на фиг. 3.

Измерения пластинок производились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса, более удобном для узких линий, чем саморегистрирующий микрофотометр. Несколько неоднородный из-за отблесков от будки фон пластинки не вносит больших ошибок, так как измеряется превышение интенсивности в линии над непрерывным спектром, включающим засветку. Дисперсия определялась по водородным линиям при помощи



Фиг. 3. Спектограмма NGC 7000





Фиг. 4. Фотография туманности с отмеченными положениями шели спектрографа

формулы Гартмана. Таким образом можно получить относительные интенсивности измеренных линий.

В течение 1951 г. было получено 19 пригодных для обработки спектров туманности NGC 7000. Семь из них относились к области 1 на фиг. 4 около звезды HD 199579 класса O7, которая, как указали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [3], повидимому, возбуждает свечение туманности. Две пластинки относились к туманности «Пеликан», расположенной около основной туманности, остальные десять — к трем областям, отмеченным номерами 2, 3, 4 на фотографии, предоставленной нам В. Ф. Газе.

На спектрах видны (фиг. 3) бленды линий  $\lambda$  6730,  $\lambda$  6716 [SII] и 6678 He, линии водорода  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , иногда  $H_\delta$ , линии  $N_1$  и  $N_2$  [OIII],  $\lambda$  3727 [OII]. Кроме того, имеются линии, принадлежащие земной атмосфере:  $\lambda$  6300,  $\lambda$  5890—5896 и  $\lambda$  5577.

Измерения дают относительные интенсивности линий, которые усреднялись для каждой области туманности. Для исправления результатов за межзвездное поглощение света было использовано наблюдаемое покраснение звезды O7. По фотоэлектрическому каталогу Стеббинса, Хаффера и Уайтфорда [4] показатель цвета звезды равен —  $0^m.12$ , что соответствует в международной системе —  $0^m.18$ . Нормальный показатель цвета для звезд класса O равен —  $0^m.54$  [5], следовательно, избыток цвета  $CE = 0^m.36$ . Поглощение в фотовизуальной области (эффективная длина волны 540 м $\mu$ )  $A_v = 4CE = 1^m.44$ , если считать поглощение обратно пропорциональным длине волны. Отсюда можно оценить расстояние звезды  $r$ , если принять ее абсолютную величину  $M_v = -4.5$ . Тогда модуль расстояния  $m_0 - M_v = 6.01 - 1.44 + 4.5 = 9^m.1$  и  $r = 660$  парсеков.

Используя зависимость поглощения от длины волны, можно оценить поглощение для каждой линии и определить коэффициенты, на которые нужно умножить наблюдаемые интенсивности линий, чтобы привести их к истинным. Окончательные результаты, усредненные по различным областям, приведены в табл. 1. Линия  $\lambda$  3727 была изучена другим способом, об этом будет сказано ниже.

Рассмотрение таблицы позволяет сделать следующие выводы. Согласие между интенсивностями  $H_\alpha$  и  $N_1$  во всех областях, кроме пятой, сравнительно хорошее. Согласие более слабых линий —  $N_2$  и  $H_\gamma$  несколько хуже, но также в пределах возможных для слабых линий фотометрических ошибок. В пятой области  $H_\alpha$  сильнее, а  $H_\gamma$  слабее, чем в остальных. Поскольку декремент серии Бальмера в туманностях почти не зависит от физических условий, можно предположить, что перед «Пеликаном» имеется дополнительное поглощающее пылевое облако\*. Нужно отметить, что абсолютная яркость  $H_\beta$  в «Пеликане» значительно меньше, чем в других частях туманности. Кроме того, как было отмечено Г. А. Шайном и В. Ф. Газе [7], на фотографиях (фиг. 4) видно, что «Пеликан» пересечен множеством тонких темных волокон и окружен пылевыми облаками. Задавшись

\* Впервые на роль пылевой материи в изменении бальмеровского декремента указал Г. А. Шайн [6].



Таблица 1

Относительные интенсивности линий, исправленные за поглощение

| Л и н и и                                        | № о б л а с т и      |                      |                      |                      |      |                      |
|--------------------------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|------|----------------------|
|                                                  | 1                    | 2                    | 3                    | 4                    | 5    | 5a                   |
| SII + He . . . . .                               | 0.16                 | 0.35                 | 0.35                 | 0.32                 | 0.54 | 0.41                 |
| H $_{\alpha}$ . . . . .                          | 3.02                 | 3.10                 | 2.80                 | 3.16                 | 4.03 | 3.08                 |
| N $_1$ . . . . .                                 | 1.08                 | 1.04                 | 1.00                 | 1.05                 | 0.72 | 0.70                 |
| N $_2$ . . . . .                                 | 0.31                 | 0.35                 | 0.30                 | 0.40                 | 0.25 | 0.24                 |
| H $_{\beta}$ . . . . .                           | 1                    | 1                    | 1                    | 1                    | 1    | 1                    |
| H $_{\gamma}$ . . . . .                          | 0.49                 | 0.56                 | 0.39                 | 0.52                 | 0.30 | 0.34                 |
| H $_{\delta}$ . . . . .                          | 0.23                 | 0.14                 | —                    | 0.22                 | —    | —                    |
| $\lambda$ 3727 . . . . .                         | 1.57                 | 2.07                 | 1.76                 | 1.93                 | —    | —                    |
| H $_{\beta}$ в эрг/см <sup>2</sup> сек стерадиан | 5.5·10 <sup>-5</sup> | 3.2·10 <sup>-5</sup> | 4.2·10 <sup>-5</sup> | 4.4·10 <sup>-5</sup> | —    | 5.0·10 <sup>-5</sup> |

отношением  $H_{\alpha} : H_{\beta}$ , можно найти, что дополнительное поглощение  $A_v \approx 1^m$ , и вычислить исправленные относительные интенсивности других линий, приведенные в табл. 1 (область 5a). Обращает внимание малая интенсивность линий OIII, N $_1$  и N $_2$  и большая — линий [SII]. В то же время в области 1 линия SII слабее, чем в других частях туманностей. Все это последний раз доказывает, что звездой, возбуждающей туманность, является звезда класса O7.

Вдали от звезды (область 5) ионизация кислорода уменьшается и линии OIII слабеют. Линии [SII] усиливаются в «низковозбужденных» планетарных туманностях, а в туманностях с более горячими ядрами относительно слабы из-за более сильной ионизации [8]. В NGC 7000 поведение этих линий также меняется с расстоянием от звезды O7. Проверим, не связана ли туманность «Пеликан» с звездой HD 199081 класса B3 ( $m_v = 4^m.68$ ), проектирующей на нее, для чего попытаемся получить общее представление о размещении поглощающей материи перед туманностью.

Показатель цвета звезды B3, переведенный в международную систему, равен  $-0^m.24$  [4], нормальный показатель цвета по [5]  $-0^m.44$ , следовательно,  $CE = 0^m.28$  и  $A_v = 4CE = 1^m.12$ , тогда как для «Пеликана»  $A_v = 1^m.44 + 1^m \approx 2^m.4$ . Расстояние до звезды, если принять ее абсолютную величину  $M_v = -2^m.2$ , равно 140 парсекам. Между туманностью и звездой расположено пылевое вещество с поглощением  $A_v \approx 1^m$ . Общее поглощение света вблизи от плоскости Галактики в среднем близко к  $1^m$  на килопарсек. Избыток поглощения до звезды B3 равен примерно  $1^m$ , таков же избыток и для основной части туманности NGC 7000. Повидимому, облако, поглощающее  $1^m$ , расположено близко к нам и проектируется на звезду B3 и на NGC 7000. Второе облако, поглощающее около  $1^m$ , расположено между звездой B3 и «Пеликаном».



Интересно сравнить эту картину с данными, полученными исследованием распределения звезд по спектральным классам, определенным при помощи показателей цвета. Работа такого рода показала [9], что на расстоянии 75—200 парсеков расположено большое облако, поглощающее  $0^m.6$ , и на расстоянии 600—800 парсеков — другое облако, закрывающее «Пеликан» и темные области вокруг него и поглощающее в направлении на «Пеликан»  $0^m.7$ .

В 1935 г. еще не знали об общем поглощении света в Галактике, поэтому звездные расстояния получались завышенными. Абсолютные величины и нормальные цвета звезд также были известны плохо, поэтому количественные расхождения естественны, качественно же эта работа подтверждает нашу оценку.

Возвратимся к линии  $\lambda 3727$  [ОII]. Большое поглощение в призмах делало измерения ее неуверенными. Спектр звезды сравнения, несмотря на то, что в ряде случаев специально для  $\lambda 3727$  он получался с большой экспозицией, был в этой области сильно недодержан. Поэтому, в 1952 г. мы получили с одной призмой для уменьшения поглощения и дисперсии в ультрафиолетовой области шесть пригодных для обработки спектрограмм. Три пластинки относились к первой части туманности и по одной — ко второй, третьей и четвертой. К каждой пластинке снималось по два спектра одной и той же звезды сравнения, с разной шириной щели и экспозицией — один для  $\lambda 3727$ , а другой для остальных линий. Стандарты приводились в соответствие по тем участкам спектра, где обе пластинки имели плотность, годную для измерения. Полученные интенсивности освобождались от влияния поглощения так же, как и прежде. Результаты приведены в табл. 1. Около звезды О7 эта линия имеет наименьшую интенсивность в соответствии с большей ионизацией ОII.

Определение абсолютной интенсивности свечения в линиях было сделано путем привязки к зеленой линии ночного неба  $\lambda 5577$ , которая измерялась на всех спектрограммах туманностей. Поскольку угловые размеры туманности больше  $10'$  и свет ее целиком заполняет входное отверстие камеры, относительные яркости линий туманности и ночного неба пропорциональны их абсолютным яркостям. Абсолютная яркость зеленой линии измерялась К. К. Чуваевым фотоэлектрической установкой [10]. Некоторые ночи его и наших наблюдений совпадали, и К. К. Чуваев любезно сообщил нам необходимые данные. К сожалению, наши наблюдения приходились на начальный период измерений, когда установка еще не была достаточно устойчивой, поэтому ошибка в абсолютных яркостях может достигать 30%. Яркости линии  $H_\beta$  в эргах на  $1 \text{ см}^2$  в сек и на стереadian, исправленные за межзвездное поглощение, даны в последней строке табл. 1. Если бы мы знали толщину туманности по лучу зрения и температуру ее, мы могли бы вычислить плотность туманности. Поскольку нам не известно ни то, ни другое, ограничимся грубой оценкой.

Излучение  $1 \text{ см}^3$  в линии  $H_\beta$

$$4\pi j_\beta = n_4 A_{42} h\nu_{42}, \quad (1)$$

где, согласно [11],

$$n_4 = n_i n_e b_4 \frac{h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} 4^2 e^{\frac{h \text{ Ry}}{16 k T_e}}. \quad (2)$$

Здесь  $b_4$  — вычисленный Мензелом и Бэкером коэффициент, характеризующий степень отклонения относительной населенности различных уровней атома водорода от величин, характерных для термодинамического равновесия,  $\text{Ry}$  — постоянная Ридберга, остальные обозначения обычные. Интенсивность выходящего монохроматического излучения

$$I_\beta = \int j_\beta ds = 1.8 \cdot 10^{-20} b_4 e^{\frac{h \text{ Ry}}{16 k T_e}} T_e^{-3/2} \int n_H n_e ds. \quad (3)$$

При температуре  $5000^\circ$  и  $10\,000^\circ$  значения  $b_4$  равны соответственно 0.040 и 0.166. Подставляя  $T_e$ , находим

$$\begin{aligned} \int n_H n_e ds &= 7.0 \cdot 10^{25} I_\beta \quad (T_e = 5000^\circ), \\ \int n_H n_e ds &= 1.26 \cdot 10^{26} I_\beta \quad (T_e = 10\,000^\circ). \end{aligned} \quad (4)$$

Средняя величина  $I_\beta = 5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек. стерадиан}}$ . Полагая толщину туманности равной 10 парсекам (видимый поперечник туманности около 16 парсеков), находим среднюю плотность атомов водорода  $n_H \approx 14$ , если  $T_e = 10\,000^\circ$ , и  $n_H \approx 11$ , если  $T_e = 5000^\circ$ .

Эти числа можно проверить другим способом, не зависящим от толщины туманности. Если звезда O7 погружена в туманность, то расстояние от нее до периферии (около 10 парсеков) должно быть не меньше, чем радиус зоны ионизации водорода. Используя более новые, чем у Штрёмгрена [12], данные о температурах звезд класса O (для O7 примем  $T = 40\,000^\circ$  и радиус  $R = 10 R_\odot$ ) и учитывая рекомбинации на возбужденные уровни [13], получим для радиуса зоны ионизации водорода звездой O7 в парсеках выражение

$$s_0 = 10^{-0.56 - \frac{22\,700}{T}} T^{1/2} T_e^{1/2} \left( \frac{R}{R_\odot} \right)^{2/3} n_e^{-1/3} n_H^{-1/3} \approx 44 n_H^{-2/3}. \quad (5)$$

Полагая  $s_0 \geq 10$  парсеков, находим, что  $n_H \leq 10$ . Полученные двумя способами значения  $n_H$  в общем согласуются между собой. Повидимому, NGC 7000 — не типичная диффузная туманность, плотность в которых близка к  $10^2 \text{ см}^{-3}$ , а скорее большое облако ионизованного водорода. Масса его, как можно оценить, составляет несколько сотен масс Солнца.

Поскольку химический состав диффузных туманностей не изучался, интересно оценить относительное содержание кислорода и сравнить с содержанием его в планетарных туманностях. К сожалению, для вычисления нужно знать электронную температуру, которая в нашем случае не известна. Обычно температуру в планетарных туманностях определяют методом, предложенным В. А. Амбарцумяном [14] по относительным ин-



тенсивностям линий [OIII]  $\lambda$  4363 и  $N_1 + N_2$ . Так как поверхностная яркость диффузных туманностей значительно меньше, чем планетарных, и небулярный спектрограф не позволяет получать очень слабые линии из-за рассеянного света, измерить интенсивность линии  $\lambda$  4363 мы не можем. Нам придется исходить из теоретических расчетов Спитцера и Саведова [15], которые согласуются с наблюдениями в тех случаях, когда проверка возможна. Нужно отметить, что расчет по  $\lambda$  4363 даст очень незначительное уточнение, так как сечения возбуждения, от которых сильно зависит значение температуры, известны весьма неуверенно. Теоретические расчеты дают для температуры областей ионизованного водорода около звезд класса В значение 5000—10 000°, около звезд класса О значение 7000—13 000°. Мы приведем расчет для  $T_e = 5000^\circ$  и  $T_e = 10\,000^\circ$ , имея в виду, что последнее значение, повидимому, ближе к действительности.

Рассмотрим излучение [OIII]. Прежде всего нужно найти распределение атомов по подуровням основного состояния  $^3P_{0,1,2}$ . Хебб и Мензел [11] рассчитали, что больцмановское распределение между подуровнями достигается при  $n_e > 4 \cdot 10^2$ . В NGC 7000  $n_e \ll 10^2$ , поэтому можно считать, что почти все атомы находятся в состоянии  $^3P_0$ . Число возбуждений электронным ударом из состояния  $A$  в состояние  $B$  [11] в 1 см<sup>3</sup> за 1 сек.

$$F_{AB} = n_A n_e \frac{h^2}{2\pi m^2} \left( \frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} e^{-\frac{\chi_{AB}}{k T_e}} \frac{\Omega(AB)}{\tilde{\omega}_A} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{n_A n_e}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega(AB)}{\tilde{\omega}_A} e^{-\frac{\chi_{AB}}{k T_e}}, \quad (6)$$

где, согласно Аллеру [16],  $\Omega(^3P_0 \rightarrow ^1D_2) = 0.74$ ,  $\tilde{\omega}_A = 2J_A + 1 = 1$ , потенциал возбуждения  $\chi_{AB} = 4 \cdot 10^{-12}$  эрга. Число ударов второго рода дается выражением

$$F_{BA} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{n_B n_e}{T_e^{1/2}} \frac{\Omega(AB)}{\tilde{\omega}_B}. \quad (7)$$

Легко подсчитать, что при интересующих нас электронных концентрациях число ударов второго рода мало по сравнению с числом переходов с излучением кванта, поэтому интенсивность выходящего излучения в линиях  $N_1$  и  $N_2$

$$I_N = \frac{1}{4\pi} \int F_{AB} \chi_{AB} ds = \frac{8.54 \cdot 10^{-6}}{4\pi} \frac{\Omega(AB)}{T_e^{1/2} \tilde{\omega}_A} e^{-\frac{\chi_{AB}}{k T_e}} \int n_A n_e ds. \quad (8)$$

Вынося среднее значение  $\frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}}$  за знак интеграла и подставляя значения величин, находим

$$\frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}} \int n_{\text{H}} n_e ds = 1.17 \cdot 10^{22} I_N \quad (T_e = 5000^\circ), \quad (9)$$

$$\frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}} \int n_{\text{H}} n_e ds = 9.1 \cdot 10^{20} I_N \quad (T_e = 10\,000^\circ).$$



Сравнивая с (4), находим

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} = 1.7 \cdot 10^{-4} \frac{I_N}{I_{\beta}} \quad (T_e = 5000^\circ),$$

$$\frac{n_{\text{OIII}}}{n_{\text{H}}} = 7.2 \cdot 10^{-6} \frac{I_N}{I_{\beta}} \quad (T_e = 10\,000^\circ).$$
(10)

Прежде чем подставлять численные значения, проведем аналогичный расчет для  $\lambda$  3727 (OII).

Согласно [16], величина  $\Omega(4S^0_{3/2} \rightarrow 2D^0_{5/2, 3/2}) = 10$ ,  $\tilde{\omega}_A = 4$ ,  $\chi_{AB} = 5.33 \cdot 10^{-12}$  эргов.

Принимая для  $\lambda$  3727 среднюю вероятность перехода  $A = 8.87 \cdot 10^{-5}$  [17], можно подсчитать, что удары второго рода нужно учитывать при  $n_e \geq 300$ . Поскольку в нашем случае  $n_e \ll 300$ , мы можем считать, что каждое возбуждение электронным ударом приводит к излучению кванта. Поступая, как в случае OIII, найдем

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} \int n_{\text{H}} n_e ds = 1.74 \cdot 10^{22} I_{3727} \quad (T_e = 5000^\circ),$$

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} \int n_{\text{H}} n_e ds = 5.22 \cdot 10^{20} I_{3727} \quad (T_e = 10\,000^\circ),$$
(11)

откуда

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} = 2.5 \cdot 10^{-4} \frac{I_{3727}}{I_{\beta}} \quad (T_e = 5000^\circ),$$

$$\frac{n_{\text{OII}}}{n_{\text{H}}} = 4.45 \cdot 10^{-6} \frac{I_{3727}}{I_{\beta}} \quad (T_e = 10\,000^\circ).$$
(12)

Как видно из (10) и (12), зависимость от  $T_e$  довольно сильная, особенно для OII. В среднем для NGC 7000, в соответствии с табл. 1, можно принять  $\frac{I_N}{I_{\beta}} = 1.3$  и  $\frac{I_{3727}}{I_{\beta}} = 1.8$ . Используя (10) и (12), вычислим приведенные в табл. 2 относительные содержания OII и OIII для различных температур.

Таблица 2

Относительное содержание ионов  
кислорода

| $\frac{N_i}{N_{\text{H}}} \backslash T_e$ | 5000°               | 10 000°             |
|-------------------------------------------|---------------------|---------------------|
| OII . . . .                               | $4.5 \cdot 10^{-4}$ | $7.5 \cdot 10^{-6}$ |
| OIII . . . .                              | $2.2 \cdot 10^{-4}$ | $9.4 \cdot 10^{-6}$ |
| O . . . . .                               | $6.7 \cdot 10^{-4}$ | $1.7 \cdot 10^{-5}$ |

Большинство атомов кислорода в диффузных туманностях находится, повидимому, в состояниях ОII и ОIII, так как линий [OI]  $\lambda$  6300, 6364 не наблюдается, а для более высокой чем ОIII ионизации температура освещающих звезд недостаточна, поэтому полное число атомов О можно получить сложением ОII и ОIII. По данным Мензела [11], исправленным Аллером [16], среднее относительное содержание кислорода в планетарных туманностях равно  $3.5 \cdot 10^{-4}$ . Это значение несколько больше, чем в нашем случае, если принять, что  $T_e$  ближе к  $10\,000^\circ$ , чем к  $5000^\circ$ . Однако данные слишком ненадежны, чтобы делать определенные заключения, нужно получить материал для других туманностей\*.

### Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Тр. ГАИШ 13, 5, 1940.
2. C. S. Yü Lick. Obs. Bull. 12, 104, 1926; 15, 1, 1930.
3. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1951.
4. J. Stebbins, C. Huffer, A. Whitford. Ap. J. 91, 20, 1940.
5. П. П. Паренаго. Усп. астрономич. наук 4, 257, 1948.
6. Г. А. Шайн. Poulkovo Obs. Circ, 11, 1934.
7. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Атлас диффузных газовых туманностей. Изд. АН СССР, 1952.
8. A. Wyse. Ap. J., 95, 356, 1942.
9. H. Müller, L. Hufnagel. Zs. f. Ap., 9, 331, 1935.
10. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 54, 1953.
11. Сб. «Физические процессы в газовых туманностях». ИЛ, 1948.
12. «Астрофизический сборник», ИЛ, стр. 222, 1949.
13. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 183, 1953.
14. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. 1939.
15. L. Spitzer a. M. Savedoff. Ap. J., 111, 593, 1950.
16. L. Aller. Ap. J., 111, 609, 1950.
17. L. Aller, C. Ufford L. van Vlesk. Ap. J., 109, 42, 1949.

---

\* Примечание в корректуре. После сдачи рукописи в набор были получены новые данные Ситона (M. Seaton. Proc. Roy. Soc. A 218, 400 1953) о величинах  $\Omega$ . Если использовать их, то для содержания О получатся значения  $4.0 \cdot 10^{-3} (T_e = 5000^\circ)$  и  $8.7 \cdot 10^{-5} (T_e = 10\,000^\circ)$ . Перевычисленное значение для планетарных туманностей равно  $1.1 \cdot 10^{-3}$ .

## О НАЛИЧИИ ДИФФУЗНОЙ МАТЕРИИ В ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЯХ ВНЕ ЗОНЫ Н II

*Г. А. Шайн и В. Ф. Газе*

В статье рассматривается вопрос о наличии диффузной материи вне зоны Н II в планетарных туманностях. Фотографирование при большой экспозиции в лучах  $H_{\alpha}$  известной туманности NGC 7293 в Aquarii позволило выявить на расстоянии 14' ранее неизвестную дугу, вероятно, остаток более старой оболочки (фиг. 1а и 1б). В NGC 7635 обнаруживается сочетание сильной диффузной туманности с туманностью промежуточного типа в виде тонкого эллипса (фиг. 2). Исследование будет продолжаться путем фотографирования окрестностей планетарных туманностей, структура которых не может полностью препятствовать выходу наружу ионизирующей радиации. По предварительному впечатлению, размер планетарных туманностей определяется очень молодым возрастом, движением материи и отчасти зоной Н II.

В предположении, что наблюдаемая средняя скорость расширения 20 км/сек является постоянной, планетарная туманность должна достигнуть размера 2 парсек, т. е. размера средней диффузной газовой туманности по истечении  $10^5$  лет. С другой стороны, планетарные туманности обычно имеют значительную поверхностную яркость и малый видимый размер. Отсюда неизбежен вывод об очень большой плотности протонов. Мера эмиссии  $L = N^2 S$  здесь часто порядка  $10^6$ . Поэтому, если планетарная туманность, вследствие своего расширения, действительно превращается в диффузную, то можно ожидать, что поверхностная яркость последней во многих случаях должна быть значительной.

При сделанном предположении возраст планетарных туманностей оказывается исключительно малым, порядка  $10^4$ — $10^5$  лет, и это скорее верхний предел. Недавно Пэйджем и Гринстейном было высказано предположение, что если принять возраст порядка  $10^5$ — $10^6$  лет, то надо допустить, что наблюдаемые размеры составляют лишь долю действительного размера [1]. Г. А. Гурзаян выдвинул возражение [2].

По причине большой плотности протонов, порядка  $10^3$ — $5 \cdot 10^3$  см $^{-3}$ , вся ионизирующая радиация даже при умеренных размерах планетарных туманностей поглощается во внутренней (наблюдаемой) области, за пре-



делами которой лежит обширная (не наблюдаемая) зона нейтрального водорода (зона НІ). Вообще возможно, что в некоторых случаях зона ионизации водорода НІІ будет порядка наблюдаемого размера туманностей.

Решение вопроса о том, определяются ли наблюдаемые размеры планетарных и диффузных туманностей только зоной НІІ и имеется ли здесь барьер для ионизирующей радиации центральных звезд, должно сильно повлиять на наши представления о планетарных и диффузных туманностях и об их взаимоотношении. В тех случаях, когда мы имеем действительно барьер, можно ожидать, что планетарная туманность окружена обширной, хотя и невидимой диффузной туманностью. Такое представление можно считать возможным, так как оно базируется на трех наблюдаемых фактах: большой плотности протонов, расширении планетарных туманностей и их размерах. Однако трудно говорить о каком-то сплошном барьере для ионизирующей радиации. Если исключить туманности в виде диска, структура планетарных туманностей весьма неоднородна. Напротив, очень часто мы наблюдаем в туманностях сплетение волокон и других тонких деталей. Далеко не исключается, что в кольцеобразных и других подобного типа туманностях мы имеем не сферическую оболочку, а нечто более близкое к кольцу или к какому-нибудь другому образованию. Во многих случаях барьер в виде сплошной сферической оболочки кажется мало вероятным. Поэтому представляется естественным, что в ряде случаев ионизирующая радиация будет выходить из планетарных туманностей наружу.

Таким образом, если существуют в природе образования в согласии с высказанной выше гипотезой, то в общем нет основания их не обнаружить при соответствующей постановке наблюдений. Исходя из этих элементарных соображений, мы поставили задачу исследовать при помощи весьма светосильного 640-миллиметрового астрографа окрестности некоторых известных планетарных туманностей, в частности образования и детали вне основной туманности. В этой заметке мы рассмотрим два случая и выскажем некоторые общие соображения.

1. NGC 7293 (фиг. 1). Слева дана фотография при большей, а справа при нормальной экспозиции. В этой известной гигантской планетарной туманности мы обнаружили на расстоянии 14' ранее неизвестную значительную деталь в виде волокна. Это образование можно было бы рассматривать собственно даже как деталь диффузной туманности. Нет сомнения, что здесь мы имеем одну физическую систему. Это видно из того, что, во-первых, эта деталь повторяет очертания края туманности NGC 7293, во-вторых, на галактической широте около  $59^\circ$  едва ли можно встретить случайно совпавшую с NGC 7293 диффузную туманность. Важно отметить, что собственно планетарная туманность NGC 7293 не могла послужить барьером для ионизирующей радиации центральной звезды. Здесь мы имеем случай, противоречащий представлению, что наблюдаемый размер планетарной туманности определяется лишь зоной НІІ, за пределом которой может находиться только масса несветящегося водорода. Выделенное волокно следует рассматривать скорее всего как остаток второй отдаленной оболочки этой замечательной туманности.



2. NGC 7635 (фиг. 2). Интересный случай сочетания нескольких родов туманностей: *a* — планетарная(?) тонкая эллиптическая туманность  $3'.0 \times 3'.4$  со звездой класса O внутри. Эту туманность некоторые авторы называют планетарной, но принадлежность к этому классу сомнительна; *b* — диффузная туманность в виде мало заметного эллипса с большой осью  $8'$ , внутри которого, соприкасаясь с ней, находится планетарная туманность *a*. В месте соприкосновения структура частично волокнистая; *e* — большая яркая диффузная туманность около  $8' \times 3'$ , расположенная в основном к N и NW от планетарной; *g* — слабое обширное водородное поле, пересеченное темными туманностями.

Возникает вопрос о взаимоотношении между туманностями *a*, *b*, *e*; вопрос о водородном поле *g* мы оставляем в стороне. Эти туманности связаны, вероятно, генетически. Можно думать, что все три туманности возбуждаются к свечению одной и той же звездой O (Od — согласно Хаббл) BD + 60° 2522, находящейся внутри туманности *a*. На более далеком угловом расстоянии (приблизительно на  $1^\circ$  к северу) имеется слабая звезда класса O7, но едва ли она вызывает свечение рассматриваемых туманностей.

Независимо от того, связаны ли туманности *a*, *b*, *e* генетически или нет, планетарная туманность, *a*, судя по общей картине, повидимому, не служит здесь барьером, задерживающим все ионизирующее излучение расположенной внутри нее звезды. Если действительно мы имеем здесь единую систему, то все же нельзя считать, что диффузная туманность *e* образовалась в результате процесса расширения первоначальной туманности на месте планетарной туманности *a*. Действительно, во-первых, вся масса *e* расположена лишь по одну сторону от *a*, и о какой-либо симметрии здесь не может быть и речи, во-вторых, туманность *e* слишком ярка относительно *a*.

Вся группа туманностей около *a* представляет большой интерес. В NGC 7635 мы имеем, повидимому, крайне редкий случай сочетания весьма аморфной диффузной туманности *b* и *e* если не с планетарной туманностью *a*, то с туманностью промежуточного типа, к которому, вероятно, следует отнести туманность *a*. Выше мы исходили из допущения, что туманности *a*, *b*, *e* находятся приблизительно в одном месте пространства, так как никаких других возбуждающих звезд, кроме BD + 60° 2522, здесь нет.

При рассмотрении проблемы, которая нас здесь интересует, важно отметить, что известны редкие случаи, когда планетарные туманности представляются погруженными в очень слабую диффузную оболочку сферической или эллиптической формы. Такую оболочку открыл Дункан около кольцеобразной туманности NGC 6720 в Лире и около NGC 6826 в Лебеде [3]. Может быть, можно указать еще несколько более или менее сходных случаев. Эти оболочки очень малы по размеру, а по массе, вероятно, составляют небольшую долю основной туманности. Эти диффузные оболочки интересны сами по себе, но их нельзя, повидимому, непосредственно отождествлять с диффузными туманностями в собственном смысле и с тем, что вытекает из гипотезы Пэйджа — Гринштейна.



Фиг. 1. NGC 7293. Экспозиции 1<sup>h</sup> и 20<sup>m</sup>





Фиг. 2. NGC 7635 с прилегающими туманностями. Экспозиции 30<sup>m</sup> и 15<sup>m</sup>

Нельзя отрицать, что в некоторых планетарных туманностях видимый размер обуславливается зоной НII, определяющей довольно резкую границу туманности. Вместе с тем можно указать немало случаев, когда за довольно резкой границей диска, первого кольца, эллипса наблюдается второе образование в виде кольца и т. п. (например, NGC 1535, NGC 2149, NGC 2371-2, NGC 2392, NGC 3242, NGC 6804, NGC 7354, NGC 7662). Это показывает, что зона НII, повидимому, далеко не всегда является единственным фактором, определяющим структуру и границы туманности.

Мы надеемся получить специальные снимки окрестностей ряда планетарных туманностей с такой структурой, которая, вероятно, не препятствует выходу наружу ионизирующей радиации, по крайней мере по некоторым направлениям. На основании этого материала можно будет сделать заключение о наличии или об отсутствии за пределом некоторых планетарных туманностей значительных масс водорода в виде большой диффузной туманности. Пока же на основании очень небольшого материала у нас остается предварительное впечатление, что, хотя основная структура немногих планетарных туманностей, подобно NGC 6720, и окружена аморфной диффузной газовой массой, но по существу планетарные, диффузные и изредка туманности промежуточного типа, эволюционно, вероятно, связанные между собою, вместе не встречаются. Наблюдаемый небольшой размер планетарных туманностей определяется в основном очень молодым возрастом этих образований (порядка  $10^4$ — $10^5$  лет), скоростью и характером движения материи в них и, возможно, в меньшей степени, размером зоны ионизации водорода. За пределами планетарных туманностей несомненно имеется известная доля рассеянного вещества (атомы и ионы), но далеко не в том размере, как это вытекает из рассмотренного выше предположения, которое само по себе не лишено основания. Выявленную же нами далекую и слабую структурную деталь в NGC 7293 (фиг. 1) следует рассматривать как остаток другой, возможно более старой оболочки. Наш новый и более обширный материал позволит сделать более определенные выводы.

Между прочим, если, исходя из иллюстрации, данной Пэйджем и Гринстейном, взять для массы диффузной внешней оболочки из нейтральных атомов значение 10 масс Солнца и принять для нее размер 3.0 парсек, то для плотности получим около  $10^2 \text{ см}^{-3}$ , а по лучу зрения около  $10^{21}$  нейтральных атомов водорода. Это как будто уже на границе точности для обнаружения монохроматического 21 см радиоизлучения.

Выражаем благодарность Е. О. Иосько за изготовление репродукций.

#### Л и т е р а т у р а

1. T. Page and J. Greenstein. *Ap. J.* 114, 98, 1951.
2. Г. А. Гурзаян. *Астрон. журн.* 29, 111, 1952.
3. T. Dunstan. *Ap. J.* 86, 496, 1937.



ФЛЮКТУАЦИИ ЯРКОСТИ В ТУМАННОСТИ ОРИОНА  
КАК ВОЗМОЖНОЕ СЛЕДСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн

Метод исследования турбулентности по флюктуациям яркости применяется к центральной части туманности Ориона ( $3' \times 2'$ ). Фотографии получены на 640-миллиметровой камере  $F:1.4$  с фильтрами, пропускающими области с линиями  $H_\alpha$ ,  $N_1 + N_2$  [O III],  $\lambda 3727$  [OII]. Относительные значения яркости туманности в точках, расположенных в шахматном порядке через 0.067 мм ( $16''$ ), на всех трех фотографиях даны в табл. 2, 3, 4.

Сравнение фотографий позволяет оценить малую роль флюктуаций межзвездного поглощения. Для каждой фотографии вычислялась статистическая функция  $G(r)$  (1) для основной части туманности, обведенной в таблицах сплошной линией, и для основной и дополнительной (пунктир) вместе. Значения  $G(r)$  приведены на фиг. 1. Сравнение  $G(r)$  с теоретической функцией  $F(r)$  [8], полученной в предположении о наличии в туманности локально изотропной турбулентности с числом Маха меньше единицы, показывает качественное согласие и позволяет оценить  $C^2$   $(\varepsilon r)^{1/2}$  для  $r = 0.04$  парсека (0,067 мм на пластинке).

Используя (5) и данные о ширине линий [1], определяем толщину излучающего слоя  $l \approx 0.12$  парсека, откуда средняя величина поглощения в центральной, наиболее плотной части туманности  $\approx 9^m$  на парсек. Предположение о большом поглощении подтверждается наличием инфракрасного скопления слабых звезд, покраснением  $\theta'$  Ориона, которую теперь следует локализовать вблизи центра туманности. Яркие места туманности являются более плотными и содержат больше пыли. Поглощение здесь больше, и толщина слоя меньше, следовательно, ширина линий должна быть здесь меньше, что подтверждается фиг. 10 и 11 в [1].

Определение толщины слоя  $l$  позволяет оценить приблизительно плотность пыли  $0.7 \cdot 10^{-22}$  г см<sup>3</sup> и водорода —  $6 \cdot 10^{-21}$  г см<sup>-3</sup>. Предположение о равенстве магнитной и турбулентной энергии приводит к значению  $3 \cdot 10^{-4}$  эрстедов для напряженности магнитного поля.  $\varepsilon \approx 1$  эрг/г сек, в согласии с [3]. Это означает, что без притока энергии турбулентность затухла бы за 20 000 лет. Приток энергии может дать излучение  $\theta'$  Ориона за пределом серии Лаймана. Это излучение содержит в 100 000 раз больше энергии, чем нужно для поддержания турбулентности.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование динамики межзвездной среды и диффузных туманностей имеет существенное значение для проблемы их эволюции и связанных с нею космогонических вопросов. Так, например, возможность захвата

звездой межзвездного газа и пыли зависит от относительной скорости звезды и газа, а последняя часто определяется не только скоростью туманности в целом, но и внутренними движениями в ней. Поскольку число Рейнольдса для туманностей очень велико, весьма вероятно, что эти внутренние движения носят турбулентный характер.

Теория локально-изотропной турбулентности в настоящее время получила значительное развитие и было бы интересно приложить ее результаты к исследованию туманностей. Турбулентность проявляется в различии гидродинамической скорости в разных точках, причем средняя величина этой разницы является статистической функцией расстояния между точками. Поэтому непосредственный метод исследования турбулентности заключается в измерении разности скоростей в двух точках. Лабораторные опыты проводятся именно таким способом. В небесных объектах мы не можем измерить скорость в данной точке, а можем определить дисперсию скоростей вдоль луча зрения по ширине спектральной линии и среднюю взвешенную скорость вдоль данного луча по положению центра линии. Различие средней скорости в различных точках изображения туманности может также дать представление о турбулентности.

Поскольку достаточно надежные измерения линий могут быть сделаны только для самых ярких туманностей, оба метода были ранее применены к туманности Ориона. Первый основывался на измерениях, сделанных при помощи эталона Фабри [1]. Оказалось, что средняя пространственная скорость хаотических движений газа  $v_0 \approx 12$  км/сек, средняя кинетическая температура  $T \approx 12\,000^\circ$ , среднее смещение центра линии в разных точках туманности от среднего положения 2,5 км/сек. Эти данные позволили Миннаэрту [2] в предположении, что туманность состоит из отдельных масс, движущихся независимо со скоростями одного порядка, рассчитать, что среднее число таких масс (отождествляемых со схематическими «турбулентными элементами») на луче зрения около 8.

Хёрнер [3] использовал второй метод. Исходя из измерений лучевых скоростей в разных точках туманности [4], он получил зависимость среднего квадрата разности лучевых скоростей в двух точках от среднего расстояния между точками. Большое число всевозможных сочетаний позволило выявить эту зависимость достаточно уверенно. В предположении, что к туманности применимы соотношения, выведенные для локально-изотропной турбулентности в несжимаемой жидкости, он теоретически получил математическое ожидание для этой функции и сравнил с ранее полученной эмпирической зависимостью. Согласие оказалось хорошим, причем были определены: а) толщина излучающего слоя — 0,04 парсека для центральной части туманности, размеры которой в несколько раз больше, так что толщина слоя, повидимому, определяется поглощением; б) основной параметр турбулентности — величина диссипации энергии  $\varepsilon \approx 0,3\text{—}0,5$  эрг/г сек. Нужно отметить, что теоретический расчет, основанный на данных Хёрнера, дает несколько меньшую ширину линий, чем непосредственные измерения [1]. Причина этого расхождения Хёрнером не была выяснена.



Поскольку спектроскопические измерения с большой дисперсией пока невозможны для туманностей, кроме одной-двух наиболее ярких, необходимо найти другой метод наблюдения турбулентности. Аллер указал [5], что таким методом могут служить измерения флюктуаций плотности, поскольку турбулентные движения приводят к флюктуациям давления, а последние — к флюктуациям яркости. Аллер попытался статистически проанализировать фотометрический разрез на снимке области около  $\alpha = 20^h 5^m$ ,  $\delta = +36^\circ$ , сделанном в лучах  $H_\alpha$ , и получил средний размер «элемента уплотнения» порядка 10 парсеков. Однако наши измерения показали [6], что полученные Аллером флюктуации яркости не могут быть следствием локально-изотропной турбулентности. Метод Аллера был позже применен к волокнистым туманностям NGC 6992—6995 [7], однако сам автор указал, что структура этих туманностей, повидимому, не определяется изотропной турбулентностью. Нужно указать, что метод Аллера не позволяет применить теорию локально-изотропной турбулентности и определить параметры последней и, кроме того, не может прилагаться к небольшим типичным туманностям.

Цель настоящей работы — применение метода одного из авторов [8], позволяющего проверить наличие локально-изотропной турбулентности и определить ее параметры, исходя из наблюдений флюктуаций яркости в сравнительно небольших, компактных диффузных туманностях.

В этом методе полученная из измерений фотографии туманности в монохроматическом свете функция

$$G(r) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I(M_i) - I(M'_i)]^2}{\bar{I}^2} = \frac{\overline{[I(M_i) - I(M'_i)]^2}}{\bar{I}^2}, \quad (1)$$

где  $I(M_i)$  — поверхностная яркость изображения туманности в точке  $M_i$ ,  $r$  — расстояние между точками  $M_i$  и  $M'_i$  — в каждой паре, сравнивается с теоретической функцией  $F(r)$ , полученной в предположении, что к туманности применима теория локально-изотропной турбулентности, развитая для несжимаемой жидкости. Для газа последнее равносильно условию, что число Маха, равное отношению средней турбулентной скорости и скорости звука, меньше единицы.

Функция  $F(r)$  для прозрачной туманности толщины  $L$  имеет вид

$$F(r) = C^2 \frac{m_H^2}{(kT)^2} (\varepsilon r)^{1/2} \varphi\left(\frac{r}{L}\right), \quad (2)$$

где  $C$  — постоянная порядка единицы,  $T$  — кинетическая температура,  $\varepsilon$  — диссипация турбулентной энергии в теплоту, рассчитанная в эргах на грамм в секунду, функция  $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$  дается выражением

$$\varphi\left(\frac{r}{L}\right) = 2 \int_0^1 \left[ \left(1 + \frac{L^2}{r^2} u^2\right)^{3/2} - \left(\frac{L}{r} u\right)^{1/2} \right] (1-u) du. \quad (3)$$

Для случая газовой-пылевой туманности, в которой нельзя пренебрегать поглощением,  $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$  в (2) нужно заменить на  $\varphi'\left(\frac{r}{l}\right)$ , которое определяется интегралом

$$\varphi'\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{r}{l} \int_0^{\infty} e^{-\frac{r}{l}u} [(1+u^2)^{1/2} - u^{3/2}] du, \quad (4)$$

где  $l$  — толщина слоя, имеющего оптическую толщину равную единице. Функции  $\varphi\left(\frac{r}{L}\right)$  и  $\varphi'\left(\frac{r}{l}\right)$  представлены графически в [8]. Они асимптотически стремятся к 1 и при значении аргумента больше 0.5 превышают 0.5.

Наличие магнитного поля, которое может влиять на характер движений в туманности, мы здесь не учитываем.

### Исследование флуктуаций яркости в центральной части туманности Ориона

Для сравнения с наблюдениями мы решили использовать центральную часть туманности Ориона, так как она имеет достаточно однородную структуру с флуктуациями яркости, и в ней доказано наличие хаотических движений. Имеются работы [2, 3], основанные на измерениях скоростей, и с ними можно сравнивать наши результаты, основанные на принципиально другом методе. Скорость звука в туманности Ориона  $c = \sqrt{\gamma \frac{kT}{m_H}} \approx$

$\approx 13$  км/сек, если  $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{5}{3}$  и  $T \approx 12\,000^\circ$ , скорости хаотических движений  $v = 12$  км/сек. Таким образом, число Маха близко к 1, но, по видимому, не больше.

Одна из главных трудностей при исследовании флуктуаций яркости состоит в невозможности точно учесть роль межзвездного поглощения, неоднородности которого, проявляющиеся в неправильной структуре темных пылевых облаков, могут создать фиктивные флуктуации. Такую же ошибку может внести неравномерное поглощение внутри туманности. Чтобы учесть это, мы получили снимки туманности в лучах  $H_\alpha$ ,  $N_1 + N_2$  [OIII] и  $\lambda 3727$  [OII]. Если бы межзвездное поглощение было существенно, оно сказалось бы в зеленых лучах сильнее, чем в красных, и в ультрафиолетовых сильнее, чем в зеленых.

Снимки туманности были получены на светосильной камере  $F:1.4$ , с отверстием 640 мм, в ноябре 1952 г. Экспозиции были подобраны так, чтобы самая яркая часть туманности не была сильно недодержанной и чтобы флуктуации яркости в более слабой области были достаточно заметны. В табл. 1 приведены данные об использованных пластинках и фильтрах.

Масштаб фотографий — 4 мин. в 1 мм. Измерения проводились на фотоэлектрическом микрофотометре Цейсса через каждые 0.067 мм на пластинке. Это расстояние было выбрано с учетом разрешающей силы камеры



Данные о пластинках и фильтрах

| Спектральная область | Фильтр | Пластинка      | Экспозиция, сек. |
|----------------------|--------|----------------|------------------|
| H $_{\alpha}$        | KC5    | Rot rapid      | 8                |
| N $_1$ , N $_2$      | GG11   | Ilford Zenith. | 16               |
| $\lambda$ 3727       | UG2    | » »            | 8                |

и микрофотометра. Расстояния между соседними рядами измеряемых точек также равнялись 0.067 мм, так что точки располагались, как клетки на шахматной доске. Положение всех трех фотографий было при измерениях строго согласовано, измерялись одни и те же точки. Снимки были стандартизованы при помощи трубчатого стандартизатора с теми же фильтрами, что позволило перейти от почернений к интенсивностям. Относительные интенсивности в свете различных линий даны в табл. 2, 3 и 4. Каждая клетка таблицы соответствует одному измерению, расстояние между соседними клетками 0.067 мм. Кружком отмечено положение звезд трапеции, возбуждающих свечение туманности. Сплошной линией обведена

Таблица 2

*Яркость различных точек туманности в лучах  $H_{\alpha}$  в относительных единицах.*

Круизком отмечено положение  $\theta$  Ориона

|     |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |
|-----|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
|     |      |      |      |      |      |      |      |      | 1.02 | 1.13 | 0.94 | 0.99 | 1.04 |      |
|     |      |      |      |      |      |      |      |      | 0.97 | 1.21 | 1.09 | 1.16 | 1.32 | 1.02 |
|     |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      | 1.32 | 1.36 | 1.02 |
|     |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      |      | 1.68 | 1.43 | 1.03 |
| 1.0 | 0.87 | 0.48 | 0.58 | 0.66 | 0.66 | 0.66 | 1.00 | 1.43 | 1.62 | 1.62 | 1.32 |      |      |      |
|     | 1.18 | 0.72 | 0.64 | 0.75 | 0.85 | 0.89 | 1.00 | 1.22 | 1.68 | 1.28 | 1.10 | 0.83 |      |      |
|     |      | 1.18 | 0.93 | 0.91 | 0.89 | 0.91 | 0.93 | 1.12 | 1.26 | 0.97 | 0.75 |      |      |      |
|     |      |      | 1.14 | 1.12 | 1.08 | 0.83 | 0.97 | 0.93 | 0.95 | 0.93 |      |      |      |      |
|     |      |      |      | 1.00 | 1.00 | 0.93 | 0.89 | 0.77 | 0.79 | 0.89 |      |      |      |      |
|     |      |      |      |      |      | 1.20 |      | 0.79 | 0.75 | 0.85 |      |      |      |      |
|     |      |      |      |      |      |      | 1.02 | 1.04 | 0.79 | 0.70 |      |      |      |      |
|     |      |      |      |      |      |      |      |      | 0.87 | 0.68 |      |      |      |      |

основная часть туманности, пунктиром — более яркая и несколько обособленная часть. Функция  $G(r)$  вычислялась как для основной части туманности, так и для основной и дополнительной вместе. Выходящие за рамку края туманности не использовались, здесь яркость систематически падает, и, кроме того, на левом краю находится яркое волокно. Сравнительно большое протяжение туманности в ультрафиолетовых лучах объясняется уменьшением степени ионизации кислорода в этих областях.

Сравнивая табл. 2, 3 и 4 клетку за клеткой мы, повидимому, можем сделать заключение, что межзвездное поглощение и неравномерность поглощения в самой туманности не играют заметной роли, так как в противном случае контраст между более яркими и более темными местами был бы наибольшим на фотографии в ультрафиолетовых лучах и наименьшим в  $H_{\alpha}$ . Этой закономерности, как правило, не заметно.

Некоторые опасения внушает крупномасштабная структура туманности. Из таблиц видно, что правый верхний угол ярче, чем остальная часть туманности. Вообще говоря, флюктуации большого масштаба должны иметь место с точки зрения теории турбулентности, но эта флюктуация, размеры которой сравнимы с размерами яркой центральной части туманности, может быть объяснена пространственной формой туманности. При вычислении  $G(r)$  такого рода флюктуация может исказить эту функцию. До некоторой степени контролем может служить совпадение формы  $G(r)$  и  $F(r)$ .

Таблица 3

Яркость туманности в лучах  $N_1 + N_2$  [OIII]

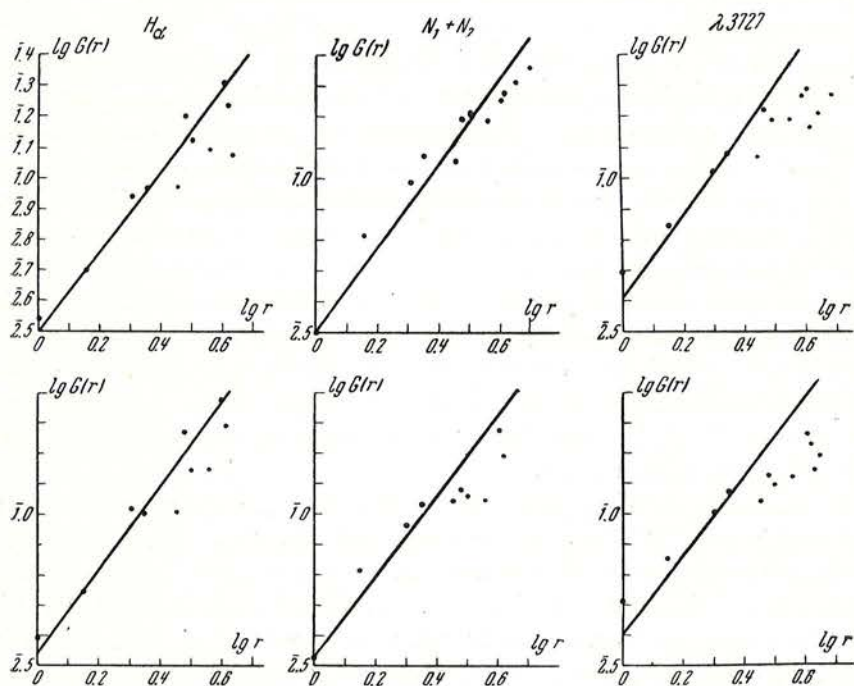
[illegible]





Поскольку диаметр яркой части туманности около  $3'$ , или  $0.45$  парсека, весьма вероятно, что мы видим слой, ограниченный поглощением и имеющий оптическую толщину около  $1$ . В таком случае поглощение в центральной части туманности для красной или зеленой области оказывается порядка  $9^m - 13^m$  на парсек.

Более точно толщину излучающего слоя можно оценить по ширине линий. Для изучаемой нами области средняя ширина линий соответствует хаотической макроскопической скорости  $v_0$  порядка  $10$  км/сек



Фиг. 1. Значения функций  $\lg G(r)$ , полученных из измерений фотографий в свете различных линий. Нижний ряд относится к основной части туманности (обведено сплошной линией в табл. 2, 3, 4), верхний ряд — к основной и дополнительной (пунктир) вместе

[1]\*, что соответствует средней квадратичной дисперсии лучевых скоростей  $V \sqrt{\frac{\pi}{8}} v \approx 6,2$  км/сек. Разность лучевых скоростей в двух точках, лежащих на луче зрения и разделенных расстоянием  $r$ , равна в случае локально-изотропной турбулентности по А. Н. Колмогорову [10]

$$V \sqrt{(v_1 - v_2)^2} \approx C^{1/2} (\varepsilon r)^{1/2}. \quad (5)$$

Из фиг. 1 можно найти, в среднем, что для  $r = 1$   $\lg G(r) = 2.55$ , причем  $\varphi' \left( \frac{r}{l} \right)$  не очень мало сравнительно с  $1$ . Полагая в (2)  $\varphi' \left( \frac{1}{l} \right) \approx \frac{1}{2}$ ,  $F(1) = 3.5 \cdot 10^{-2}$ ,  $T = 12\,000^\circ$ , находим  $C^2 (\varepsilon \cdot 1)^{1/2} = 7 \cdot 10^{22}$ , откуда

\* Здесь исправлена ошибка, допущенная в [1] и указанная ранее в литературе.



$V(\overline{v_1 - v_2})^2 = 5.1 \cdot 10^5 r^{1/2}$  см/сек, где  $r$  выражено в наших единицах (0.04 парсека). Приравнявая полученное выражение наблюдаемой скорости ( $6.2 \cdot 10^5$  см/сек), найдем, что среднее расстояние между точками, в которых средняя разность скоростей соответствует наблюдаемой, равна 1.8 единицы. Эта величина есть расстояние между центрами тяжести излучающих масс, так что полная толщина излучающего слоя должна быть в полтора-два раза больше. Примем ее равной 3 единицам, или 0,12 парсека, что соответствует средней величине поглощения в центральной части туманности, равной  $9^m$  на парсек.

Хёрнер [3] из сравнения теоретической и наблюдаемой кривых для флюктуаций лучевых скоростей получил для толщины излучающего слоя в центральной части туманности значение  $l \approx 0.04$  парсека и соответственно очень большое поглощение. Поэтому полученная по его результатам ширина линий не совпала с данными прямых наблюдений [1]. Возможная причина расхождения может лежать в изменении толщины излучающего слоя в разных точках (см. ниже).

Полученная нами величина поглощения столь необычно велика, что требует специального изучения и дополнительного обоснования. Рассмотрим некоторые факты, говорящие о большом поглощении в туманности. В центре туманности наблюдается в инфракрасном свете скопление слабых звезд [11]. Повидимому, это обычное скопление, покрасневшее из-за сильного поглощения.

Поглощение для  $\theta'$  Ориона  $A_\nu \approx 2^m$  [12]. Поскольку галактическая широта ее  $b = -18^\circ$  и расстояние около 520 парсеков, почти все поглощение производится в самой туманности. Следовательно, с принятой нами величиной поглощения можно найти, что звезда отстоит примерно на 0.2 парсека от переднего края яркой части туманности, т. е. находится вблизи ее центра, что, естественно, и согласуется с видимым положением звезды вблизи центра изображения туманности. Отметим, что  $A_\nu \approx 2^m$  получено в предположении, что поглощение обратно пропорционально длине волны. Между тем Бааде и Минковский [13] нашли, что поглощение в туманности в красной и инфракрасной областях сильно зависит от длины волны, а в интервале 4000—6000 Å — слабо. Это даст еще бóльшую величину поглощения для  $\theta'$  Ориона, возможно за счет внешних частей туманности.

Сравнивая среднюю скорость макроскопических движений, определенную по ширине линий, и яркость туманности для определенных участков (фиг. 10 и 11 в [1]), легко заметить, что большей яркости, как правило, соответствует меньшая дисперсия скоростей и наоборот. Если бы туманность была прозрачна и однородна, соотношение должно было бы быть обратным, так как большая яркость соответствовала бы большей толщине туманности в данном месте и, следовательно, большей дисперсии скоростей. То же самое было бы в случае, если бы флюктуации яркости определялись случайными изменениями поглощения внутри туманности. В этом случае более яркое место соответствовало бы большему проникновению вглубь туманности и дисперсия скоростей была бы больше. Более рациональным кажется следующее объяснение. Газ смешан с пылью, поэтому в местах

уплотнения газа увеличивается и поглощение, так что уменьшается толщина излучающего слоя и соответственно уменьшается дисперсия скоростей. Поскольку излучение газа пропорционально  $\rho^2$ , а толщина слоя пропорциональна  $\rho^{-1}$ , яркость туманности в данной точке будет больше, несмотря на уменьшение  $l$ . Таким образом, указанный эффект также говорит о том, что толщина излучающего слоя ограничена поглощением, причем она не превосходит значительно средний размер флюктуации плотности, иначе бы этот эффект статистически сгладился.

Этот эффект также определяет характер макроскопических движений. Вообще говоря, гидродинамические движения, измеренные в [4], могли бы определяться микротурбулентностью, т. е. хаотическими движениями малых масштабов, не связанными с крупномасштабной структурой туманности. Однако увеличение дисперсии скоростей с увеличением линейной толщины излучающего слоя говорит о движении всех масштабов, причем с увеличением расстояния между точками средняя разность скоростей в них также увеличивается. Кроме того, различие средней лучевой скорости в разных точках туманности, показанное интерферометрическим методом [1] и обычным способом [4], также говорит о наличии крупномасштабных движений.

Уменьшение толщины излучающего слоя  $l$  тем больше, чем больше флюктуация яркости. Это должно привести к более пологому ходу  $G(r)$ , если  $r$  больше или равно  $l$ . Если же размер флюктуаций меньше  $l$ , неоднородность поглощения статистически сгладится, так как поглощение пропорционально первой степени  $\rho$  и при усреднении флюктуации  $\rho$  не сказываются, а излучение пропорционально  $\rho^2$ , и среднее при наличии флюктуаций увеличивается.

Возможно, что этот эффект объясняет более пологий ход  $G(r)$  при больших  $r$ . В синих лучах толщина излучающего слоя, повидимому, порядка двух единиц, поэтому кривая имеет пологий ход с самого начала. Различие в ходе  $G(r)$  для синих и зеленых лучей для  $r \approx 1-3$  вообще говорит о том, что разность  $l$  для этих лучей сравнима с  $r$ , что подтверждает нашу оценку поглощения.

Средний размер флюктуаций плотности можно оценить по фотографии туманности большого масштаба, сделанной на 40-дюймовом рефракторе [14] (фиг. 2). Он равен примерно 0.02—0.05 парсека. Значительный видимый контраст этих флюктуаций также говорит о небольшой, сравнительно с их размерами, толщине излучающего слоя, что также подтверждает нашу оценку.

Оценим плотность пыли и газа в туманности. По покраснению  $\theta'$  Ориона оценена [13] масса пыли в столбе до нее, сечением  $1 \text{ см}^2$ , равная  $4 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^2$ . Если расстояние в туманности до звезды равно 0.2 парсека, то плотность пыли в центральной части туманности достигает  $0.7 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$ .

Плотность газа должна быть очень большой, чтобы тонкий излучающий слой дал наблюдаемую яркость. Определяемая яркостью мера эмиссии  $n_H^2 l$  центральной части туманности ( $l$  — в парсеках) равна



нескольким миллионам. Если  $l \approx 0.12$ , то  $n \approx 5 \cdot 10^3$ , что значительно превышает концентрацию в обычных диффузных туманностях и сравнимо с тем, что имеет место в планетарных туманностях. О большой, сравнительно с обычными диффузными туманностями, плотности центральной части туманности говорят резкая ограниченность и небольшой объем зоны свечения [OIII], как в планетарных туманностях, для чего требуется значительное поглощение ионизирующего излучения и большая электронная концентрация. В яркой диффузной туманности NGC 6523 («Лагуна») линии [OIII] наблюдаются в значительно большей области, следовательно, плотность ее меньше. Количественный расчет в настоящее время провести, к сожалению, трудно.

Оценим плотность туманности независимым методом, исходя из радиуса зоны ионизации водорода. Доля ультрафиолетового излучения, поглощенного в различных частях туманности, пропорциональна энергии, излучаемой этими частями в линиях серии Бальмера. Большая часть энергии излучается центральной областью туманности, поэтому если бы вся туманность имела плотность этой области, то радиус зоны ионизации незначительно превосходил бы радиус центральной части (при условии, что туманность в целом поглощает почти все ультрафиолетовое излучение звезды), равный примерно  $80''$ , или  $0,2$  парсека. Для звезды класса O7 радиус зоны ионизации в парсеках дается выражением  $s_0 = 44 n_H^{-1/2}$ , если считать поверхностную температуру звезды равной  $40\,000^\circ$ . Полагая  $s_0 > 0,2$ , находим, что  $n_H < 3 \cdot 10^3$ , что близко к сделанной выше оценке. Плотность газа равна примерно  $6 \cdot 10^{-21}$  г/см<sup>3</sup>, в 100 раз больше, чем плотность пыли, что, повидимому, близко к средней галактической величине.

Зная плотность туманности и дисперсию скоростей, можно оценить напряженность магнитного поля в туманности, если предположить, что плотности магнитной и кинетической энергий в среднем одинаковы. Это дает условие

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{1}{8\pi} H^2, \quad (6)$$

откуда  $H \approx \sqrt{4\pi\rho} v \approx 3 \cdot 10^{-4}$  эрстеда. Такое поле должно образоваться, если турбулентность в туманности существует достаточно долго и при условии, если в туманности когда-то было хотя бы очень слабое магнитное поле.

Рассмотрим величину  $\varepsilon$ . Выше было найдено, что  $C^2(\varepsilon r)^{1/2} = 7 \cdot 10^{22}$  для  $r = 1.2 \cdot 10^{17}$  см, откуда  $\varepsilon = 1$  эрг/г сек, что близко к величине, полученной Хёрнером. Величина  $\varepsilon$  представляет собой количество энергии на 1 г газа, превращающейся в тепло за 1 сек. Запас кинетической энергии на 1 г равен  $\frac{1}{2} v^2$ . Если бы не было притока кинетической энергии к движению наибольших масштабов, турбулентность затухла бы за время порядка  $\frac{1}{2} \frac{v^2}{\varepsilon} \approx \frac{1}{2} \frac{(1.2 \cdot 10^6)^2}{1} = 7 \cdot 10^{11}$  сек.  $\approx 20\,000$  лет. Маловероятно, чтобы возраст туманности Ориона был такого порядка. Скорее всего она гораздо



Фиг. 2. Фотография туманности Ориона



старше. В этом случае турбулентность должна поддерживаться какими-то силами, например давлением излучения звезд трапеции. Оценим необходимую для поддержания турбулентности общую мощность источника энергии. Выше мы оценили среднюю плотность центральной части туманности — около  $5 \cdot 10^3$  атомов на  $1 \text{ см}^3$ , или  $10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ . Объем этой части туманности порядка  $10^{54} \text{ см}^3$  и масса — около  $10^{34} \text{ г}$  (5 масс Солнца). Общая потеря энергии порядка  $10^{34} \epsilon \approx 10^{34} \text{ эрг} \cdot \text{сек}^{-1}$ .<sup>\*</sup> Оценим, для сравнения, общий поток энергии, излучаемый с поверхности главной звезды трапеции  $\theta'$  Ориона O7. Примем эффективную температуру ее  $T_{\text{эфф}} = 40\,000^\circ$ , радиус  $R = 10 R_\odot = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}$ . Тогда поток излучения с ее поверхности равен<sup>\*\*</sup>

$$4\pi R^2 \sigma T_{\text{эфф}}^4 = 4\pi (7 \cdot 10^{11})^2 5.67 \cdot 10^{-5} (4 \cdot 10^4)^4 \approx 10^{39} \text{ эрг/сек},$$

т. е. в сто тысяч раз больше, чем диссипирующая энергия. Следовательно, если даже небольшая часть этой энергии переходит в кинетическую энергию окружающего газа, ее все-таки достаточно для поддержания стационарной турбулентности.

### Л и т е р а т у р а

1. W. Baade, F. Goos, P. Koch, R. Minkowsky. Zs. f. Ap. 6, 355, 1933.
2. M. Minnaert. BAN 10, 405, 1948.
3. S. Hoerner. Zs. f. Ap. 30, 17, 1951.
4. W. Campbell, J. Moore. Publ. Lick. Obs. 13, 168, 1918.
5. L. Aller. Ap. J. 113, 120, 1951.
6. С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 97, 1953.
7. J. Chamberlain. A. J. 56, 123, 1951.
8. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 34, 1953.
9. W. Markowitz. A. J. 54, 111, 1949.
10. А. Н. Колмогоров. ДАН СССР 32, 19, 1941.
11. W. Baade, R. Minkowsky. Ap. J. 86, 119, 1937.
12. J. Stebbins, C. Huffer, A. Whitford. Ap. J. 91, 20, 1940.
13. W. Baade, R. Minkowsky. Ap. J. 86, 123, 1937.
14. G. Ritchey. Publ. Yerkes Obs. 2, pl. 21, 1903.

---

<sup>\*</sup> Эта оценка зависит от принятой величины  $C$ , которая в лабораторных условиях  $\approx 1$ , но при движении ионизованной среды в магнитном поле может иметь и другое значение.

<sup>\*\*</sup> Большая часть этого потока поглощается в туманности газом и пылью.

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ  
ПО ФЛЮКТУАЦИЯМ ЯРКОСТИ В ТУМАННОСТЯХ

С. Б. Пикельнер

Рассматривается характер флуктуаций поверхностной яркости туманности в предположении, что флуктуации есть следствие локально-изотропной турбулентности со скоростями, меньшими скорости звука. Соответствующие теоретические функции флуктуаций яркости  $F(r)$  рассчитаны для случая прозрачной туманности толщины  $L$  и непрозрачной туманности, в которой толщина слоя единичной оптической толщи равна  $l$ . Сравнение функции  $G(r)$ , полученной из наблюдений измерением яркости туманности, с  $F(r)$  может дать значения  $L$  или  $l$  и  $\epsilon$  — основного параметра турбулентности.

Предположим, что туманность представляет собой плоский слой толщины  $L$ , прозрачный для собственного излучения. Случай газово-пылевой туманности, в которой нужно учитывать поглощение, мы рассмотрим ниже. Излучение единицы объема туманности в линиях водорода пропорционально квадрату плотности  $\rho^2$  или, при постоянной температуре, квадрату давления  $p^2$ . Излучение в запрещенных линиях ионов кислорода, возбуждаемое ударами электронов, пропорционально  $n_e n_i$ , где  $n_i$  — концентрация ионов в основном состоянии возбуждения. Если степень ионизации кислорода постоянна, то излучение также пропорционально  $\rho^2$ . В первом приближении мы можем пользоваться этим соотношением. Если данное излучение образуется только в части туманности по толщине, мы должны уменьшить  $L$ .

Интенсивность излучения в некоторой линии в данной точке изображения туманности  $M$  равна

$$I(x) = K \int_0^L p^2(x, y) dy, \quad (1)$$

где  $x$  — координата точки  $M$  на картинной плоскости,  $y$  — координата вдоль луча зрения.

Из наблюдений мы можем получить статистическую функцию, характеризующую флуктуации яркости туманности

$$G(r) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [I(M_i) - I(M'_i)]^2}{\bar{I}^2}. \quad (2)$$



Расстояние между точками  $M_i$  и  $M_i'$  равно  $r$ . Таким образом, мы выбираем из всех точек с измеренной яркостью всевозможные пары с некоторым расстоянием между составляющими и находим значение  $G(r)$  для данной величины  $r$ . Затем изменяем  $r$ , берем все сочетания с новым расстоянием между точками и определяем  $G(r)$  для нового значения  $r$  и т. д.

Если предположить, что в туманности имеется локально-изотропная турбулентность, причем число Маха не превышает единицы (теория турбулентности развита пока только в таком предположении), то вид функции  $G(r)$  можно получить теоретически. Обозначим эту теоретическую статистическую функцию  $F(r)$ . Прежде чем перейти к ее определению, необходимо проверить, не будут ли флюктуации плотности в туманности при турбулентном движении образовываться адиабатически с повышением температуры. В этом случае излучение единицы объема не будет пропорционально  $\rho^2$ , так как рекомбинационное свечение при повышении температуры и при данной плотности ослабляется, а возбуждаемое ударами — усиливается. Время сжатия — порядка характерного времени больших вихрей, имеющих, как показывают фотографии диффузных туманностей, размер более  $10^{17}$  см. Вихри значительно меньших масштабов нас здесь не интересуют, так как наши измерения пока не могут отметить таких флюктуаций. Скорости в туманностях не превышают 15 км/сек, так что среднее время сжатия больше  $6 \cdot 10^{10}$  сек.  $\approx 2 \cdot 10^3$  лет. Время установления равновесной температуры в области ионизованного водорода [1]  $t_r \approx \frac{10^4}{n_H}$  лет, так что в типичных диффузных туманностях, где  $n_H \approx 10^2$ ,  $t_r \approx 10^2$  лет. Следовательно, температура в процессе сжатия больших плотных вихрей, повидимому, не будет существенно изменяться, хотя нужно учитывать грубость нашей оценки. Будем считать температуру в дальнейшем постоянной.

Функция  $F(r)$  в соответствии с определением  $G(r)$  должна иметь вид

$$F(r) = \frac{K^2 \left\{ \int_0^L p^2(x, y) dy - \int_0^L p^2(x+r, y) dy \right\}^2}{K^2 \left\{ \int_0^L p^2(x, y) dy \right\}^2}. \quad (3)$$

Сокращая и используя тождество

$$\left\{ \int_A^B f(x, y) dy \right\}^2 = \int_A^B \int_A^B f(x, y) f(x, y') dy dy' \quad (4)$$

и правило, что среднее от интеграла равно интегралу от среднего, приводим (3) к виду

$$F(r) = \frac{\int_0^L \int_0^L [p^2(x, y) - p^2(x+r, y)] [p^2(x, y') - p^2(x+r, y')] dy dy'}{\left\{ \int_0^L p^2(x, y) dy \right\}^2} =$$

$$= \frac{1}{\left\{ \int_0^L \overline{p^2(x, y)} dy \right\}^2} \iint_{00}^{LL} \overline{[p(x, y) + p(x + r, y)] [p(x, y) - p(x + r, y)]} \times \quad (5)$$

$$\times \overline{[p(x, y') + p(x + r, y')] [p(x, y') - p(x + r, y')]} dy dy'.$$

Мы предположили, что число Маха не превосходит единицу. При этом условии относительные флуктуации давления не слишком велики. В этом случае сумма давлений в двух точках изменяется значительно меньше, чем их разность, и в первом приближении можно считать ее постоянной, равной  $2\bar{p}$ , и вынести за знак среднего и за знак интеграла.

В результате имеем

$$F(r) = \frac{4\bar{p}^2 \iint_{00}^{LL} \overline{[p(x, y) - p(x + r, y)] [p(x, y') - p(x + r, y')]} dy dy'}{(\bar{p}^2)^2 L^2}. \quad (6)$$

Выражение под знаком интеграла можно заменить тождественно равным ему многочленом

$$\frac{1}{2} \{ \overline{[p(x, y) - p(x + r, y')]^2} + \overline{[p(x + r, y) - p(x, y')]^2} - \quad (7)$$

$$- \overline{[p(x, y) - p(x, y')]^2} - \overline{[p(x + r, y) - p(x + r, y')]^2} \},$$

в который входят средние квадраты разности давлений в двух точках, определяемые так называемой структурной функцией.

Выражение для структурной функции давления получено А. М. Обузовым [2] и А. М. Обузовым и А. М. Ягломом [3] и имеет вид

$$\overline{[p_1 - p_2]^2} = C^2 \varepsilon^{4/3} \bar{\rho}^2 r^{4/3}, \quad (8)$$

где  $C$  — постоянная порядка единицы,  $r$  — расстояние между точками 1 и 2. Подставляя (8) в (7) и приводя подобные члены, получим, вместо (6),

$$F(r) = \frac{4\bar{p}^2 C^2 \varepsilon^{4/3} \bar{\rho}^2 \iint_{00}^{LL} \{ [r^2 + (y - y')^2]^{2/3} - (y - y')^{4/3} \} dy dy'}{(\bar{p}^2)^2 L^2}. \quad (9)$$

Интеграл преобразуется способом, сходным с обычно применяемым в теории турбулентности [4]. Вводим новые переменные

$$u = \frac{y' - y}{L}; \quad v = \frac{y' + y}{L}, \quad (10)$$



позволяющие провести интегрирование по одной переменной, после чего интеграл приводится к виду

$$r^{1/2} 2L^2 \int_0^1 \left[ \left( 1 + \frac{L^2}{r^2} u^2 \right)^{1/2} - \left( \frac{L}{r} u \right)^{1/2} \right] (1-u) du = r^{1/2} L^2 \varphi \left( \frac{r}{L} \right). \quad (11)$$

В сделанном нами предположении, что флуктуации давления не слишком велики, можно заменить  $\bar{p}^2$  через  $\bar{p}^2$ . Кроме того, для ионизованного газа, состоящего в основном из водорода

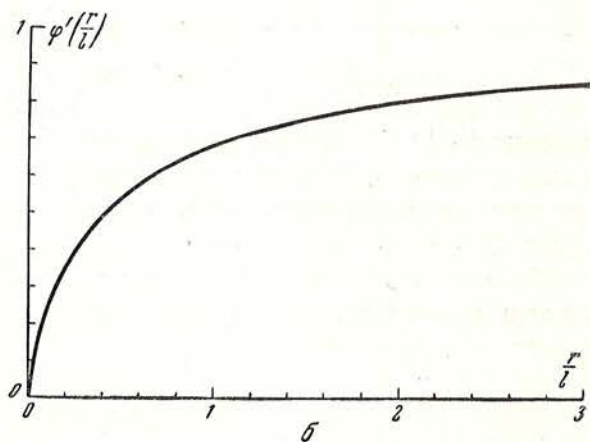
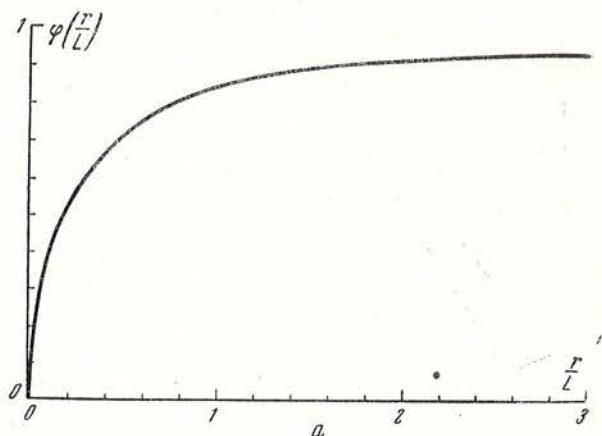
$$\frac{\bar{\rho}^2}{\bar{p}^2} = \frac{m_H^2}{4(kT_e)^2}. \quad (12)$$

Подставляя (11) и (12) в (9) и сокращая, находим

$$F(r) = C^2 \frac{m_H^2}{(kT_e)^2} (\epsilon r)^{1/2} \varphi \left( \frac{r}{L} \right). \quad (13)$$

Функция  $\varphi \left( \frac{r}{L} \right)$  вычислена численным интегрированием и представлена графически на фиг. 1, а.

Таким же способом рассчитаем  $F(r)$  для бесконечно толстого слоя поглощающей материи. Пусть расстояние, на котором оптическая толщина равна единице, будет  $l$ . Тогда интенсивность выходящего излучения можно записать в виде



Фиг. 1

$$I(x) = K \int_0^\infty e^{-y/l} p^2(x, y) dy. \quad (14)$$

Подставляя (14) в выражение для  $G(r)$  и используя (4), получим в числителе интеграл

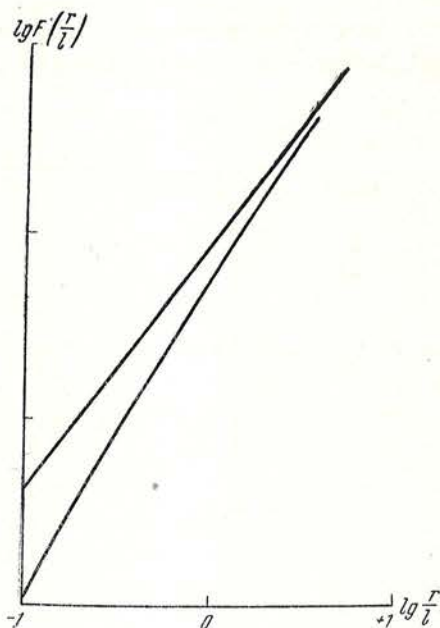
$$\int_0^\infty \int_0^\infty e^{-\frac{y+y'}{l}} [p^2(x, y) - p^2(x+r, y)] [p^2(x, y') - p^2(x+r, y')] dy dy'. \quad (15)$$

Вынося, как прежде,  $4\overline{p^2}$  за знак интеграла и делая те же преобразования, получим окончательно

$$F(r) = C^2 \frac{m_H^2}{(kT_e)^2} (\varepsilon r)^{1/2} \varphi' \left( \frac{r}{l} \right), \quad (16)$$

где

$$\varphi' \left( \frac{r}{l} \right) = \frac{r}{l} \int_0^\infty e^{-\frac{r}{l} u} [(1 + u^2)^{1/2} - u^{1/2}] du. \quad (17)$$



Фиг. 2

Функция  $\varphi' \left( \frac{r}{l} \right)$  представлена графически на фиг. 1, б. Различие между  $\varphi \left( \frac{r}{L} \right)$  и  $\varphi' \left( \frac{r}{l} \right)$  существенно только при  $\frac{r}{L}$  и  $\frac{r}{l} < 1$ . При больших  $r$  обе функции асимптотически стремятся к единице. Для сравнения с наблюдениями удобнее изобразить  $F \left( \frac{r}{l} \right)$  в логарифмической шкале. Из фиг. 2 видно, что тангенс угла наклона кривой мало отличается от  $4/3$ , постепенно увеличиваясь в сторону малых  $r$ . Если построить графически

зависимость  $\lg G(r)$  от  $\lg r$ , полученную из измерений туманности, ее можно сравнить с фиг. 2, смещая графики до наилучшего совпадения, сохраняя параллельность осей. Сдвиг по оси  $x$  позволит определить  $L$  (или  $l$ ), а сдвиг по оси  $y$  — величину  $\varepsilon$ .

Общее согласие кривых покажет справедливость исходной предпосылки о наличии в туманности локально-изотропной турбулентности с дозвуковыми скоростями.

#### Л и т е р а т у р а

1. L. Spitzer, M. Savedoff. Ap. J. 111, 593, 1950.
2. А. М. Обухов. ДАН СССР 66, 17, 1949.
3. А. М. Обухов и А. М. Яглом. Прикл. мат. и мех. 15, 3, 1951.
4. А. М. Обухов. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 3, 49, 1951.



ЧЕТВЕРТЫЙ СПИСОК ДИФФУЗНЫХ ЭМИССИОННЫХ  
ТУМАННОСТЕЙ*В. Ф. Газе и Г. А. Шайн*

В настоящей статье приводятся координаты 23 новых туманностей.

Публикуемый список 23 новых эмиссионных диффузных туманностей является продолжением трех ранее напечатанных [1, 2, 3].

Систематическое фотографирование Млечного Пути с красным фильтром на светосильных камерах ( $F:1.4$ ) с отверстиями 640 и 450 мм производилось в 1952 г. главным образом в областях Щита — Орла и Кассиопеи — Персея — Возничего.

Первая область известна как исключительно бедная туманностями. В области Млечного Пути с прямым восхождением от 3 до 5 час. довольно часто встречаются слабые маленькие диффузные области, лишенные структуры и связанные со слабыми звездами. Возможно, что они лежат на отдаленном спиральном рукаве Галактики. Почти все туманности, содержащиеся в настоящем списке, очень слабые и имеют небольшие угловые размеры.

Туманности, опубликованные как новые Р. Минковским в его двух списках [4, 5], обозначены  $Mi\ I$  и  $Mi\ II$ .

При повторных снимках Млечного Пути и при сравнении со списками Минковского, которых при составлении первого и второго списков у нас не было, выяснилась необходимость внести следующие исправления. В первом списке [1]:

$S\ 1 = NGC\ 896$ .

$S\ 14 = Mi\ I\ 23$  [4].

Во втором списке [2]:

$S\ 27 = IC\ 361$  — туманное скопление.

$S\ 31$  — не реальна.

$S\ 37 = Mi\ II\ 4$  [5].

$S\ 93 = S\ 9 = Mi\ II\ 16$  [5].

$S\ 100 = Mi\ II\ 18$  [5].

В третьем списке [3]:

$S\ 121$  — не реальна.

| №  | Обозначение | $\alpha_{1900}$    | $\delta_{1900}$ | Размер    | Описание туманности                                                                                                                                                                             |
|----|-------------|--------------------|-----------------|-----------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1  | S 280       | 140 <sup>m</sup> 1 | +72°59'         | 10' × 4'  | Равномерное пятно                                                                                                                                                                               |
| 2  | S 281       | 1 47.4             | +72 48          | < 0.5     | Слабая звезда, окруженная туманностью                                                                                                                                                           |
| 3  | S 282?      | 3 12.3             | +66 35          |           | Туманная звезда                                                                                                                                                                                 |
| 4  | S 283       | 3 22.5             | +68 2           | ~ 3'      | Очень слабое размытое пятно                                                                                                                                                                     |
| 5  | IC 342      | 3 37.1             | +67 47          | 25' × 10' | Яркое ядро — собственно IC 342, окруженное слабой диффузной туманностью (фиг. 1)                                                                                                                |
| 6  | S 284       | 3 38.0             | +69 49          | 15'       | Туманная полоска, пересекающая звезду                                                                                                                                                           |
| 7  | S 285       | 3 45.5             | +53 6           | 35' × 30' | Размытое слабое пятно (фиг. 2)                                                                                                                                                                  |
| 8  | S 286       | 3 48.1             | +52 21          | 80' × 50' | Туманность имеет вид неравномерного и не вполне замкнутого кольца вокруг BD + 52°726 O8, 6 <sup>m</sup> 70. Западная часть туманности значительно ярче. Условно даны координаты звезды (фиг. 2) |
| 9  | NGC 1469    | 3 50.7             | +68 14          | ~ 0.5     | Слабая маленькая туманность, прилегающая к звезде                                                                                                                                               |
| 10 | IC 356      | 3 57.3             | +69 29          | 3' × 1'   | Размытая круглая туманность более яркая в центре                                                                                                                                                |
| 11 | S 287?      | 4 11.4             | +52 46          | < 0.5     | Маленькая туманность, более яркая в середине к S от S 28                                                                                                                                        |
| 12 | S 288       | 4 38.1             | +46 38          | 60' × 15' | Слабая туманность без структуры                                                                                                                                                                 |
| 13 | Mi I 3      | 6 9.0              | +13 52          | 3' × 3'   | Яркая структурная туманность около BD +13°1171                                                                                                                                                  |
| 14 | S 289       | 6 10.2             | +14 17          | d ~ 5'    | Слабое пятно без структурных деталей                                                                                                                                                            |
| 15 | S 290       | 6 55.8             | — 8 43          | d = 4'    | Небольшая туманность, окружающая BD — 8°1666                                                                                                                                                    |
| 16 | BD —12°1771 | 7 0.6              | —12 11          | 5' × 3'   | Интересная структурная туманность вокруг BD —12°1771 (фиг. 3)                                                                                                                                   |
| 17 | IC 466      | 7 3.7              | — 4 8           | d = 1'    | Яркая маленькая туманность                                                                                                                                                                      |
| 18 | NGC 6535    | 17 58.7            | — 0 15          | 0.5       | Слабая маленькая туманность, вероятно, частично водородная                                                                                                                                      |
| 19 | S 291       | 18 19.9            | + 0 49          | 7' × 2'   | Очень слабое размытое пятно                                                                                                                                                                     |
| 20 | S 292       | 18 26.1            | — 2 6           | 8' × 8'   | Очень слабые клочки туманной материи около группы звезд                                                                                                                                         |
| 21 | S 293       | 18 39.1            | — 0 26          | 10' × 10' | Слабое размытое пятно                                                                                                                                                                           |
| 22 | S 294       | 18 40.3            | — 2 2           | 6' × 6'   | Равномерное туманное пятно без структуры                                                                                                                                                        |
| 23 | S 295?      | 18 41.0            | — 3 54          |           | Туманная звезда                                                                                                                                                                                 |
| 24 | S 296       | 18 41.7            | + 3 52          | 8' × 2'   | Тонкая полоса                                                                                                                                                                                   |
| 25 | IC 1295     | 18 49.3            | — 8 55          | d ~ 1'    | Слабая маленькая туманность, вероятно, только частично водородная                                                                                                                               |
| 26 | Mi I 10     | 18 56.9            | + 2 1           | 3' × 2'   | Очень яркая туманность интересной структуры, по форме напоминает цифру 8 (фиг. 4)                                                                                                               |
| 27 | S 297       | 19 28.5            | +10 25          | 1' × 1'   | Слабая туманность равномерной яркости                                                                                                                                                           |





Фиг. 1. IC 342, окруженная слабой  
диффузной туманностью



Фиг. 3. Туманность  
вокруг BD — 12° 1771



Фиг. 4. Туманность № 10  
из первого списка  
Минковского



Фиг. 2. S 285 и S 286

| №  | Обозначение | $\alpha_{1900}$                   | $\delta_{1900}$ | Размер    | Описание туманности                                                                                           |
|----|-------------|-----------------------------------|-----------------|-----------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 28 | S 298       | 21 <sup>h</sup> 17 <sup>m</sup> 3 | +38°19'         | ~ 5'      | Слабая дуга частично волокнистой структуры, пересекающая звезду BD +38°4462                                   |
| 29 | S 299       | 21 27.6                           | +37 34          | 80' × 5'  | Очень слабая туманность в виде слабой полосы к W от 72 Лебеда. Координаты относятся к более яркой южной части |
| 30 | S 300       | 21 32.2                           | +37 45          | 60' × 10' | Очень слабая полоса к E от 72 Лебеда                                                                          |
| 31 | S 301       | 22 45.6                           | +57 14          | 4' × 2'   | Очень маленькая слабая размытая туманность                                                                    |

Выражаем благодарность Г. С. Горбачеву за помощь в наблюдениях и Е. О. Иосько за изготовление репродукций.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950.
2. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 93, 1951.
3. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 52, 1952.
4. R. Minkovsky. PASP 58, № 340, 305, 1946.
5. R. Minkovsky. PASP 59, № 350, 257, 1947.



ФОТОГРАФИИ ПЯТИ ТУМАННОСТЕЙ  
С ИНТЕРЕСНОЙ СТРУКТУРОЙ

В. Ф. Газе

Даны фотографии пяти диффузных туманностей, интересных в структурном отношении.

В этой заметке даются фотографии, полученные с красным фильтром пяти диффузных туманностей, положения которых были даны в наших списках [1].

1. S 22.  $\alpha = 1^h 24^m.3$   $\delta = +57^\circ 47'$ , длиной около  $12'$  (фиг. 1). Туманность имеет форму серпа. На опубликованной нами фотографии [2], полученной с 450-миллиметровой камерой, не было видно структурных деталей. При фотографировании 640-миллиметровой (в масштабе  $1 \text{ мм} = 4'$ ) камерой выявилась замечательная волокнистая структура туманности. Звезд типа O или B0 до 12.5 величины, которые можно было бы считать возбуждающими, в ее окрестностях нет. Вероятно, как и в случае других волокнистых туманностей, здесь имеет место какой-то другой механизм возбуждения.

2. Область водородной эмиссии McD 30 ( $\alpha = 22^h 15^m.2$   $\delta = 62^\circ 43'$ ) и S 95 ( $\alpha = 22^h 21^m.4$   $\delta = +63^\circ 4'$ ) (фиг. 2).

Область McD 30 представляет собой довольно слабое облако, размером приблизительно  $50' \times 30'$  с яркой дугой в NE части, которая, вероятно, может служить примером возбуждения, возникающего вследствие столкновения газовой материи с темным межзвездным облаком, расположенным в направлении к NE. Известных звезд типа O или B0 в этой области нет. S 95 — слабое клочковатое облако, перерезанное темными образованиями к NE от McD 30.

3. Анонимная туманность к SE от  $\epsilon$  Cephei около BD  $+55^\circ 27' 24''$   $\alpha = 22^h 16^m$   $\delta = +55^\circ 40'$  со звездой HD 211853  $m = 9.0$  (класса O7+OW7) в центре (фиг. 3). В пределах туманности находятся также звезды HD 211564  $m = 11.07$ , WC и HDE 235807  $m = 9.2$ , класса B0 или B1. По сравнению с фотографией О'Кифе [3] наш снимок выявляет значительно больше деталей. Замечательна тонкая дуга внутри туманности, напоминающая комету. Размер более яркой части  $25' \times 20'$ .



Фиг. 1. S 22



Фиг. 5. S 104



Фиг. 2. MCD 30





Фиг. 3. Анонимна туманност к SE от  $\epsilon$  Цефея



Фиг. 4. NGC 7380

4. NGC 7380  $\alpha = 22^h43^m.0$   $\delta = +57^\circ21'$  ( $30' \times 15''$ ) (фиг. 4). Туманность обладает совершенно исключительной структурой. Она представляет собой два облака, очень резко ограниченных с Е, и заключает в себе несколько ярких волокон. Внутри туманности находится открытое скопление, к которому, собственно говоря, и относится номер NGC. Спектры звезд, находящихся внутри туманности, не известны; несколько к S находится слабая звезда  $B0_{ne}$   $m = 9.4$ . Наша фотография дает значительно больше деталей, чем фотография О'Кифе [3].

5. S 104,  $\alpha = 23^h48^m.0$   $\delta = +59^\circ55'$  (фиг. 5). Яркая маленькая туманность с диаметром около  $5'$ . Туманность имеет яркое ядро на фоне более слабого почти полного круга. На южной границе есть довольно яркое волокно. Спектр центральной звезды не известен. К югу от туманности расположена звезда BD  $+59^\circ 2786$   $O9e$   $m = 9.3$ , которая может быть ответственной за ее свечение.

Выражаю благодарность Е. О. Иосько за изготовление репродукций.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Г. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 6, 3, 1950; 7, 93, 1951.
  2. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 87, 1951.
  3. O'Keefe. Ap. J. 89, 136, 1939.
-



## 1200-МИЛЛИМЕТРОВЫЙ РЕФЛЕКТОР КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

*И. М. Копылов*

Статья посвящена описанию 1200-миллиметрового рефлектора Крымской астрофизической обсерватории, его установки, двух спектрографов и вспомогательных приспособлений. Приводятся результаты исследования главного зеркала рефлектора.

### ВВЕДЕНИЕ

В 1952 г. были начаты регулярные наблюдения на 1200-миллиметровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории близ с. Партизанского (12 км к востоку от г. Бахчисарая).

Наблюдения, выполненные при помощи этого рефлектора, послужат основой обширного ряда работ. Так как зачастую очень важно знать точность полученных результатов и возможности использованного инструмента, было сочтено необходимым дать краткое описание всего инструмента в целом и более подробное описание его наиболее важных оптических частей и приспособлений.

Монтировка этого инструмента (на колонне) выполняется следующим образом. Полярная ось инструмента, длиной около 6 м, опирается в средней своей части на колонну посредством двух подшипников, в которых она вращается. Ось склонения, проходящая через обойму в верхнем конце полярной оси, соединена с трубой.

Существенный недостаток монтировки — недоступность для наблюдений близполюсных звезд со склонениями больше  $+75^\circ$ .

На полярной оси труба уравнивается 10-тонным противовесом, на оси склонения труба уравнивается двумя противовесами по 3 т. Кроме того, имеются более мелкие противовесы на концах оси склонения, на верхнем и нижнем концах трубы и т. д., необходимые для окончательной балансировки телескопа и для уравнивания его в случае смены вспомогательных приборов, например в случае замены одного из спектрографов камерой для прямого фотографирования.

Инструмент снабжен шестернями грубого движения по прямому восхождению и склонению. Ведущая часовая шестерня связана посредством червячной передачи из трех червяков с электрическим часовым механизмом, установленным внутри колонны инструмента. Для синхронной работы всех трех червяков очень важна тщательная балансировка инструмента, на которую поэтому было обращено особое внимание.

Телескоп снабжен, помимо грубо разделенного часового круга, и более точным установочным. На оси склонения, параллельно шестерне грубого движения, имеется точно разделенный круг по склонению.

К трубе, в нижней ее части, крепятся два спектрографа: большой спектрограф со стеклянной оптикой и малый спектрограф с кварцевой оптикой. Кварцевый спектрограф легко снимается; вместо него, можно ставить адаптер с кассетным устройством для прямого фотографирования.

С правой стороны трубы (если смотреть с севера) помещены скрепленные с нею искатель и гид. Последний имеет окулярный микрометр с сеткой нитей.

Ниже дается краткое описание оптической части рефлектора.

Большое параболическое зеркало рефлектора имеет диаметр 1200 мм с главным фокусным расстоянием 8400 мм (светосила 1 : 7). Толщина стекла зеркала около 200 мм. В системе Кассегрена, которая принята в рефлекторе, вторичное выпуклое гиперболическое зеркало имеет диаметр 380 мм при толщине стекла в центральной части около 60 мм. Плоское диагональное зеркало эллиптической формы имеет размеры 310 × 200 мм при толщине 45 мм. Эквивалентный фокус рефлектора в принятой системе 24 м (светосила 1 : 20). Диагональное зеркало может поворачиваться вокруг оптической оси рефлектора на угол 135° и посылать луч света в большой или малый спектрограф. Главное зеркало рефлектора посеребрено, а вторичное и диагональное алюминированы.

Центрировка оптической системы рефлектора производилась смещением кассегреновского зеркала посредством стопоров. В процессе центрировки добивались, чтобы при движении этого зеркала при помощи электромотора вдоль оптической оси инструмента в пределах, допустимых конечными выключателями мотора, изображения всех зеркал и входного отверстия трубы оставались концентрическими при наблюдении из центра фокальной плоскости.

Установка инструмента по широте и азимуту, так же как и центрировка оптической системы, была выполнена настолько хорошо, что теперь при работе инструмента за время полуторачасовой экспозиции подправлять изображение звезды на щели по склонению почти не приходится.

## § 1. Исследование и серебрение главного зеркала

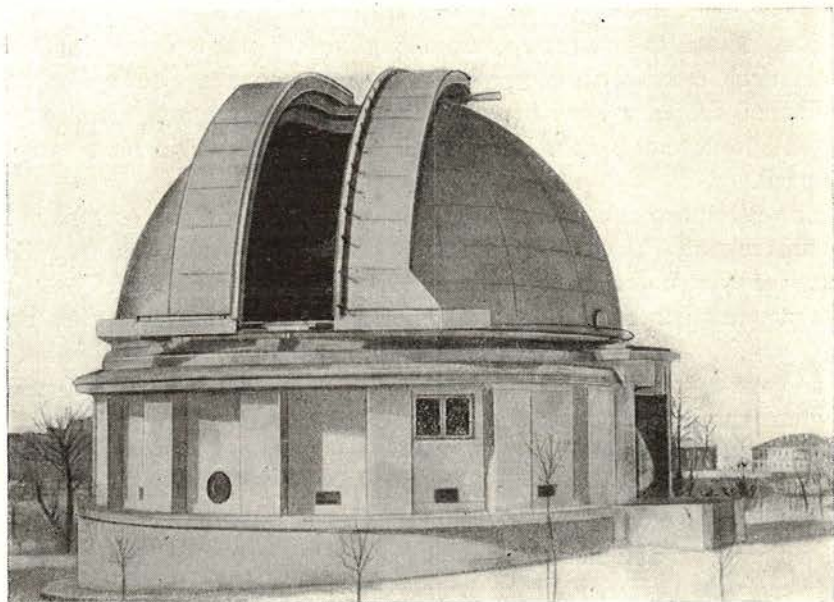
Для выяснения оптических свойств инструмента необходимо было в первую очередь исследовать качество его главного зеркала, так как именно оно должно вносить основные ошибки вследствие трудности обработки его поверхности и возможности прогиба под собственной тяжестью.



Для более тщательного определения оптических характеристик зеркала решено было исследовать его двумя способами: исследовать собственно зеркало из его центра кривизны и в комбинации с двумя другими зеркалами в рабочей системе Кассегрена.

Способ исследования зеркала из его центра кривизны описан Г. А. Шайном [1].

Размеры башни (диаметр около 15 м) не позволяли провести внутри ее исследование зеркала из центра кривизны ( $\rho = 17$  м). Поэтому исследование было проведено следующим образом. Зеркало было вынуто из



Фиг. 1. Башни 1200-миллиметрового рефлектора

трубы и при помощи тали было подвешено в башне вертикально, так, что нижняя часть его оправы едва касалась пола, а отражающая поверхность была обращена к входной двери.

Снаружи, перед входом в башню, на расстоянии радиуса кривизны зеркала, на оптической скамье помещались источник света (лампочка, закрытая диафрагмой с отверстием 0.15 мм) и кассета с фотографической пластинкой. Плоскости диафрагмы и передней стенки кассеты совмещались. Перпендикулярно оптической оси зеркала расстояние между центром передней стенки кассеты и отверстием в диафрагме составляло 2 см, что в угловой мере при расстоянии 17 м соответствовало  $4'$ .

Одновременным движением лампочки и кассеты, передняя стенка которой служила экраном, находился центр кривизны зеркала.

Перед поверхностью зеркала устанавливалась диафрагма Гартмана, которая делит зеркало на 10 концентрических зон по 5 см шириной, с радиусами от 15 до 60 см. На восьми диаметрах, проведенных через

22° 5, симметрично по отношению к центру в каждой зоне сделаны отверстия диаметром 5 см. Общее число отверстий в диафрагме 72.

Для исследования зеркала была выбрана безветренная ночь 11 июля 1952 г. Источник света неподвижно закреплялся в центре кривизны, а кассета с пластинкой передвигалась вдоль оптической оси. Было получено несколько пар снимков с кассетой, помещенной за центром и перед центром кривизны на расстоянии 19.5 см от последнего.

Были отобраны и измерены три пары пластинок. Измеренные отклонения были редуцированы к главному фокусу зеркала ( $F = 8400$  мм) с учетом поправки согласно формуле

$$\rho = 2F + \frac{R^2}{2F} + \frac{R^4}{16F^3},$$

где  $\rho$  — радиус кривизны зоны радиуса  $R$ ,  $F$  — главный фокус зеркала.

В табл. 1 приведена величина поправки за параболичность зеркала — сумма второго и третьего членов в правой части формулы.

При определении среднего фокуса две внутренние зоны (с радиусами 150 и 200 мм) были опущены, так как в системы Кассегрена, которая принята в данном инструменте, эти зоны (первая полностью, а вторая частично), экранируются вторичным зеркалом.

Таблица 1

| Радиус зоны,<br>мм | $\frac{R^2}{2F} + \frac{R^4}{16F^3}$ , мм |
|--------------------|-------------------------------------------|
| 600                | 20.01                                     |
| 550                | 16.81                                     |
| 500                | 13.89                                     |
| 450                | 11.25                                     |
| 400                | 8.89                                      |
| 350                | 6.81                                      |
| 300                | 5.00                                      |
| 250                | 3.47                                      |
| 200                | 2.22                                      |
| 150                | 1.25                                      |

Таблица 2

| Радиус зоны<br>мм | Аберрация<br>$\Delta F$ , мм | Астигматизм<br>$a/2$ , мм |
|-------------------|------------------------------|---------------------------|
| 600               | —0.16                        | 1.7                       |
| 550               | —0.25                        | 1.1                       |
| 500               | —0.17                        | 1.1                       |
| 450               | —0.08                        | 1.2                       |
| 400               | —0.10                        | —                         |
| 350               | +0.46                        | 1.4                       |
| 300               | +0.50                        | 1.2                       |
| 250               | +0.28                        | 1.0                       |
| $T = 0.24$        |                              | 1.2                       |

Результаты определения продольной сферической аберрации и астигматизма зеркала из его центра кривизны приведены в табл. 2.

В столбце для сферической аберрации внизу приведено среднее значение постоянной Гартмана по трем парам пластинок;  $\frac{a}{2}$  — величина астигматизма, внизу — среднее значение.

Постоянная Гартмана определялась по обычной формуле

$$T = \frac{200\,000}{F_0^2} \cdot \frac{\sum R^2 \Delta F}{\sum R}.$$



В ноябре 1952 г. было проведено исследование зеркала в системе Кассегрена (эквивалентный фокус 24 м). Диафрагма Гартмана надевалась на верхний конец трубы телескопа. Источником света служила Капелла.

Были измерены две пары снимков, полученных за и перед фокусом с разностью расстояний 308 мм. Результаты обработки (среднее по двум парам пластинок) приведены в табл. 3.

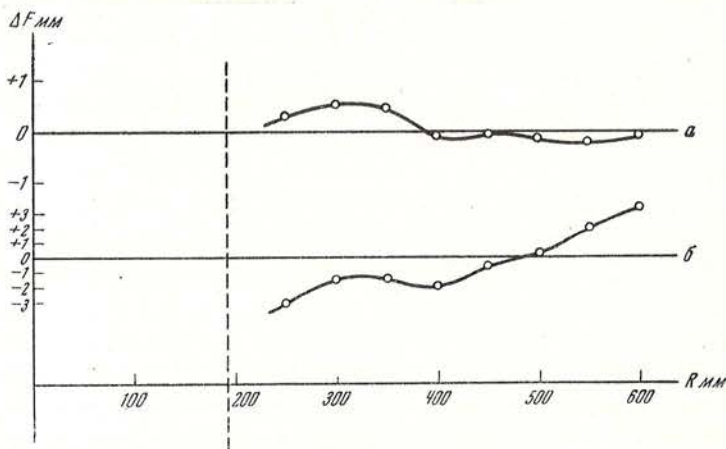
Таблица 3

| Радиус зоны<br>мм | Аберрация<br>$\Delta F$ , мм | Астигматизм<br>$a/2$ , мм |
|-------------------|------------------------------|---------------------------|
| 600               | +3.2                         | 0.2                       |
| 550               | +1.9                         | 1.0                       |
| 500               | +0.1                         | 1.6                       |
| 450               | -0.6                         | 1.3                       |
| 400               | -1.9                         | 1.4                       |
| 350               | -1.5                         | 2.5                       |
| 300               | -1.5                         | 1.1                       |
| 250               | -3.1                         | 2.0                       |
| $T = 0.24$        |                              | 1.6                       |

На фиг. 2 представлена графически продольная сферическая аберрация для различных зон по двум рядам исследования зеркала: а) из центра кривизны и б) в системе Кассегрена.

Из рисунка видно, что обе кривые весьма сходны по форме, но имеют различный наклон к координатным осям. Некоторый подъем кривой б) для внешних зон по сравнению с кривой а) может быть объяснен, повидимому, двумя причинами — температурным эффектом и различием в положении зеркала в оправе (Капелла снималась в зените).

Диаметр кружка рассеяния  $\rho = 2''.06 \cdot T = 0''.5$  в линейной мере составляет на цели 0.06 мм (масштаб в эквивалентном фокусе  $8''.5$  в 1 мм). При очень плохих атмосферных условиях диск дрожания может достигать нескольких секунд дуги.



Фиг. 2. Продольная сферическая аберрация главного зеркала

Значение 0.24 для постоянной Гартмана говорит о сравнительно невысоких оптических качествах зеркала. По величине постоянной Гартмана это зеркало стоит в ряду известных зеркал с наибольшими значениями  $T$  (Торонто, 74 дюйма,  $T = 0.20$ ; Уккль, 40 дюймов,  $T = 0.25$ ).

Заметим, что постоянная Гартмана зеркала разрушенного 40-дюймового рефлектора Крымской обсерватории была всего 0.10.

Серебрение зеркала было произведено по способу Н. Г. Пономарева [2]. Этот способ гарантирует получение равномерного по всей поверхности зеркала серебряного фильма большой прочности. Зеркало вынимается из трубы и помещается в оправе в горизонтальном положении на специальной тележке. Края зеркала оклеиваются несколькими слоями парафинированной бумаги так, чтобы высота бумажного бортика над поверхностью зеркала была не менее 8—10 см. Перед серебрением поверхность зеркала тщательно промывается азотной кислотой и споласкивается водой, а затем промывается 6%-ным раствором едкого кали и снова споласкивается водой.

Раствор для серебрения состоит из трех равных по объему растворов: 6%-ный раствор азотнокислого серебра ( $\text{AgNO}_3$ ), 6%-ный раствор едкого кали (KOH) и раствор-восстановитель (составляющие: химически чистый сахар, спирт, азотная кислота). В процессе приготовления раствора для серебрения его первые две составные части разбавляются 20%-ным аммиаком.

Общее количество раствора составляет 36 л. Таким образом, толщина слоя раствора, вылитого на поверхность зеркала, равна 3 см.

Процесс серебрения мало чем отличается от описанного Н. Г. Пономаревым.

Примерно через сутки после серебрения, после того как серебряный фильм высох, произведена его полировка десятиминутным красным крокусом.

## § 2. Спектрограф со стеклянной оптикой

Конструкция этого однопризмового трехкамерного спектрографа была разработана по схеме, предложенной В. А. Альбицким. При конструировании корпуса спектрографа исходили из необходимости сообщить ему возможно большую жесткость и свести до минимума эффект дифференциального гнутия, являющийся причиной многих систематических ошибок при спектральных работах и особенно при определении лучевых скоростей. Выбор формы корпуса спектрографа определялся тем, что спектрограф предполагалось сделать однопризмовым. Следовательно, оптическая ось камеры должна быть наклонена под сравнительно небольшим (около  $60^\circ$ ) углом к оси коллиматора, увеличивая почти вдвое длину спектрографа. Это предъявляло особенно жесткие требования к корпусу спектрографа и к способу его крепления к трубе телескопа.

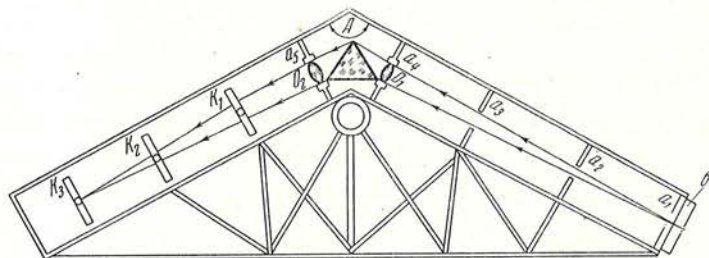
В качестве материала для корпуса спектрографа был выбран дюралюминий. Механическая часть спектрографа, за исключением кассет с их держателями, была сделана в механических мастерских обсерватории.

Корпус спектрографа (фиг. 3) представляет собой плоский треугольный ящик из листов дюралюминия, толщиной 16 мм с углом  $A$  при вершине, равным  $119^\circ$ . Углы при основании треугольника срезаны. Длина срезанного основания треугольника, т. е. примерная длина спектрографа, составляет 1820 мм, высота корпуса спектрографа 670 мм, толщина



200 мм. Внутри корпус спектрографа для большей жесткости укреплен ребрами. Ребра, так же как и боковые стенки, скреплены болтами с основанием и верхними крышками ящика.

Рабочей частью спектрографа является труба квадратного сечения ( $168 \times 168$  мм), идущая вдоль верхних крышек ящика. Передняя часть этой трубы — труба коллиматора — разделена четырьмя поперечными переборками  $a$ . Внешняя сторона первой из этих переборок  $a_1$  совпадает с передним срезом корпуса и служит основанием, на котором крепится



Фиг. 3. План корпуса большого спектрографа

массивное металлическое кольцо  $b$ , несущее щелевую головку. Две следующие переборки,  $a_2$  и  $a_3$ , имеют отверстия, соответствующие ширине пучка света, идущего от щели, и предназначены для уменьшения рассеянного света внутри спектрографа и для увеличения жесткости корпуса. Четвертая переборка  $a_4$  имеет гнездо для ввинчивания объектива коллиматора  $O_1$ . Призма крепится в углу при вершине треугольника.

В задней части оптической трубы расположено плато  $a_5$  для крепления сменных объективов  $O_2$  камер;  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_3$  — держатели кассет для трех камер.

Верхние крышки спектрографа имеют пять закрывающихся окон. Первое окно обеспечивает доступ к объективу коллиматора и призме, второе окно служит для смены объективов и фокусировки камер. Остальные три обеспечивают доступ к кассетам. Внутренние стенки спектрографа для уменьшения рассеянного света окрашены в черный цвет.

Ниже приводятся основные данные об оптике спектрографа.

Объектив коллиматора при диаметре 50 мм имеет фокусное расстояние 995 мм. Призма из стекла 0118 (обыкновенный флинт) имеет преломляющий угол  $66^\circ.58$ , длину преломляющего ребра 56 мм и длину боковой грани 120.8 мм. Флинт 0118 выгоден тем, что, уступая лишь немного в дисперсии более тяжелому флинту, прозрачнее последнего, особенно для коротковолновой части спектра.

Данные об объективах камер приводятся в табл. 4.

Наличие трех камер дает возможность быстро менять дисперсию, что значительно увеличивает возможности инструмента. Использование более светосильных камер позволяет за счет уменьшения линейной дисперсии и ухудшения чистоты спектра заметно выиграть в яркости и получать спектры более слабых звезд.

Установка призмы в спектрографе осуществлена следующим образом. Призма в оправе ж е с т к о крепится боковой гранью к основанию алюминиевого цилиндра, имеющего высоту 56 мм, и вместе с цилиндром крепится к стенке спектрографа при помощи винта. Отверстие в стенке спектрографа, в которое входит винт, сделано с таким расчетом, чтобы можно было перемещать призму по высоте и менять ее наклон. После установки призмы в требуемом положении она фиксируется стопорным винтом.

Оси держателей кассет могут скользить в пазах, прорезанных в стенках корпуса спектрографа, параллельно оптической оси камеры, чем осуществляется грубая фокусировка камер. Более тонкая фокусировка производится при помощи кремальеры при объективе камеры.

Таблица 4

| Камера  | Фокусное расстояние, мм | Светосила | Дисперсия у $H\gamma$ , Å/мм |
|---------|-------------------------|-----------|------------------------------|
| N 15038 | 230                     | 1 : 4     | 72.2                         |
| $g'$    | 480                     | 1 : 8     | 35.6                         |
| $g'$    | 720                     | 1 : 12    | 23.4                         |

Ось держателя кассеты проходит через середину фотографической пластинки в плоскости светочувствительного слоя. Изменение наклона пластинки производится вращением держателя вокруг своей оси. У правого конца оси, выведенного наружу, на стенке спектрографа закреплена шкала, по которой отсчитывается угол наклона кассеты.

Держатели и кассеты всех трех камер совершенно одинаковы, поэтому кассеты взаимозаменяемы.

Держатель снабжен приспособлением, позволяющим передвигать кассету в плоскости, перпендикулярной оптической оси камеры поперек дисперсии. При размерах пластинки  $3 \times 12$  см и при высоте спектра (вместе со спектром сравнения) около 1.7 мм, можно получать на одной пластинке несколько спектров.

Перейдем к описанию целевой части спектрографа и вспомогательных приспособлений.

Основание целевой головки соединяется наглухо с кольцом 6 тремя винтами. Верхняя же часть ее вместе со целью может вращаться при помощи коррекционных винтов в некоторых пределах вокруг оптической оси коллиматора, что дает возможность установить цель параллельно преломляющему ребру призмы.

Длина щек щели 15 мм, скос щек  $40^\circ$ . Изменение ширины щели происходит так, что одна из щек щели остается неподвижной, а другая перемещается параллельно самой себе микрометрическим винтом. Ширина щели отсчитывается на разделенном барабане винта.

Плоскость щек щели наклонена под очень небольшим углом к оптической оси инструмента и гидирование производится по способу Хёггинса. Отраженные от полированных щек щели лучи звезды рассматриваются при помощи простого оптического приспособления, состоящего из двух



призм полного внутреннего отражения, двух объективов и окуляра. Такой способ гидирования позволяет в течение всей экспозиции держать самую яркую часть изображения звезды на щели. Для облегчения гидирования плоскость щек можно освещать слабой лампочкой, расположенной так, чтобы ее свет не проникал далеко в коллиматор.

Перед щелью устанавливается диафрагма Гартмана для получения на фотографической пластинке рядом со спектром звезды спектра сравнения. Диафрагма имеет два треугольных выреза, дающих возможность при движении диафрагмы перед щелью открывать либо центральную часть щели для получения спектра звезды, либо боковые части (симметричные по отношению к центральной) для впечатывания спектра сравнения. Высота спектра звезды, высота и расстояние спектра сравнения регулируются особыми стопорами, имеющимися в приспособлениях для движения диафрагмы.

Источником для получения спектра сравнения служит электрическая дуга с железными электродами. Дуга включена в цепь напряжением 110 в, яркость ее регулируется реостатом. Перед щелью устанавливается матовое стекло, которое сзади освещается дугой.

Стандартизация пластинок производится следующим образом. Щеки щели раздвигаются на максимальную ширину и перед щелью, вместо диафрагмы Гартмана, вставляется ступенчатая щель, освещаемая лампочкой с молочным стеклом.

Фокусировка объектива коллиматора, т. е. приведение щели в фокус объектива, фокусировка камер и определение наклонов кассет производились обычным способом. В левой стенке корпуса спектрографа для введения диафрагмы Гартмана при фокусировке камер сделана узкая щель. Она расположена так, что диафрагма вдвигается в пучок света в пространстве между объективом коллиматора и призмой.

Фокусировка изображения звезды на плоскость щели спектрографа производится поступательным перемещением гиперболического зеркала рефлектора вдоль оптической оси. Зеркало может перемещаться в пределах 110 мм, которые фиксируются конечными выключателями электромотора.

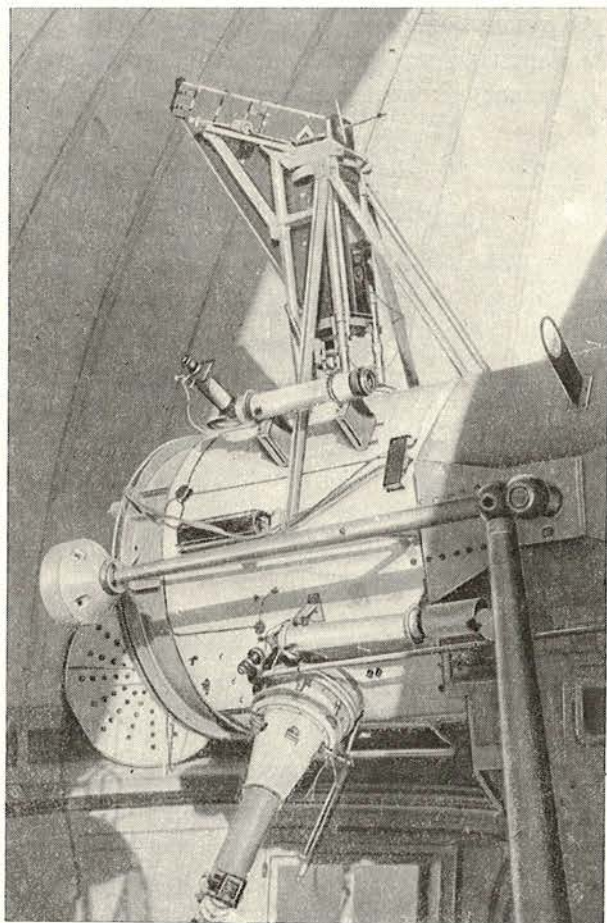
Система крепления спектрографа к трубе видна на фиг. 4. К флянцу на северной стороне трубы под прямым углом к ней крепится суппорт с пятью кронштейнами. На расстоянии 300 мм от трубы эти кронштейны стягиваются чугунным кольцом, внутри которого на трех коррекционных болтах укреплено еще одно кольцо. В последнее с легким трением входит корпус спектрографа кольцом *б* со целевой головкой.

В центральной части корпуса, ниже призмы, имеется круглое сквозное отверстие, через которое проходит основной стержень, поддерживающий спектрограф. Стержень соединен с концами кронштейнов суппорта не наглухо, а с известной свободой, так чтобы в различных положениях телескопа при наблюдениях не создавалось натяжений на корпусе спектрографа. При помощи установочных винтов, связанных со стержнем, корпусу спектрографа можно придать необходимое положение по отношению

к суппорту. Таким образом, корпус спектрографа присоединен к суппорту в двух точках.

В целях уменьшения провеса заднего конца корпуса спектрографа по обеим сторонам его сделаны два рычага с противовесами на концах.

Жесткость суппорта увеличена четырьмя растяжками, идущими от трубы телескопа к месту соединения суппорта с основным поддерживающим стержнем. Такая конструкция крепления спектрографа к суппорту



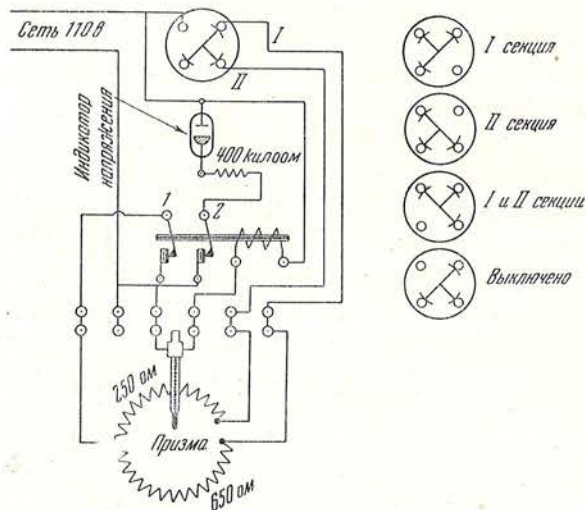
Фиг. 4. Нижний конец трубы рефлектора. Вверху — большой спектрограф, внизу — кварцевый

в сочетании с выбранной формой корпуса способствовала в значительной мере уменьшению эффекта дифференциального гнутия спектрографа. Влияние этого эффекта на полученных спектрограммах не сказывается ощутимым образом.

Неполное освещение объектива коллиматора небесным источником света вызывает систематические ошибки при определении лучевых скоростей и искажения контуров линий при спектрофотометрических измерениях.



Известно, что светосила коллиматора и самого телескопа одинаковы. Поэтому необходимо было произвести тщательную центровку коллиматора, т. е. совместить оптические оси коллиматора и телескопа. Для этого на верхний конец трубы телескопа надевалась диафрагма Гартмана, в свое время служившая для исследования зеркала. При помощи щели и щелевой диафрагмы делалось небольшое квадратное отверстие на оси коллиматора. Телескоп направлялся на Солнце. Посредством трех коррекционных болтов в кольце суппорта при щелевом конце спектрографа было достигнуто такое положение спектрографа, при котором изображение диафрагмы Гартмана на матовом стекле, приложенном к объективу коллиматора, оказалось concentричным с оправой объектива.



Фиг. 5. Электрическая схема термостатирующего устройства большого спектрографа

Много внимания было уделено термостатированию спектрографа, так как колебания температуры спектрографа в целом и отдельных его частей являются причиной больших ошибок, особенно при определении лучевых скоростей.

В данном случае термостатирование осуществлено следующим образом. Весь корпус спектрографа, за исключением щелевой головки, был покрыт слоем войлока до 20 мм толщиной. Войлок был обшит плотной тканью для уменьшения теплопроводности и предохранения от протирания. Войлочная изоляция была закреплена легкими дюралюминиевыми планками вдоль ребер корпуса. Равномерно разбросанные по боковым стенкам спектрографа шайбы обеспечивали плотное прилегание войлока ко всему корпусу спектрографа. Войлочная изоляция, покрывающая корпус, нигде не соприкасается с суппортом.

Схема электрической части терморегулирующего устройства (фиг. 5) по заданным условиям осуществлена электриком обсерватории К. Я. Лиморенко. В призмной камере вдоль боковых стенок спектрографа уста-

новлено на изоляторах восемь сопротивлений, собранных в две секции по 250 и 650 ом. Секции включены в электрическую сеть параллельно и могут включаться и по отдельности и обе одновременно. В параллельную цепь включены ртутный термометр-регулятор, реле и индикатор напряжения — сигнальная лампа, в данном случае неоновая. Вся схема включается в сеть постоянного тока напряжением 110 в.

Принцип действия — обычный для такого рода схем: при нагревании ртути в терморегуляторе поднимается и замыкает цепь сердечника магнита реле, который выключает нагревательную цепь и сигнальную лампу. Реле имеет две пары контактов, одновременно прерывающих цепь термостата и индикатора напряжения.

Термометр-регулятор, реле и сигнальная лампа, вместе с четырех-контактным переключателем расположены на верхней крышке спектрографа над его коллиматорной частью. Терморегулятор ввинчивается в отверстие в крышке спектрографа над призмой, так что его баллон с ртутью полностью помещается в призмной камере. Рядом с ним устанавливается так называемый контрольный термометр с ценой деления  $0^{\circ}.1$ , который позволяет следить за изменениями температуры внутри спектрографа во время работы термостатирующего устройства.

Реле закрывается особой коробкой из тонкого дюралюминия со стенками, оклеенными внутри сукном.

Войлочная изоляция над камерами спектрографа состоит из двух частей, расположенных над объективом камеры и над кассетами. Эти верхние войлочные обкладки, частично перекрываясь, очень плотно прилегают к корпусу.

На боковых стенках в изоляции имеются в соответствующих местах вырезы, закрываемые крышками, для доступа к стопорным винтам призмы и к шкалам для отсчета наклона кассет.

Внешний вид теплоизоляции спектрографа можно видеть на фиг. 4 или 6.

### § 3. Кварцевый спектрограф

Этот спектрограф, меньших размеров, с кварцевой оптикой, предназначен для изучения ультрафиолетовой части спектра. Несколько снижает его эффективность для далекого ультрафиолета серебряный фильм главного зеркала. Тем не менее, на спектрограммах, полученных с кварцевым спектрографом, можно проследить непрерывный спектр и линии поглощения в коротковолновую часть спектра до  $3400 \text{ \AA}$ .

Коллиматор спектрографа при диаметре 40 мм имеет фокусное расстояние 800 мм. Две кварцевые призмы спектрографа закрепляются в одной общей оправе.

Объектив камеры спектрографа имеет при диаметре 50 мм светосилу  $1:4$ . Линейная дисперсия спектра составляет у  $H_{\gamma}$   $162 \text{ \AA/мм}$ , у  $H_{\delta}$  —  $132 \text{ \AA/мм}$ , у  $H_{16}$  ( $\lambda 3704$ ) —  $95 \text{ \AA/мм}$ , у  $OII$  ( $\lambda 3407$ ) —  $65 \text{ \AA/мм}$ .



Наклон фотопластинки к оптической оси камеры составляет  $15^{\circ}.8$ . Камера спектрографа рассчитана на коротковолновую часть спектра, поэтому спектр в красную сторону от  $H_{\gamma}$  оказывается вне фокуса.

Камера снабжена устройством для передвижения кассеты перпендикулярно оптической оси. При размерах пластинки  $6 \times 9$  см и средней высоте спектра звезды (вместе со спектром сравнения)  $1.7 - 1.9$  мм это устройство позволяет получить на одной пластинке несколько спектров, практически до 10.

Устройство щелевой части и приспособления для гидирования такое же, как и для большого спектрографа со стеклянной оптикой, но приспособление для получения спектра сравнения осуществлено по-другому. Над щелью спектрографа расположены симметрично относительно центра щели две небольшие кварцевые призмы полного внутреннего отражения. Расстояние между этими призмами (высота спектра звезды) может изменяться микрометрическим винтом. Электрическая дуга с железными электродами помещается сбоку коллиматора. Свет от нее посредством простой системы линз и упомянутых призм направляется в щель спектрографа. Преимущество и удобство такой конструкции заключается и в том, что можно получить спектр сравнения, не прерывая экспозиции звездного спектра.

Кварцевый спектрограф жестко крепится к флянцу на трубе телескопа. При большой легкости и компактности этого спектрографа в сочетании с исключительной жесткостью корпуса опасаться заметного дифференциального гнута не приходится.

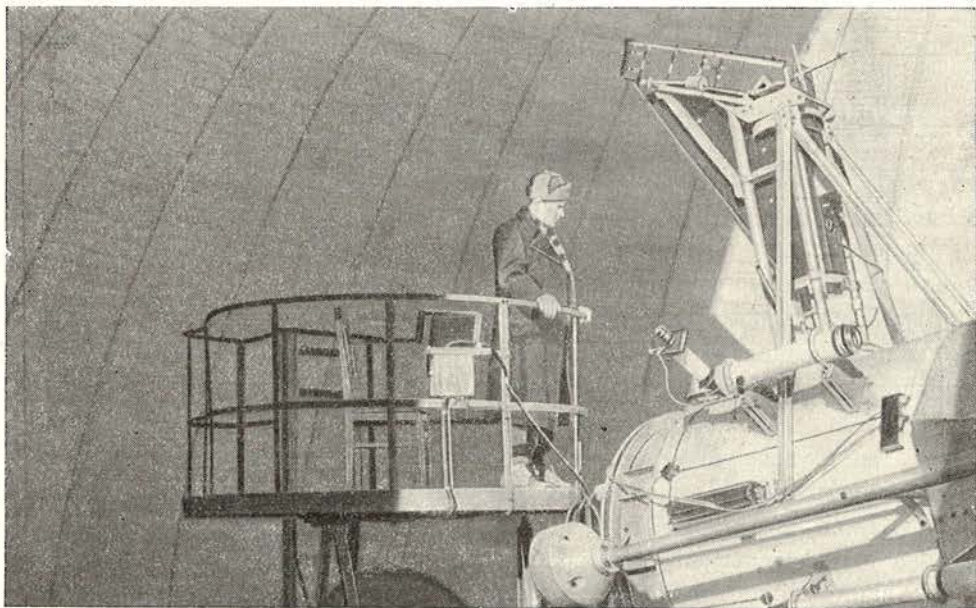
#### § 4. Вспомогательные приспособления

Установка инструмента на звезду (приведение звезды в поле зрения искателя и гида) производится электромоторами грубого движения или, в случае необходимости, вручную при помощи штурвалов, что при хорошо уравновешенном инструменте требует незначительных усилий.

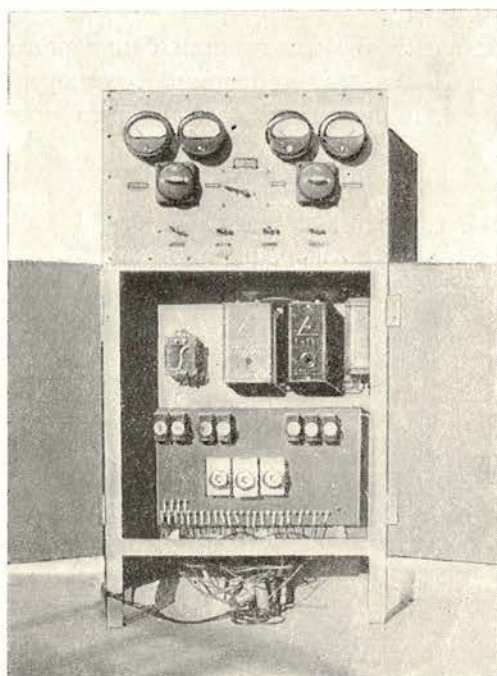
Кроме того, применяется более медленное, так называемое установочное движение для установки изображения звезды на щель спектрографа и еще более медленное движение для гидирования во время экспозиции. Включение установочного движения и движения для гидирования сосредоточено в одном ручном пульте управления.

Скорость хода часового механизма регулируется секундным контролем от часов, помещенных в башне.

При наблюдении звезд с отрицательными или небольшими положительными склонениями большой спектрограф, поднимающийся очень высоко над полом башни, становится труднодоступным. В таких случаях используется специальная передвижная наблюдательная платформа (фиг. 6), электромоторы которой питаются переменным током напряжением 220 в. На перилах площадки для наблюдателя монтирован пульт управления всеми движениями платформы. Платформа снабжена электрическим кабелем достаточной длины и может передвигаться по полу башни



Фиг. 6. Наблюдательная платформа



Фиг. 7. Распределительный шкаф



в любом направлении. Кроме того, платформа имеет подъемное устройство, посредством которого площадка с наблюдателем может подниматься вверх над полом на нужную высоту (до 7 м). Управление движением и подъемом очень просто по устройству и не требует много времени.

Купол башни вращается специальным электромотором. Один из двух пультов включения и выключения этого мотора находится под руками у наблюдателя во время экспозиций. В случае необходимости купол можно поворачивать штурвалом вручную. Штурвал служит также и для открывания створок купола перед началом работы.

Приборы включения всей очень сложной электрической схемы телескопа и его вспомогательных приспособлений в сеть постоянного (110 в) и переменного (220 в) тока монтированы на лицевой стороне особого распределительного шкафа, установленного в башне (фиг. 7). Здесь же производится включение освещения телескопа, секундного контроля и часового механизма. Последний плавно пускается в ход особым реостатом.

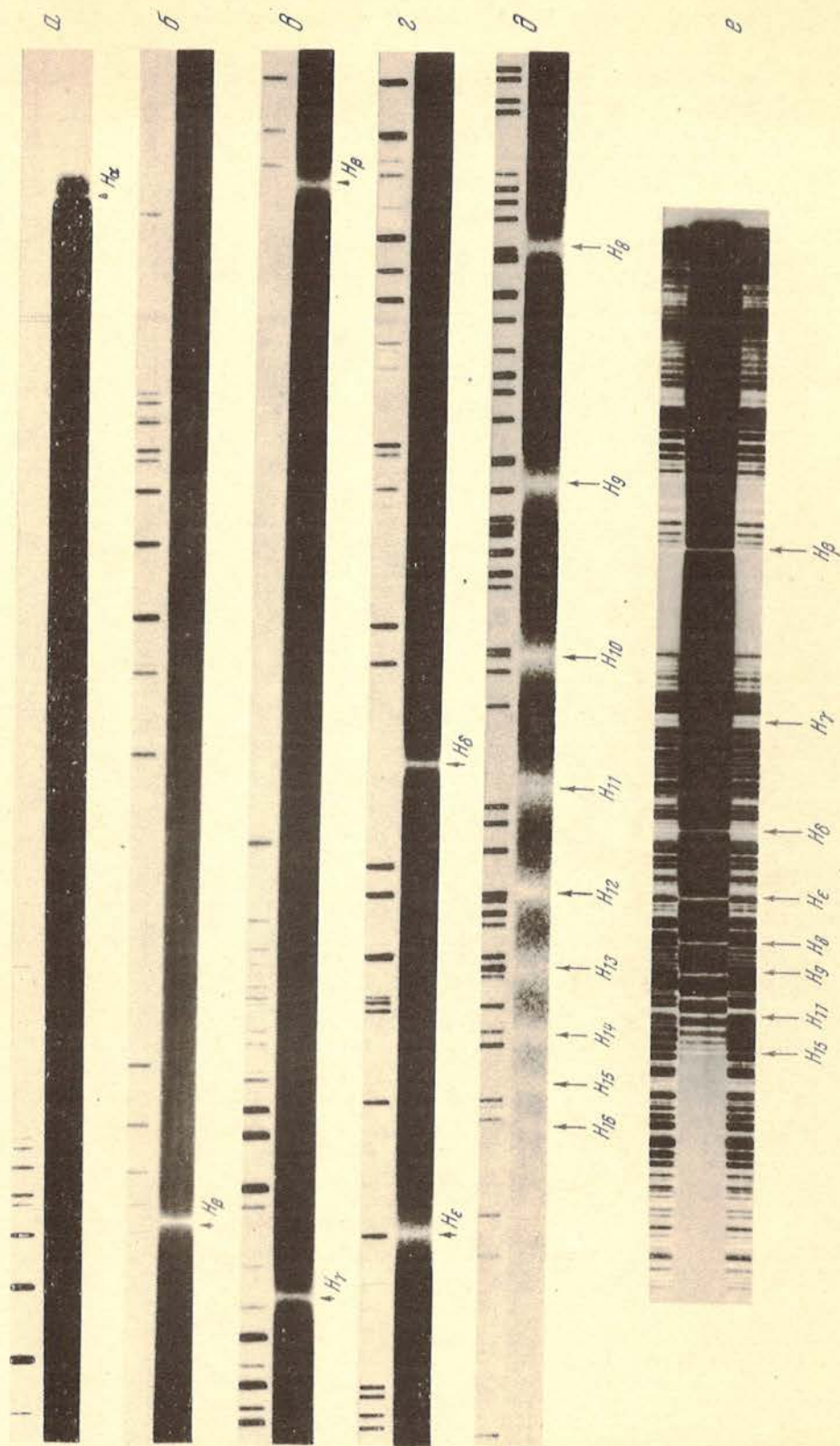
В башне к югу от инструмента установлена светонепроницаемая кабина для фотографических работ.

В заключение приводим репродукции двух спектрограмм звезды  $\alpha$  Peg ( $2^m7$ ) спектрального класса A0 (фиг. 8). Одна из них получена на кварцевом спектрографе (экспозиция  $8^m$ ), другая — на большом спектрографе с камерой № 3 (дисперсия у  $H_\gamma$  23.4 Å/мм; экспозиция  $20^m$ ) при очень плохих изображениях. Спектрограммы получены в обоих случаях при ширине щели 0.03 мм.

На оригинальных спектрограммах линии бальмеровской серии можно проследить вплоть до  $H_{16}$  на спектрограмме с дисперсией 23.4 Å/мм и до  $H_{18}$  на спектрограмме,<sup>1</sup> полученной с кварцевым спектрографом.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Ш а й н. Изв. ГАО, 10, 450, 1926.
  2. Н. Г. П о н о м а р е в. Бюлл. астр. ин-та, № 30, 1931.
-



Фиг. 8. Спектр  $\alpha$  Пегаса ( $m = 2.7$ )  
 $a-d$  — дисперсия  $23.4 \text{ \AA /mm}$  у  $H\gamma$  (камера № 3 большого спектрографа);  $e$  — дисперсия  $162 \text{ \AA /mm}$  у  $H\gamma$   
 (кварцевый спектрограф)



СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ  $\gamma$  КАССИОПЕИ

Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, И. М. Коньков

В статье излагаются результаты обработки спектров, полученных на 1200-миллиметровом отражательном телескопе Крымской астрофизической обсерватории. Спектры снимались при помощи спектрографа со стеклянной оптикой конструкции В. А. Альбицкого и кварцевого спектрографа. Данные о дисперсиях обоих спектрографов приведены в табл. 1 и 2. В табл. 3 даны общие сведения о полученных спектрах.

На основании обработки спектрограмм были составлены табл. 4 и 5, обозначения в которых взяты с фиг. 1. На фиг. 2 воспроизведены репродукции с полученных спектров  $\gamma$  Кассиопеи. На фиг. 3, 4, 6 представлено графически изменение соответственно величин  $r_{\lambda_0}$ ,  $W_{\lambda}$  и  $b$  с главным квантовым числом  $n$  верхнего уровня для линий бальмеровской серии. На фиг. 7—20 воспроизведены контуры для некоторых наиболее интересных линий спектра  $\gamma$  Кассиопеи.

Основные результаты краткого обсуждения полученного материала таковы: 1) спектр  $\gamma$  Кассиопеи в конце 1952 г. соответствовал приблизительно классу B1; 2) в общем подтверждается гипотеза о быстром вращении  $\gamma$  Кассиопеи; величина  $v \sin i$  получается приблизительно равной 330 км/сек; 3) эмиссия в центральных частях линий бальмеровской серии начинает становиться существенной начиная с линии H<sub>8</sub>; 4) расширение линий поглощения бальмеровской серии определяется в основном межатомным эффектом Штарка.

Одна из важнейших задач современной астрофизики состоит во всестороннем изучении нестационарных звезд, особенно тех, эволюция которых определяется относительно быстрыми изменениями физических условий, характеризующих их внешние, а в ряде случаев и более внутренние слои. К таким звездам, в частности, относятся Ве-звезды с меняющимся блеском и спектром. К разряду наиболее интересных Ве-звезд относится  $\gamma$  Кассиопеи. Особый интерес представляют наблюдающиеся примерно с 1928 г. изменения в спектре этой звезды, позволившие значительно углубить вообще наши знания о природе В-звезд с яркими линиями в спектре.

Наряду с другими данными, на которых должны строиться дальнейшие заключения об изменениях в оболочке  $\gamma$  Кассиопеи\*, исключительно важный наблюдательный материал представляют контуры линий

\* Блеск звезды, ее спектрофотометрическая температура и т. д.

поглощения и излучения в спектре этой звезды. К сожалению, в уже опубликованных работах по изучению спектра  $\gamma$  Кассиопеи контуры линий поглощения и излучения приводились весьма редко; авторы ограничивались в основном воспроизведением микрофотограмм и лишь в исключительных случаях — контуров. В частности, в работе В. Ф. Газе [1] воспроизведены непосредственно контуры линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  в спектре звезды.

Поэтому представляется весьма желательным публиковать более или менее систематически контуры\* наиболее интересных линий в спектре  $\gamma$  Кассиопеи. Только такой материал, имеющий уже чисто количественный, а не качественный характер, сможет послужить основой для дальнейших соображений о строении оболочки  $\gamma$  Кассиопеи и об изменениях в этой оболочке. Настоящей работой мы начинаем цикл подобных работ, содержание которых естественно будет расширяться. В связи с этим будет проводиться систематическое фотографирование спектров  $\gamma$  Кассиопеи, что даст возможность фиксировать наиболее интересные моменты развития звезды.

Спектрографический материал по  $\gamma$  Кассиопеи был получен на 1200-миллиметровом отражательном телескопе Крымской астрофизической обсерватории зимой 1952 г. Были использованы спектрограф со стеклянной оптикой конструкции В. А. Альбицкого и спектрограф с кварцевой оптикой.

Основные характеристики этих спектрографов таковы:

1) Первый спектрограф имеет одну призму из стекла типа О 118; преломляющий угол призмы  $66^\circ.58$ . Снимки могут получаться на одной из трех камер, имеющих различное фокусное расстояние. Для получения спектров  $\gamma$  Кассиопеи употреблялась камера с наибольшим фокусом,  $f = 720$  мм. Диаметр объектива камеры 60 мм. В табл. 1 дана линейная дисперсия для различных участков спектра, соответствующая спектрам, полученным с этой камерой.

Таблица 1

| Линия      | Длина волны, Å | Дисперсия, Å/мм | Линия        | Длина волны, Å | Дисперсия, Å/мм |
|------------|----------------|-----------------|--------------|----------------|-----------------|
| $H_\alpha$ | 6563           | 104.0           | $H_\epsilon$ | 3970           | 15.6            |
| HeI        | 5876           | 67.7            | $H_\zeta$    | 3889           | 14.3            |
| $H_\beta$  | 4861           | 35.7            | $H_{10}$     | 3798           | 12.7            |
| HeI        | 4471           | 26.1            | $H_{16}$     | 3704           | 11.4            |
| $H_\gamma$ | 4340           | 23.4            | —            | 3670           | 10.8            |
| $H_\delta$ | 4102           | 17.9            |              |                |                 |

2) Кварцевый спектрограф имеет две призмы из кварца; диаметр объектива камеры 50 мм, фокусное расстояние 200 мм. В табл. 2 приведены значения линейной дисперсии для кварцевого спектрографа.

\* В интенсивностях, а не в плотностях!



Более подробные данные о 1200-миллиметровом рефлекторе и спектрографах приведены в статье И. М. Копылова [2].

Было получено 12 спектрограмм  $\gamma$  Кассиопеи в течение двух месяцев зимы 1952 г. Ширина щели в обоих спектрографах была принята 0.03 мм. Высота спектра на различных снимках менялась в пределах 0.4—0.7 мм. На спектрографе со стеклянной оптикой применялись пластинки Pford HP3, на спектрографе с кварцевой оптикой Agfa ISS. Для проявления пластинок были использованы дающие высокий контраст метолгидрохиноновые проявители А-90 и D-19.

В табл. 3 приведены общие сведения о полученном наблюдательном материале.

В качестве спектра сравнения впечатывался спектр железной дуги. Для калибровки пластинок была использована ступенчатая щель, дающая ряд спектров, интенсивности которых пропорциональны ширине отдельных ступеней щели.

Таблица 2

| Линия        | Длина волны, Å | Дисперсия, Å/мм |
|--------------|----------------|-----------------|
| H $\gamma$   | 4340           | 162             |
| H $\delta$   | 4102           | 132             |
| H $\epsilon$ | 3970           | 115             |
| H $\eta$     | 3798           | 97              |
| HeI          | 3531           | 75              |
| O II         | 3407           | 65              |

Таблица 3

| Дата наблюдения | Спектрограф   | Экспозиция, мин. |
|-----------------|---------------|------------------|
| 31.X 1952       | Стекл. оптика | 15 и 40          |
|                 | Кварцевый     | 2.5 и 10         |
| 13.XI           | Стекл. оптика | 20 и 40          |
| 16.XI           | Кварцевый     | 2,2; 4 и 8,5     |
| 31.XII          | Стекл. оптика | 40               |
| 2.I 1953        | » »           | 40               |

Микрофотограммы были получены на саморегистрирующем микрофотометре типа Молля.

Для каждой достаточно интенсивной линии строился ее контур, т. е. для различных точек линии определялась остаточная интенсивность  $r_\lambda$ . На основании полученного контура (фиг. 1) определялись: 1) полное поглощение  $W_\lambda$  (в Å), 2) полная полуширина линии  $\Delta\lambda$  (в Å), 3) ширина линии  $b$  (в км/сек), 4) центральная остаточная интенсивность  $r_{\lambda_0}$ .

Линии в ультрафиолетовой части спектра за пределом серии Бальмера на спектрах, полученных с кварцевым спектрографом, столь слабы, что, помимо отождествления этих линий, была сделана лишь глазомерная оценка их интенсивностей.

Результаты обработки представлены в табл. 4 и 5 и на графиках фиг. 2—20.

Таблица 4

| Линия, элемент                                                                                                                | Дата       | $W_{\lambda}$<br>Å | $\Delta \lambda$<br>Å | $b$<br>км/сек | $r_{\lambda_0}$ | Примечания |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|--------------------|-----------------------|---------------|-----------------|------------|
| 6563 H $_{\alpha}$                                                                                                            | 31.X 1952  | 15.9               | 9.9                   | 1050          | 2.5             | 1,2        |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 20.1               | 10.4                  | 1620          | 2.7             | 1,2        |
|                                                                                                                               | 2.I 1953   | 18.9               | 9.5                   | 1470          | 2.8             | 1,2        |
| 5876 HeI<br>Составная из двух<br>линий                                                                                        | 31.X 1952  | 1.22               | 11.5                  | 760           | 1.15; 1.10      | 3          |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 1.95               | 12.7                  | 860           | 1.15            | 4          |
|                                                                                                                               | 31.XII     | 1.42               | 12.5                  | 760           | 1.15; 1.10      | 3          |
| 4861 H $_{\beta}$                                                                                                             | 31.X 1952  | 1.62               | 7.8                   | 700           | 1.23—1.19       | 2,3        |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 1.42               | 7.1                   | 660           | 1.26—1.15       | 3,5        |
|                                                                                                                               | 31.XII     | 1.43               | 7.2                   | 600           | 1.27—1.19       | 3,4        |
|                                                                                                                               | 2.I 1953   | 1.45               | 7.5                   | 660           | 1.21—1.17       | 3,4        |
| 4649 СИ, ОП<br>Бленда нескольких<br>линий                                                                                     | 13.XI 1952 | 0.91               | 5.9                   | 610           | 0.84            | 6          |
| 4640 ОII, AI II<br>Бленда нескольких<br>линий                                                                                 | 13.XI 1952 | 0.65               | 5.2                   | 530           | 0.87            | 6          |
| 4471 HeI<br>Составная из двух<br>линий. На коротко-<br>волновом крыле ли-<br>нии находятся, пови-<br>димому, слабые<br>бленды | 31.X 1952  | 1.11               | 7.8                   | 1060          | 0.87            |            |
|                                                                                                                               |            |                    |                       |               |                 |            |
| 4415 ОII<br>Кроме ОII возможно<br>наложение несколь-<br>ких более слабых ли-<br>ний                                           | 31.X 1952  | 0.54               | 7.4                   | 740           | 0.92            |            |
| 4388 HeI                                                                                                                      | 31.X 1952  | 0.55               | 7.6                   | 750           | 0.92            |            |
| 4340 H $_{\gamma}$                                                                                                            | 31.X 1952  | 2.40               | —                     | 1890          | 0.90            | 7          |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 2.82               | —                     | 2370          | 0.92            | 7          |
| 4151 NI и 4153 SII,<br>ОП. Бленда несколь-<br>ких линий                                                                       | 31.X 1952  | 0.56               | 4.7                   | 560           | 0.88            |            |
| 4144 HeI                                                                                                                      | 31.X 1952  | 0.50               | 7.6                   | 720           | 0.93            |            |
| 4118 ОII?<br>Линия состоит, по-<br>видимому, из много-<br>численных бленд                                                     | 31.X 1952  | 0.53               | 7.0                   | 740           | 0.92            |            |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 0.45               | 7.2                   | 730           | 0.94            |            |
| 4102 H $_{\delta}$                                                                                                            | 31.X 1952  | 1.80               | 9.0                   | 1710          | 0.83            | 8          |
|                                                                                                                               | 13.XI      | 1.71               | 12.7                  | —             | 0.86            | 8          |



Таблица 4 (продолжение)

| Линия, элемент                                                         | Дата       | $W_{\lambda}$<br>Å | $\Delta\lambda$<br>Å | $b$<br>км/сек. | $r_{\lambda_0}$ | Примечания |
|------------------------------------------------------------------------|------------|--------------------|----------------------|----------------|-----------------|------------|
| 4089.10П и РIII;<br>4091.4РII<br>Линия состоит из нескольких blends    | 13.XI 1952 | 0.56               | 5.9                  | 650            | 0.91            |            |
| 4026 HeI                                                               | 31.X 1952  | 0.69               | 5.8                  | 770            | 0.88            |            |
|                                                                        | 13.XI      | 0.72               | 5.1                  | 710            | 0.84            |            |
| 3970 H <sub>2</sub>                                                    | 31.X 1952  | 1.53               | 4.1                  | 1560           | 0.75            |            |
| В крыльях имеются слабые blends                                        | 13.XI      | 1.82               | 5.2                  | 1570           | 0.73            |            |
| 3889 H <sub>2</sub> + HeI                                              | 13.XI 1952 | 1.40               | 5.2                  | 1380           | 0.80            |            |
| 3835 H <sub>2</sub>                                                    | 31.X 1952  | 1.34               | 5.9                  | 1150           | 0.80            |            |
| На крыльях имеются очень слабые blends                                 | 13.XI      | 1.14               | 6.6                  | 1150           | 0.84            |            |
| 3820 HeI + более слабая 3817, OIII.<br>Линия HeI состоит из двух линий | 13.XI 1952 | 0.56               | 3.8                  | 550            | 0.87            |            |
| 3798 H <sub>10</sub> и, возможно, 3796 SiIII                           | 13.XI 1952 | 1.09               | 5.8                  | 900            | 0.85            |            |
| 3771 H <sub>11</sub>                                                   | 13.XI 1952 | 0.55               | 5.2                  | 650            | 0.89            |            |
| 3750 H <sub>12</sub>                                                   | 13.XI 1952 | 0.45               | 3.0                  | 460            | 0.87            |            |
| 3734 H <sub>13</sub>                                                   | 13.XI 1952 | 0.25               | 2.6                  | 380            | 0.90            |            |
| 3722 H <sub>14</sub>                                                   | 13.XI 1952 | 0.16               | 1.8                  | 230            | 0.91            |            |
| 3712 H <sub>15</sub>                                                   | 13.XI 1952 | 0.17               | 1.8                  | 230            | 0.90            |            |
| 3704 H <sub>16</sub> + 3705 HeI                                        | 13.XI 1952 | 0.42               | 4.0                  | 460            | 0.88            |            |

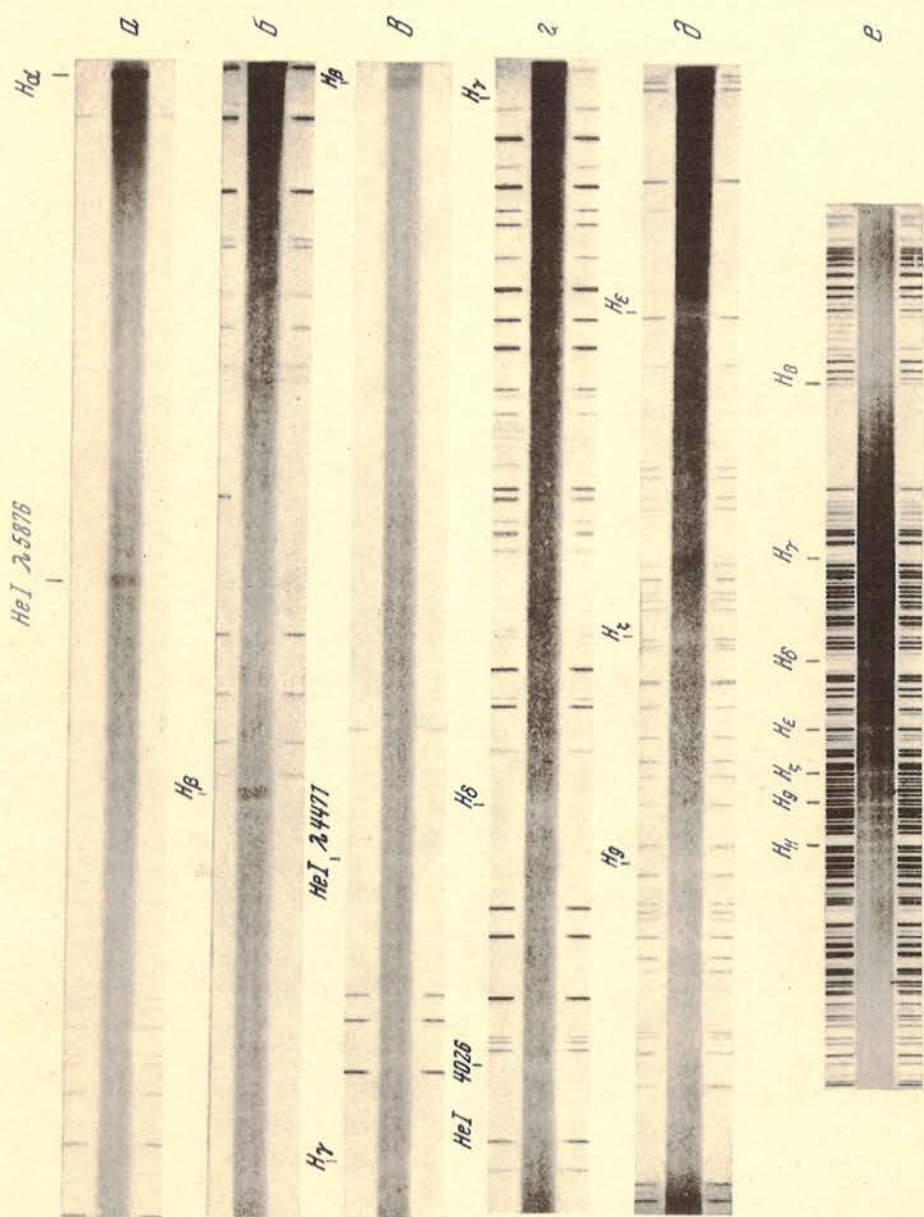
## Примечания:

1. Центрального минимума в линии излучения не обнаружено.
2. Линия поглощения не заметна.
3. Величина  $r_{\lambda_0}$  дана отдельно для эмиссионных максимумов и для центра линии.
4. Линия поглощения по обе стороны от эмиссии видна.
5. Линия поглощения со стороны коротких длин волн от эмиссии сомнительна.
6. Линия в основном blend двух линий 4649,6 СИП и ОП и 4639,8 ОП и АІІІ.
7. Величина  $W_{\lambda}$  вычислена путем экстраполяции интенсивности в крыльях, так, как указано на фиг. 9. Возможно, что экстраполированная величина  $r_{\lambda_0}$  завышена, а поэтому  $W_{\lambda}$  занижена.
8. Значительная неопределенность в поведении крыльев линий, а следовательно, и в найденных значениях  $W_{\lambda}$ ,  $b$  и  $\Delta\lambda$  связана с наличием с обеих сторон линии blend  $\lambda\lambda$  4118 и 4089—4091.

Таблица 5

| Линия, элемент                               | Дата               | $w_{\lambda}$<br>Å | Глазомерная<br>оценка<br>интенсив-<br>ности | Примечания |
|----------------------------------------------|--------------------|--------------------|---------------------------------------------|------------|
| 4340 H $\gamma$                              | 16.XI 1952         | 3.51               | —                                           | 1          |
| 4102 H $\delta$                              | 16.XI 1952         | 1.83               | —                                           |            |
| 4026 HeI                                     | 16.XI 1952         | 0.86               | —                                           |            |
| 4009 HeI                                     | 16.XI 1952         | 0.35               | —                                           |            |
| 3970 H $\epsilon$                            | 16.XI 1952         | 1.69               | —                                           |            |
| 3889 H $\zeta$ + HeI                         | 16.XI 1952         | 1.30               | —                                           |            |
| 3835 H $\eta$                                | 16.XI 1952         | 1.48               | —                                           |            |
| 3820 HeI + более<br>слабая 3817 O III        | 16.XI 1952         | 0.65               | —                                           |            |
| 3798 H $_{10}$ и, воз-<br>можно, 3796 Si III | 16.XI 1952         | 1.09               | —                                           |            |
| 3771 H $_{11}$                               | 16.XI 1952         | 0.89               | —                                           | 2          |
| 3750 H $_{12}$                               | 16.XI 1952         | 0.71               | —                                           | 2          |
| 3734 H $_{13}$                               | 16.XI 1952         | 0.24               | —                                           | 2          |
| 3704 H $_{16}$ + 3705 HeI                    | 16.XI 1952         | 0.43               | 5                                           | 2          |
| 3692 H $_{18}$                               | 16.XI 1952         | 0.28               | 3                                           | 2          |
| 3652 HeI                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 1                                           |            |
| 3634 HeI                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 4                                           |            |
| 3614 HeI                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 2                                           |            |
| 3602 HeI?                                    | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 2                                           |            |
| 3587 HeI + Fe III                            | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 3                                           |            |
| 3554 HeI                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 3                                           |            |
| 3531 HeI                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 2                                           |            |
| 3470 OII                                     | 31.X 1952<br>16.XI | —                  | 0<br>5                                      |            |





Фиг. 2. Решродукция отдельных участков спектра  $\gamma$  Касиопеи. Снимки  $a, b, c, d$  получены на спектрографе со стеклянной оптикой; снимок  $e$  с кварцевым спектрографом

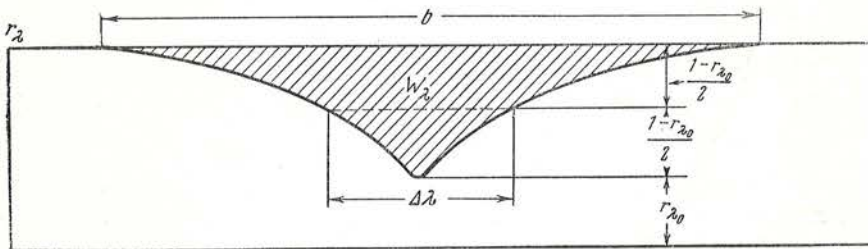
Таблица 5 (продолжение)

| Линия, элемент | Дата               | $W_\lambda$ | Глазомерная оценка интенсивности | Примечание |
|----------------|--------------------|-------------|----------------------------------|------------|
| 3448 HeI + OII | 31.X 1952<br>16.XI | —           | 1                                |            |
| 3407 OII       | 31.X 1952<br>16.XI | —           | 3                                |            |

Все замечания, относящиеся к отождествлению линий, см. в предыдущей табл. 4.

В табл. 4 даны сведения о линиях (и блендах), измеренных на спектрограммах, полученных на спектрографе со стеклянной оптикой.

В табл. 5 содержатся сведения о 24 линиях и блендах на спектрограммах, полученных с кварцевым спектрографом.

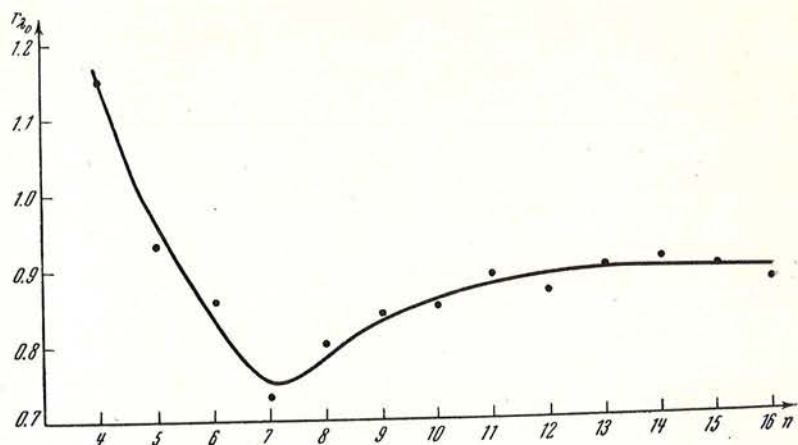


Фиг. 1. Пояснительный рисунок к определению параметров контура линий

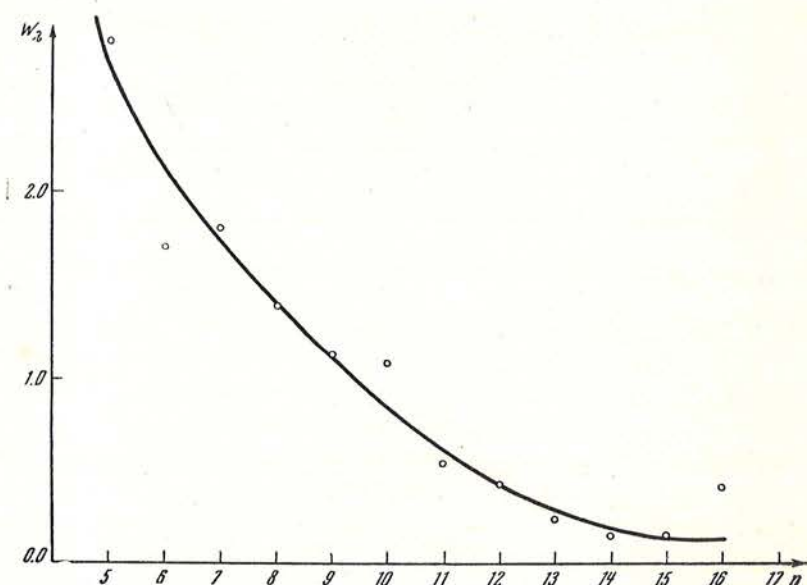
На фиг. 2 представлены репродукции спектров, полученных с обоими спектрографами. Спектры *a*, *б*, *в*, *г*, *д* получены на спектрографе со стеклянной оптикой, спектр *е* — с кварцевым спектрографом.

В связи с полученным материалом необходимо сделать следующее общее замечание. Непосредственный взгляд на спектрограммы (фиг. 2) обнаруживает исключительно диффузный характер всех линий поглощения; последние — весьма широкие и неглубокие. Естественно, что все это создает трудности при построении контуров, особенно в крайних частях крыльев линий. Наиболее же резко рассматриваемый эффект «размытости» линий проявляется в ультрафиолетовой части спектра, где начинают перекрываться линии бальмеровской серии водорода. Поэтому в указанной части спектра возникают трудности в проведении непрерывного спектра, проявляющиеся особенно сильно для спектрограмм, полученных с кварцевым спектрографом. Соответственно величины  $W_\lambda$  для линий бальмеровской серии спектров  $\gamma$  Кассиопеи, полученных с кварцевым спектрографом, наиболее обременены ошибками.

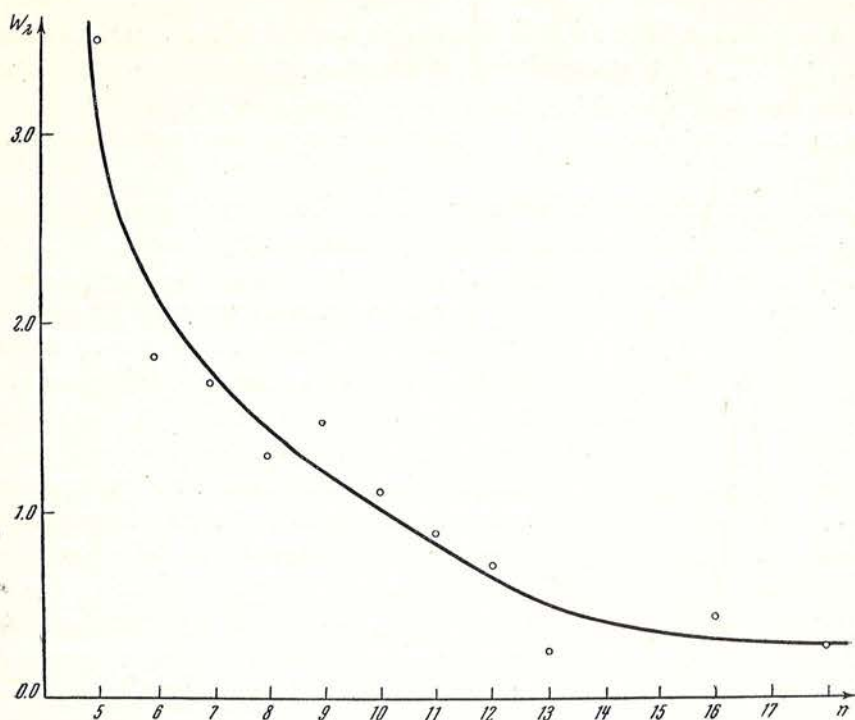




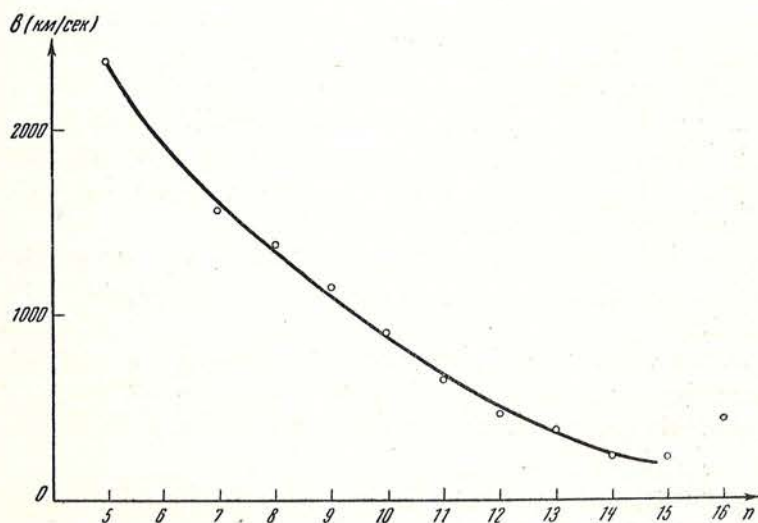
Фиг. 3. Изменение центральной остаточной интенсивности  $r_{\lambda_0}$  в зависимости от главного квантового числа  $n$  верхнего уровня для линий бальмеровской серии по спектру, полученному 13.XI 1952 г. Величина  $r_{\lambda_0}$  для  $H_\beta$  взята для центра линии — минимума между двумя эмиссионными максимумами



Фиг. 4. Изменение эквивалентной ширины линии  $W_\lambda$  в зависимости от главного квантового числа  $n$  верхнего уровня для линий бальмеровской серии (спектрограф со стеклянной оптикой). Снимок сделан 13.XI 1952 г. Величина  $W_\lambda$  у  $H_8$  уменьшена из-за невозможности провести точно контур во внешних частях крыльев линий (наличие бленд). Линии  $H_{10}$  и  $H_{16}$  включают бленды (см. табл. 4)



Фиг. 5. Изменение эквивалентной ширины линии  $W_\lambda$  с главным квантовым числом  $n$  верхнего уровня для линий бальмеровской серии (кварцевый спектрограф, снимок сделан 16.XI 1952 г.)

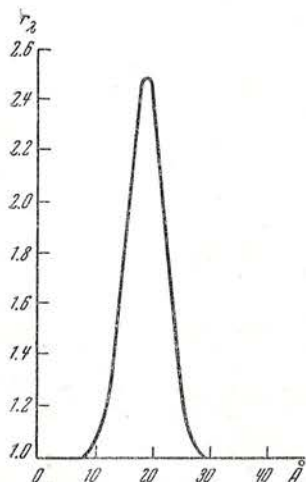


Фиг. 6. Изменение полной ширины линии  $b$  (в км/сек) в зависимости от главного квантового числа  $n$  верхнего уровня для линий бальмеровской серии (снимок сделан 13.XI 1952 г.)



На основании табл. 4 и 5 были построены графики, дающие ход величин  $r_{\lambda_0}$ ,  $W_{\lambda}$  и  $b$  в зависимости от главного квантового числа верхнего уровня для линий бальмеровской серии (фиг. 3—6). Фиг. 5 воспроизведена для того, чтобы сравнить результаты, полученные с обоими спектрографами.

Фиг. 3 мы рассмотрим немного позже. Что же касается изменения величин  $W_{\lambda}$  и  $b$ , то здесь вначале (для небольших  $n$ ) убывание  $W_{\lambda}$  и  $b$  с величиной  $n$  отражает, повидимому, действительный ход этих величин



Фиг. 7. Контур линии  $H_{\alpha}$  по снимку 31.X 1952 г.

с главным квантовым числом. Для более же высоких номеров серии начинает сказываться перекрытие линий соседними линиями той же серии, причем это перекрытие, без сомнения, определяется межзатмным штарковским эффектом, но не вращением звезды. Последнее даже для линий с большими  $n$  оказывается значительно менее существенным.

На фиг. 7—20 воспроизведены непосредственно контуры наиболее интересных линий спектра  $\gamma$  Кассиопеи. На фиг. 7—16 воспроизведено десять линий бальмеровской серии с сопутствующими этим линиям блендами, на фиг. 17—20 — линии нейтрального гелия; последняя линия — бленда линий  $HeI$  и  $OIII$ .

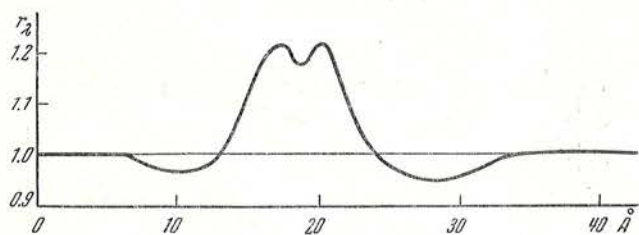
Как уже указывалось в начале статьи, настоящая работа выполнена главным образом с целью дать по возможности полный спектрофотометрический материал для данной фазы развития  $\gamma$  Кассиопеи (см. табл. 4 и 5 и фиг. 3—21). Лишь при наличии этого материала за большой промежуток времени возможны достаточно правдоподобные заключения количественного характера о ходе развития звезды со временем.

Вместе с тем представляет интерес сделать ряд некоторых общих замечаний о характере спектра  $\gamma$  Кассиопеи для рассматриваемого периода наблюдений.

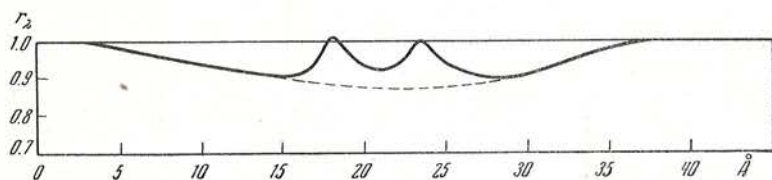
Из фиг. 2 и табл. 4 видно, что спектр  $\gamma$  Кассиопеи для указанного периода характеризовался в основном наличием весьма широких линий поглощения. Излучение присутствует в явном виде только в линиях  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$  и 5876  $HeI$ .

Оценка спектрального класса звезды затруднена общей размытостью всех линий поглощения в спектре звезды. Поэтому такая оценка должна производиться на основании измеренных эквивалентных ширин  $W_{\lambda}$ .

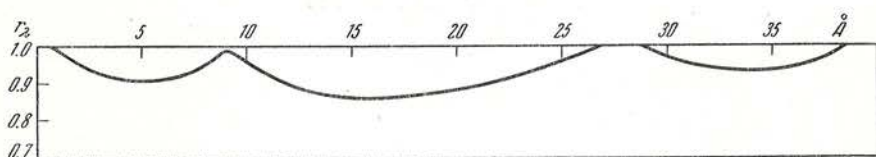
По достаточно большой эквивалентной ширине линий 4649  $SiIII$ ,  $OII$  можно заключить, что спектральный класс звезды для данной фазы ее развития не мог быть, повидимому, более поздним, чем  $B1$ . Далее, из наших данных следует, что  $W_{\lambda}$  для линий 4649  $SiIII$ ,  $OII$  и 4388  $HeI$  одного



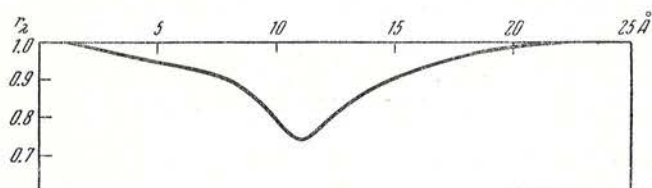
Фиг. 8. Контур линии  $H_\beta$  по снимку 2.I 1953 г.



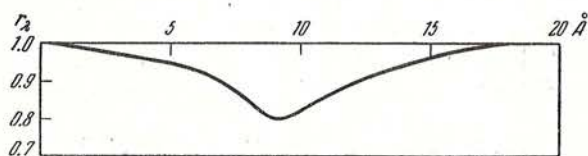
Фиг. 9. Контур линии  $H_\gamma$  по снимку 13.XI 1952 г.



Фиг. 10. Контур линии  $H_\delta$ , 4090 ОП, РП, РП и 4418, ОП? по снимку 13.XI 1952 г.

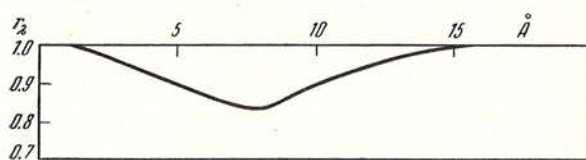


Фиг. 11. Контур линии  $H_\epsilon$  по снимку 13.XI 1952 г.

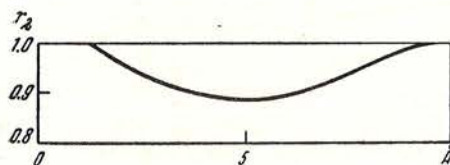


Фиг. 12. Контур линии  $H_\zeta$  по снимку 31.X 1952 г.

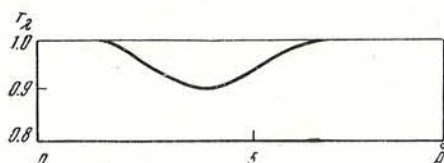




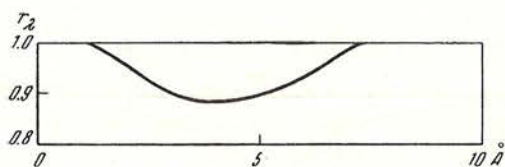
Фиг. 13. Контур линии  $H_9$  по снимку 13.XI 1952 г.



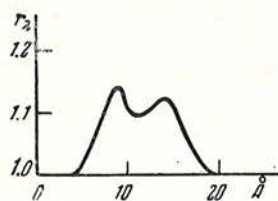
Фиг. 14. Контур линии  $H_{11}$   
по снимку 13.XI 1952 г.



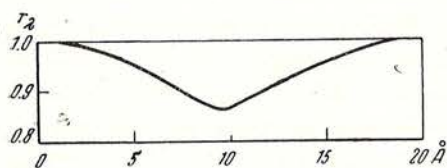
Фиг. 15. Контур линии  $H_{13}$   
по снимку 13.XI 1952 г.



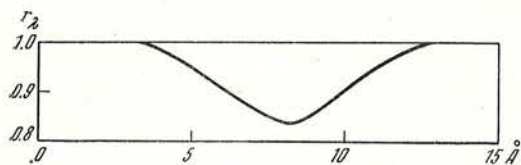
Фиг. 16. Контур бленды ( $H_{16} + \lambda 3705, HeI$ )  
по снимку 13.XI 1952 г.



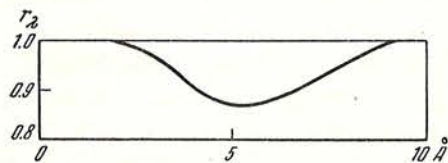
Фиг. 17. Контур линии  $\lambda 5876$ , HeI по снимку 31.X 1952 г.



Фиг. 18. Контур линии  $\lambda 4471$ , HeI по снимку 31.X 1952 г.



Фиг. 19. Контур линии  $\lambda 4026$ , HeI по снимку 13.XI 1952 г.



Фиг. 20. Контур бленды ( $\lambda 3817$ , OIII +  $\lambda 3819$ , HeI) по снимку 13.XI 1952 г.



порядка;  $W_\lambda$  у первой из них всего примерно в два раза больше, чем у второй. Это также указывает, что спектральный класс звезды не мог быть более поздним, чем В1. На класс В1 указывает сравнение \* линий 4471 HeI и 4649 OII, CIII. На класс В1 указывают, наконец, и другие спектральные критерии, хотя, конечно, точная оценка спектрального класса затруднительна из-за размытого характера линий, так что величину  $W_\lambda$  для слабых линий определить трудно — слабые линии вообще трудно обнаружить. Ориентировочно можно считать, что спектральный класс  $\gamma$  Кассиопеи в конце 1952 г. был В1. В частности, по ряду признаков мало вероятно, что он мог бы соответствовать классу В0.

В настоящее время предполагают, что причиной расширения линий в спектрах Ве-звезд является вращение звезды. Наши данные в общем подтверждают эту гипотезу. Однако сразу же следует отметить, что при изучении рассматриваемого вопроса линии бальмеровской серии не должны приниматься во внимание. Без сомнения, их крылья определяются в основном межатомным эффектом Штарка. Исключив эти линии, можно заметить, что остальные линии спектра  $\gamma$  Кассиопеи (учитывая также линии, не воспроизведенные на фиг. 18—20) обнаруживают общий характерный вид, отвечающий в основном гипотезе вращения звезды. Ширины  $b$  для всех этих линий не сильно отличаются друг от друга, если учесть, что вообще зафиксировать точно крайние точки крыльев линий весьма трудно. Исключая линию 4471 HeI как линию, обладающую, по-видимому, большой собственной шириной, мы получаем по десяти линиям 4649, 4640, 4415, 4388, 4151, 4144, 4118, 4090, 4026 и 3820 табл. 4 среднюю величину  $b \approx 660$  км/сек.

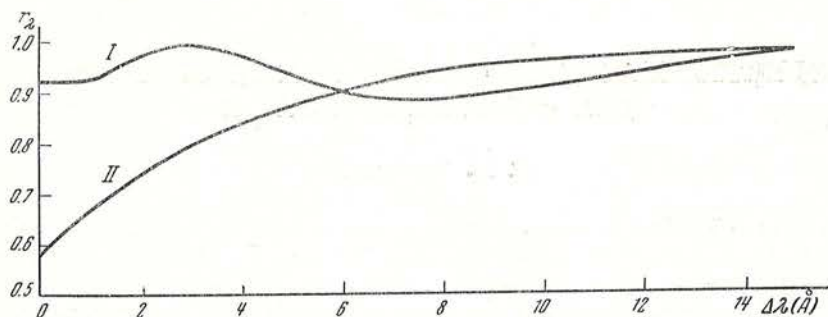
Если считать, что примерно одинаковая величина  $b$  для всех указанных линий обусловлена тем, что определяемый вращением контур гораздо шире истинного контура (без вращения), то величина  $\frac{b}{2} \approx 330$  км/сек дает приближенно величину  $v \sin i$  — главный параметр, характеризующий вращение звезды. Правда, часть из использованных десяти линий — бленды. Однако, опуская эти линии, мы все равно приходим примерно к той же оценке величины  $v \sin i$ .

Большой интерес представляют линии бальмеровской серии в спектре звезды. В первых трех из них,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $H_\gamma$ , эмиссия наблюдается непосредственно. Однако фиг. 3 указывает явным образом на то, что дополнительная эмиссия в центре линий начинает становиться существенной, начиная с величины  $n = 6$ , т. е. с линии  $H_\delta$ . Это предположение полностью подтверждается и различием в виде контура  $H_\delta$ , с одной стороны, и контурами линий  $H_\epsilon$ ,  $H_\zeta$ , с другой. В то время как центральные части линии  $H_\delta$  очень плоские (фиг. 10), контуры линий  $H_\epsilon$  и  $H_\zeta$  (фиг. 11 и 12) имеют в центре довольно резко выраженный минимум.

Ширина линий поглощения бальмеровской серии для линий  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,  $H_\epsilon$ ,  $H_\zeta$  вплоть до  $H_{10}$  (после чего начинает становиться существенным блендирование) намного больше той ширины, которая должна

\* Соответствующий описательный материал достаточно подробно изложен в [3].

определяться вращением звезды. Поэтому наиболее вероятным фактором, определяющим протяженность линий бальмеровской серии, является, как мы уже указывали, межатомный эффект Штарка. Естественно, что провести соответствующие расчеты сейчас невозможно, ибо наши сведения о физических условиях, господствующих в атмосфере  $\gamma$  Кассиопеи, пока еще весьма скудны. Однако ширина линий бальмеровской серии в спектре  $\gamma$  Кассиопеи вообще не сильно отличается от ширины линий бальмеровской серии в спектрах обычных звезд соответствующего класса. Чтобы сделать это более наглядным, приводим на фиг. 21 контур линии  $H_\gamma$  в спектре



Фиг. 21. Сравнение контура линии  $H_\gamma$  в спектре  $\gamma$  Кассиопеи (кривая I) с контуром линии  $H_\gamma$  в спектре  $\beta$  Цефея [(кривая II)]

$\gamma$  Кассиопеи и одновременно в спектре  $\beta$  Цефея [4], звезды класса B1. Мы видим, что ширины обеих линий практически одинаковы. Если же учесть эффект вращения, то возможно, что оба контура окажутся весьма близкими друг к другу. Наконец, спектр  $\gamma$  Кассиопеи, возможно, является аномальным и температура звезды может оказаться более низкой, чем это соответствует классу B1.

Здесь мы ограничились самыми краткими замечаниями, связанными с полученным спектрофотометрическим материалом. Более подробное исследование физической стороны вопроса будет проведено по получении достаточного материала и для других фаз развития  $\gamma$  Кассиопеи.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 1, ч. 1, 59, 1947.
2. И. М. Копылов. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 44, 1953.
3. Handbuch der Astrophysik, V, ч. I, статья Кэртиса.
4. E. G. Williams. Ann. Solar Phys. Obs., II, ч. II, 1932.



**ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВЕЛИЧИНЫ ЯРКИХ ОПОРНЫХ ЗВЕЗД  
ДЛЯ ФОТОМЕТРИИ ПЛАНЕТ***Е. К. Никонова*

В настоящей работе определены и приведены к международной фотовизуальной системе фотоэлектрические звездные величины 59 ярких звезд; определены также их фотоэлектрические цветовые эквиваленты. Для учета поглощения света в земной атмосфере применялся метод выравнивания внеатмосферных величин и цветовых эквивалентов. Средняя ошибка каталога для величин и для цветовых эквивалентов оказалась равной  $\pm 0^m.01$ .

Определение звездных величин ярких опорных звезд, необходимых для фотометрии планет, было поставлено по просьбе Планетной комиссии Астрономического совета АН СССР. Эта работа представляла также и самостоятельный методический интерес, являясь продолжением фундаментальных определений звездных величин, начатых автором при электрофотометрии Солнца и Луны [1]. В частности, на основании более обширного наблюдательного материала было весьма существенно установить точность, с которой могут определяться внеатмосферные величины звезд с учетом поглощения света в земной атмосфере методом выравнивания внеатмосферных величин звезд [1—3].

Наблюдения производились в 1951—1952 гг. в Симеизе звездным электрофотометром, установленным на 200-миллиметровом менисковом телескопе системы Максута [4].

Применение сурьмяно-цезиевого фотоумножителя (типа ФЭУ-17) в сочетании со светофильтром GG-14 дало возможность получить величины звезд в системе, близкой к фотовизуальной. Поскольку для определения поглощения света в земной атмосфере и для приведения полученных внеатмосферных величин звезд к международной фотовизуальной системе нужно знать цветовые эквиваленты звезд, наблюдения велись также и через синий светофильтр BG-28. Для учета изменения фотометрической чувствительности аппаратуры все наблюдения привязывались, как обычно, к радиоактивному фотометрическому стандарту.

Список содержит 59 звезд до  $4^m$ , относящихся к поздним спектральным типам (G — K). Кроме того, наблюдалось несколько звезд других

спектральных типов, необходимых для привязки к международной фото-визуальной системе.

Как отмечено выше, учет поглощения света в земной атмосфере производился методом выравнивания внеатмосферных звездных величин, который мы предполагаем известным, отсылая интересующихся к указанной выше литературе.

В качестве стандартных звезд были выбраны  $\beta$  Орла,  $\eta$  Рыб и  $\eta$  Волопаса. Внеатмосферные величины двух первых звезд определялись независимо, по повторным наблюдениям программных звезд.

В первую очередь были получены внеатмосферные цветовые эквиваленты наблюдаемых звезд, которые необходимы для получения звездных величин. В настоящей работе, содержащей наблюдения звезд лишь близких спектральных типов, можно вполне обоснованно положить, что величина  $\gamma = \frac{d\alpha}{dC}$ , определяющая зависимость фактора цветового поглощения  $\alpha$  от цвета звезд  $C$ , является постоянной величиной. Из наблюдений 1951 г., выполненных со стандартной звездой  $\eta$  Рыб, и наблюдений 1952 г. со стандартной звездой  $\beta$  Орла, значения  $\gamma$  оказались равными —  $0^m.067 \pm 0^m.066$  и  $— 0^m.069 \pm 0^m.011$  соответственно. Цветовые эквиваленты, полученные в 1951 г., были приведены к системе 1952 г. по формуле [3]

$$C_{0*}^{52} = n + pC_{0*}^{51} + p\Delta C_0\gamma, \quad (1)$$

где  $C_{0*}^{51}$  и  $C_{0*}^{52}$  — внеатмосферные цветовые эквиваленты, относящиеся к системам 1951 и 1952 гг. соответственно,  $\Delta C_0$  — ошибка во внеатмосферном цветовом эквиваленте стандартной звезды 1951 г.,  $\gamma = \frac{F(z_*)}{F(z)}$  — отношение масс воздуха, на которых находились в момент наблюдения данная звезда и стандартная. Систему 1952 г., основывающуюся на значительно большем наблюдательном материале, мы приняли за основную фундаментальную систему.

Численные значения коэффициентов формулы (1) были независимо определены для обоих применявшихся в 1951 г. стандартных звезд. В результате получились следующие, практически тождественные редукционные формулы:

$$C_{0*}^{52} = +0^m.064 + 0.953 C_{0*}^{51} - 0.015\gamma, \\ \pm 0^m.016 \pm 0.001 \quad \pm 0.017 \quad (2)$$

$$C_{0*}^{52} = +0^m.063 + 0.951 C_{0*}^{51} - 0.017\gamma, \\ \pm 0^m.023 \pm 0.012 \quad \pm 0.023$$

первая из которых относится к наблюдениям со стандартной звездой  $\eta$  Рыб, а вторая со звездой  $\beta$  Орла. Как видно из формул, цветовая система 1951 г. весьма близка к системе 1952 г. ( $p$  близко к единице) и внеатмосферные цветовые эквиваленты стандартных звезд определены с одинаковой степенью точности и достаточно близко к их истинным



значениям (члены  $p\Delta C_0$  малы и близки по величине). Окончательные значения цветовых эквивалентов приведены в табл. 2.

Внеатмосферные величины звезд для системы желтого фильтра были получены также применением метода выравнивания. На основании повторных наблюдений одних и тех же программных звезд были составлены условные уравнения для определения величины  $\gamma_{ж} = \frac{d\alpha}{dC}$ , дающей зависимость фактора поглощения от цвета звезды для системы желтого фильтра, и величины  $\delta m_0$  — поправки к принятому приближенному значению разности величин фотометрического стандарта и стандартной звезды ([1], стр. 124)

$$\Delta m'_{0*1} - \Delta m'_{0*2} = (\gamma_2 - \gamma_1) \delta m_{0ж} + (C_{0*} - C_0) \{F(z_{*1}) - F(z_{*2})\} \gamma. \quad (3)$$

Из 44 условных уравнений для 1952 г. были получены значения  $\gamma_{ж} = -0^m.021 \pm 0^m.018$  и  $\delta m_{0ж} = +0^m.068 \pm 0^m.018$ , пользуясь которыми, можно было найти истинные разности звездных величин стандарта и звезды по формуле

$$\Delta m'_{0*} = \Delta m_{0*} + 0^m.068\gamma + 0^m.021 (C_{0*} - C_0) F(z_*). \quad (4)$$

Незначительное число условных уравнений (3) для 1951 г. дало недостаточно надежное определение параметров  $\gamma_{ж}$  и  $\delta m_{0ж}$ , вследствие чего полученные с этими значениями внеатмосферные величины звезд не могут рассматриваться как независимая фундаментальная система.

Редукция наблюдений 1951 г. к фундаментальной системе 1952 г. может быть осуществлена по формуле, аналогичной формуле (4), но относящейся не к цветовым эквивалентам, а к звездным величинам. Остановимся на этом несколько подробнее, так как в нашей предыдущей работе [1] вопрос о приведении систем звездных величин не рассматривался.

Соотношение между звездными величинами, относящимися к двум не слишком различным фундаментальным фотометрическим системам (1) и (2), может быть представлено формулой

$$\Delta m_{0*}^{(2)} = \Delta m_{0*}^{(1)} + n + b m_{0*} + f C_{0*}, \quad (5)$$

где  $n$  определяет разность нульпунктов этих систем,  $b$  дает уравнение яркости,  $f$  — уравнение цвета,  $C_{0*}$  — цветовой эквивалент звезды.

В случае фотоэлектрических наблюдений, когда строго соблюдается пропорциональность между падающей световой энергией и отбросом стрелки гальванометра, уравнение яркости отсутствует, т. е.  $b = 0$ . Тогда выражение (5) примет вид

$$\Delta m_{0*}^{(2)} = \Delta m_{0*}^{(1)} + n + f C_{0*}. \quad (6)$$

Если внеатмосферные звездные величины  $m_{0*}^1$  первого периода, в нашем случае величины 1951 г., не являются фундаментальными, то в уравнении (6), вместо  $\Delta m_{0*}^1$ , следует подставить

$$\Delta m_{0*}^{(1)} = \Delta m_{0*}'^{(1)} + \gamma \delta m_0 - \delta \gamma (C_{0*} - C_0) F(z_*), \quad (7)$$

и тогда окончательное искомое соотношение между системами будет

$$\Delta m_{0*}^2 = \Delta m_{0*}'^{(1)} + n + f C_{0*} + \gamma \delta m_0 - \delta \gamma (C_{0*} - C_0) F(z_*). \quad (8)$$

Имея достаточное число звезд, наблюдаемых в обеих системах, можно составить уравнения (8), решая которые методом наименьших квадратов, найдем все неизвестные величины  $n$ ,  $f$ ,  $\delta m_0$  и  $\delta \gamma$ . При помощи формулы (8) можно перейти от наблюдений, выполненных в системе 1951 г., к системе 1952 г.

Небольшое число условных уравнений (14 для звезды  $\gamma$  Рыб и 17 для звезд  $\beta$  Орла) заставило нас пренебречь весьма незначительным последним членом и определить лишь параметры  $n$ ,  $f$  и  $\delta m_0$ .

В результате решения систем условных уравнений (8) были найдены следующие редуцированные формулы:

$$\begin{aligned} \Delta m_{0*}^{52} &= \Delta m_{0*}^{51} - 0^m.293 + 0.014 C_{0*} - 0^m.022 \gamma, \\ &\quad \pm 0^m.029 \pm 0.013 \quad \pm 0^m.027 \\ \Delta m_{0*}^{52} &= \Delta m_{0*}^{51} - 0^m.310 + 0.020 C_{0*} - 0^m.022 \gamma, \\ &\quad \pm 0^m.018 \pm 0.008 \quad \pm 0^m.016 \end{aligned} \quad (9)$$

Первая из них относится к наблюдениям, выполненным со стандартной звездой  $\gamma$  Рыб, а вторая — с  $\beta$  Орла. Эти формулы показывают, что величины обеих стандартных звезд были определены с одинаковой ошибкой  $\delta m_{0*}$ , а цветовая система 1951 г. почти не отличается от системы 1952 г. Изменение нуля пункта может быть обусловлено изменением отражения зеркал телескопа и падением яркости фотометрического стандарта.

Полученные разности  $\Delta m_{0*}$  звездных величин и фотометрического стандарта были приведены к нулю пункту и шкале международных фотовизуальных величин. К сожалению, наиболее прямой способ, основанный на привязке к звездам Северного полярного ряда, был недоступен для нашего инструмента из-за устройства откатной крыши павильона. Для приведения к международной фотовизуальной системе наблюдались звезды, величины которых были определены Эггеном [5]. В табл. 1 даны номера и спектры этих звезд по каталогу HD (графы первая и вторая), разности величин звезд со стандартом —  $\Delta m_{0*}$  (графа третья), цветовые эквиваленты в нашей системе  $C_{0*}$  (графа пятая) и фотовизуальные величины, определенные Эггеном (графа седьмая). На основании этих данных было выведено следующее соотношение для перехода от одной системы к другой:

$$\begin{aligned} m_{\text{фв}} &= \Delta m_{0*} + 4^m.76 - 0.08 C_{0*}, \\ &\quad \pm 0^m.01 \pm 0^m.04 \end{aligned} \quad (10)$$

Формула (10) обеспечивает редукицию всех наших наблюдений к международной фотовизуальной системе. Редуцированные величины даны в графе четвертой табл. 1.



| HD     | Спектр<br>HD | Никонова        |              |              |              | Эгген        |              |
|--------|--------------|-----------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
|        |              | $\Delta m_{0*}$ | $m_{\Phi B}$ | $C_{0*}$     | $C_M$        | $m_{\Phi B}$ | $C_M$        |
| 4614   | F8           | $m$<br>-1.44    | $m$<br>3.34  | $m$<br>-0.16 | $m$<br>+0.51 | $m$<br>3.35  | $m$<br>+0.46 |
| 121370 | G0           | -2.11           | 2.67         | -0.16        | +0.51        | 2.70         | +0.52        |
| 141004 | G2           | -0.44           | 4.33         | -0.14        | +0.52        | 4.35         | +0.52        |
| 142860 | F5           | -0.96           | 3.82         | -0.28        | +0.39        | 3.86         | +0.40        |
| 150680 | G0           | -1.96           | 2.81         | -0.14        | +0.53        | 2.78         | +0.53        |
| 160269 | F8           | +0.42           | 5.20         | -0.18        | +0.49        | 5.18         | +0.48        |
| 165777 | A3           | -1.14           | 3.67         | -0.58        | +0.08        | 3.64         | +0.08        |
| 170153 | F8           | -1.23           | 3.55         | -0.28        | +0.40        | 3.54         | +0.40        |
| 185144 | K0           | -0.12           | 4.64         | -0.03        | +0.67        | 4.59         | +0.72        |
| 188512 | K0           | -1.12           | 3.63         | +0.06        | +0.78        | 3.68         | +0.77        |
| 198149 | K0           | -1.38           | 3.37         | +0.07        | +0.80        | 3.36         | +0.81        |
| 210027 | F5           | -1.05           | 3.71         | -0.31        | +0.35        | 3.71         | +0.34        |
| 219134 | K2           | +0.75           | 5.50         | +0.13        | +0.87        | 5.51         | +0.88        |
| 222404 | K0           | -1.57           | 3.17         | +0.16        | +0.92        | 3.15         | +0.92        |

Чтобы дать возможность, в случае необходимости, получить и международные фотографические величины, цветовые эквиваленты звезд  $C_{0*}$  были приведены к международной системе показателей цвета  $C_M$ .

Такой переход был осуществлен при помощи графического сопоставления значений  $C_{0*}$  со значениями  $C_M$  Эггена, приведенными в восьмой графе табл. 1. Однако переход определялся совершенно ненадежно для наиболее красных звезд, поскольку список Эггена не содержит таких звезд достаточной яркости.

Для получения хотя бы приближенного хода кривой в области звезд с большими цветовыми эквивалентами, были использованы четыре звезды поздних типов из третьего списка электроколориметрического каталога В. Б. Никонова [3]. Международные показатели цвета этих звезд были вычислены по формуле, приведенной в этой работе. Несмотря на это, для нескольких наиболее красных звезд получить редукцию не удалось. Использованный нами график приведен на фиг. 1, на которой перекрещенными кружками нанесены звезды, взятые из каталога Никонова.

Сопоставление фотовизуальных величин и показателей цвета, полученных нами и Эггеном, показывает достаточно удовлетворительное согласие между обоими рядами наблюдений.

Результаты наших наблюдений сведены в табл. 2, в которой приведены последовательно порядковый номер списка, номер каталога HD, название звезды, экваториальные координаты 1900 г., спектр HD, определенные нами звездные величины в международной фотовизуальной системе, средние ошибки их определения в сотых долях звездной величины, цветовые эквиваленты в нашей системе с их ошибками, число наблюдений и полученный международный показатель цвета.

Таблица 2

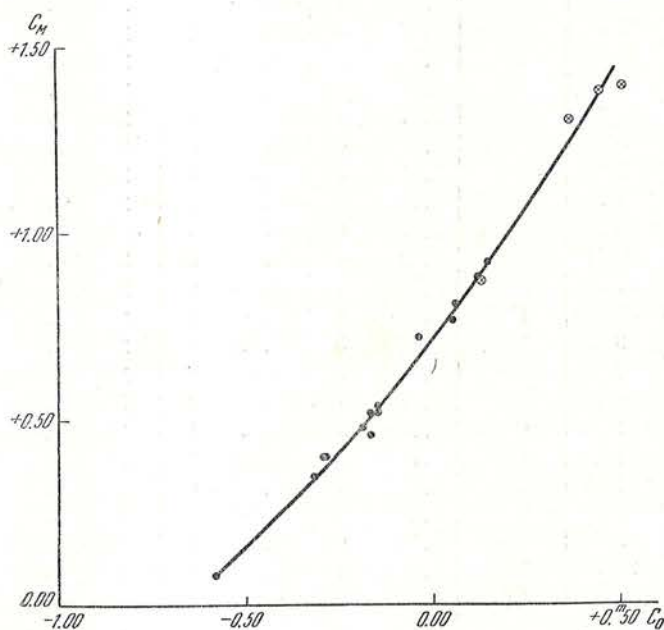
| №  | HD     | *                 | $\alpha_{1900}$     | $\delta_{1930}$ | Спектр<br>HD | $m_{\text{фв}}$   | $\pm \varepsilon$<br>в 0.01 | $C_{0.}$           | $\pm \varepsilon$<br>в 0.01 | n   | $C_M$              |
|----|--------|-------------------|---------------------|-----------------|--------------|-------------------|-----------------------------|--------------------|-----------------------------|-----|--------------------|
| 1  | 3627   | $\delta$ Анд      | 0h34 <sup>m</sup> 0 | +30°19'         | K2           | 3 <sup>m</sup> 19 | 1                           | +0 <sup>m</sup> 38 | 0                           | 4   | +1 <sup>m</sup> 22 |
| 2  | 4614   | $\eta$ Кас        | 43.0                | +57 17          | F8           | 3.34              | 2                           | —0.16              | 0                           | 3   | +0.52              |
| 3  | 9270   | $\eta$ Рыб        | 1 26.1              | +14 50          | G5           | 3.51              | 0                           | +0.15              | 0                           | ст* | +0.90              |
| 4  | 17506  | $\eta$ Пер        | 2 43.4              | +55 29          | K0           | 3.72              | 1                           | +0.67              | 1                           | 2   | —                  |
| 5  | 18925  | $\gamma$ Пер      | 57.6                | +53 07          | F5 + A3      | 2.89              | 2                           | +0.07              | 1                           | 2   | +0.78              |
| 6  | 19476  | $\kappa$ Пер      | 3 02.7              | +44 29          | K0           | 3.73              | 2                           | +0.14              | 0                           | 3   | +0.88              |
| 7  | 21120  | $\sigma$ Тлц      | 19.4                | + 8 41          | G5           | 3.49              | 2                           | +0.10              | 1                           | 2   | +0.84              |
| 8  | 27371  | $\gamma$ Тлц      | 4 14.1              | +15 23          | K0           | 3.53              | 2                           | +0.17              | 1                           | 2   | +0.93              |
| 9  | 28305  | $\varepsilon$ Тлц | 22.8                | +18 58          | K0           | 3.44              | 2                           | +0.19              | 1                           | 2   | +0.97              |
| 10 | 31398  | $\iota$ Воз       | 50.5                | +33 00          | K2           | 2.71              | 3                           | +0.52              | 0                           | 2   | +1.46              |
| 11 | 40035  | $\delta$ Воз      | 5 51.3              | +54 17          | K0           | 3.66              | 2                           | +0.17              | 1                           | 2   | +0.93              |
| 12 | 48329  | $\varepsilon$ Бли | 6 37.8              | +25 14          | G5           | 2.89              | —                           | +0.46              | —                           | 1   | +1.37              |
| 13 | 58207  | $\iota$ Бли       | 7 19.5              | +28 00          | K0           | 3.68              | —                           | +0.17              | —                           | 1   | +0.94              |
| 14 | 62345  | $\kappa$ Бли      | 38.4                | +24 38          | G5           | 3.42              | —                           | +0.14              | —                           | 1   | +0.90              |
| 15 | 89025  | $\zeta$ Лев       | 10 11.1             | +23 55          | F0           | 3.31              | 1                           | —0.36              | 0                           | 2   | +0.30              |
| 16 | 89758  | $\mu$ БМе         | 16.4                | +42 00          | K5           | 2.97              | 0                           | +0.60              | 0                           | 2   | —                  |
| 17 | 94264  | 46 МЛв            | 47.7                | +34 45          | K0           | 3.65              | 1                           | +0.23              | 1                           | 2   | +1.02              |
| 18 | 96833  | $\psi$ БМе        | 11 04.0             | +45 02          | K0           | 2.98              | 1                           | +0.24              | 2                           | 2   | +1.03              |
| 19 | 98262  | $\nu$ БМе         | 13.1                | +33 38          | K0           | 3.37              | 1                           | +0.52              | 1                           | 2   | +1.46              |
| 20 | 102224 | $\chi$ БМе        | 40.8                | +48 20          | K0           | 3.62              | 0                           | +0.31              | 0                           | 2   | +1.14              |
| 21 | 102870 | $\beta$ Дев       | 45.5                | + 2 20          | F8           | 3.51              | 1                           | —0.18              | 1                           | 2   | +0.49              |
| 22 | 113226 | $\varepsilon$ Дев | 12 57.2             | +11 30          | K0           | 2.78              | 0                           | +0.10              | 2                           | 2   | +0.83              |
| 23 | 121370 | $\eta$ Вол        | 13 49.9             | +18 54          | G0           | 2.67              | 0                           | —0.16              | 0                           | ст* | +0.51              |
| 24 | 127665 | $\rho$ Вол        | 14 27.5             | +30 49          | K0           | 3.52              | 0                           | +0.39              | 0                           | 2   | +1.25              |
| 25 | 129988 | $\varepsilon$ Вол | 40.6                | +27 30          | K0           | 2.38              | 1                           | +0.11              | 0                           | 2   | +0.85              |
| 26 | 135722 | $\delta$ Вол      | 15 11.5             | +33 41          | K0           | 3.41              | 1                           | +0.10              | 1                           | 2   | +0.84              |
| 27 | 137759 | $\iota$ Дра       | 22.7                | +59 19          | K0           | 3.29              | 3                           | +0.27              | 0                           | 2   | +1.08              |
| 28 | 140573 | $\alpha$ Зме      | 39.3                | + 6 44          | K0           | 2.58              | 2                           | +0.28              | 1                           | 2   | +1.09              |
| 29 | 146791 | $\varepsilon$ Зми | 16 13.0             | — 4 27          | K0           | 3.20              | 1                           | +0.15              | 1                           | 3   | +0.89              |
| 30 | 148387 | $\eta$ Дра        | 22.6                | +61 44          | G5           | 2.75              | 1                           | +0.07              | 1                           | 3   | +0.80              |
| 31 | 148856 | $\beta$ Гер       | 25.9                | +21 42          | K0           | 2.75              | 2                           | +0.10              | 1                           | 2   | +0.83              |
| 32 | 150680 | $\zeta$ Гер       | 37.5                | +31 47          | G0           | 2.81              | 1                           | —0.14              | 0                           | 4   | +0.53              |
| 33 | 150997 | $\eta$ Гер        | 39.5                | +39 07          | K0           | 3.43              | 1                           | +0.09              | 1                           | 4   | +0.82              |
| 34 | 153210 | $\chi$ Зми        | 52.9                | + 9 32          | K0           | 3.13              | 0                           | +0.29              | 0                           | 4   | +1.09              |
| 35 | 156283 | $\pi$ Гер         | 17 11.6             | +36 55          | K5           | 3.11              | 1                           | +0.48              | 1                           | 4   | +1.39              |
| 36 | 159181 | $\beta$ Дра       | 28.2                | +52 23          | G0           | 2.81              | 0                           | +0.12              | 1                           | 5   | +0.86              |
| 37 | 161096 | $\beta$ Зми       | 38.5                | + 4 37          | K0           | 2.73              | 1                           | +0.26              | 1                           | 5   | +1.08              |
| 38 | 161797 | $\mu$ Гер         | 17 42.5             | +27 47          | G5           | 3.35              | 0                           | —0.04              | 1                           | 4   | +0.66              |
| 39 | 163588 | $\xi$ Дра         | 51.8                | +56 53          | K0           | 3.67              | 0                           | +0.31              | 0                           | 4   | +1.13              |
| 40 | 163770 | $\theta$ Гер      | 52.8                | +37 16          | K0           | 3.77              | 1                           | +0.42              | 1                           | 3   | +1.31              |
| 41 | 163993 | $\xi$ Гер         | 53.9                | +29 16          | K0           | 3.61              | 0                           | +0.10              | 0                           | 2   | +0.83              |
| 42 | 164058 | $\gamma$ Дра      | 54.3                | +51 30          | K5           | 2.33              | 2                           | +0.49              | 1                           | 3   | +1.42              |
| 43 | 169414 | 109 Гер           | 18 19.4             | +21 43          | K0           | 3.77              | 1                           | +0.30              | 0                           | 6   | +1.12              |
| 44 | 170153 | $\chi$ Дра        | 22.9                | +72 41          | F8           | 3.55              | 2                           | —0.28              | 1                           | 3   | +0.40              |
| 45 | 180711 | $\delta$ Дра      | 19 12.5             | +67 29          | K0           | 3.07              | 1                           | +0.13              | 1                           | 3   | +0.75              |
| 46 | 181276 | $\kappa$ Леб      | 14.8                | +53 11          | K0           | 3.76              | 1                           | +0.11              | 1                           | 3   | +0.85              |
| 47 | 188512 | $\beta$ Орл       | 50.4                | + 6 09          | K0           | 3.63              | 0                           | +0.06              | 0                           | ст* | +0.77              |

\* Стандартная звезда.



Таблица 2 (продолжение)

| №  | HD     | *                 | $\sigma_{1900}$ | $\delta_{1900}$ | Спектр<br>HD | $m_{\text{фв}}$ | $\pm \varepsilon_m$<br>в 0.01 | $C_{0*}$ | $\pm \varepsilon_m$<br>в 0.01 | $n$ | $C_M$ |
|----|--------|-------------------|-----------------|-----------------|--------------|-----------------|-------------------------------|----------|-------------------------------|-----|-------|
| 48 | 189319 | $\gamma$ Сга      | 19h54m3         | +19°13'         | K5           | 3m39            | 1                             | +0m62    | 1                             | 5   | —     |
| 49 | 194093 | $\gamma$ Леб      | 20 18.6         | +39 56          | F8p          | 2.29            | 2                             | -0.13    | 2                             | 6   | +0m53 |
| 50 | 197989 | $\varepsilon$ Леб | 42.2            | +33 36          | K0           | 2.49            | 1                             | +0.14    | 3                             | 3   | +0.89 |
| 51 | 198149 | $\eta$ Цеф        | 43.3            | +61 27          | K0           | 3.37            | 1                             | +0.07    | 1                             | 3   | +0.80 |
| 52 | 200905 | $\xi$ Леб         | 21 01.3         | +43 22          | K5           | 3.66            | 1                             | +0.66    | 1                             | 3   | —     |
| 53 | 202109 | $\zeta$ Леб       | 08.7            | +29 49          | K0           | 3.20            | 1                             | +0.15    | 0                             | 4   | +0.91 |
| 54 | 210745 | $\zeta$ Цеф       | 22 07.4         | +57 42          | K0           | 3.34            | —                             | +0.60    | 1                             | 2   | —     |
| 55 | 215182 | $\eta$ Пер        | 38.3            | +29 42          | G0           | 2.89            | 1                             | +0.05    | 1                             | 3   | +0.78 |
| 56 | 216131 | $\mu$ Пер         | 45.2            | +24 04          | K0           | 3.39            | 1                             | +0.11    | 2                             | 4   | +0.85 |
| 57 | 216228 | $\iota$ Цеф       | 46.1            | +65 40          | K0           | 3.46            | 1                             | +0.19    | 0                             | 4   | +0.97 |
| 58 | 219615 | $\gamma$ Рыб      | 23 12.0         | + 2 44          | K0           | 3.59            | 1                             | +0.11    | 1                             | 3   | +0.86 |
| 59 | 222404 | $\gamma$ Цеф      | 35.2            | +77 04          | K0           | 3.17            | 1                             | +0.16    | 0                             | 4   | +0.91 |



Фиг. 1

Табл. 2 показывает, что при среднем числе наблюдений 2.7 средняя ошибка одного каталожного определения внеатмосферной звездной величины составляет  $\pm 0^m.010$ , а одного цветового эквивалента  $\pm 0^m.007$ . Следует отметить, что в примененном методе учета поглощения света в земной атмосфере редукция осуществлялась для каждой звезды непосредственно, без каких-либо дифференциальных привязок к другим звездам.

### Литература

1. Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 114, 1949.
2. В. Б. Никонов. ДАН СССР 45, 151, 1944.
3. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастум. обсерв., 1953.
4. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 41, 1952.
5. O. Eggen. Ap. J. 112, 141, 1950.

## К ВОПРОСУ ОБ АССОЦИАЦИИ В СКОРПИОНЕ

*И. М. Копылов*

Расстояние до ассоциации вокруг галактического скопления NGC 6231 в Скорпионе, определенное несколькими способами, составляет 650 парсеков. Поглощение света на расстоянии скопления  $A_{\text{ph}} = 2^m.4$ . Диаметр скопления 6 парсеков, диаметр ассоциации около 25 парсеков. Ассоциация содержит по крайней мере 30 звезд спектральных классов O — B2.

Кратко излагаются причины расхождения результатов П. Н. Холопова [2] и данной работы.

Приведены факты и соображения, говорящие в пользу расширения ассоциации и возможного существования у нее второго ядра.

Полная энергия этой ассоциации и ее ядра, а также некоторых других ассоциаций оказывается существенно положительной, что говорит об их неустойчивости.

Сделаны некоторые замечания о характере развития O-ассоциаций и их ядер.

Развитие В. А. Амбарцумяном исключительно плодотворной идеи о звездных ассоциациях, окружающих открытые скопления звезд ранних спектральных классов, привело к необходимости тщательного и всестороннего изучения этих очень интересных галактических образований для выяснения их структурных, динамических и кинематических особенностей.

Целью настоящей работы является изучение O-ассоциации вокруг скопления NGC 6231 в созвездии Скорпиона, сообщения о которой впервые были сделаны в [1].

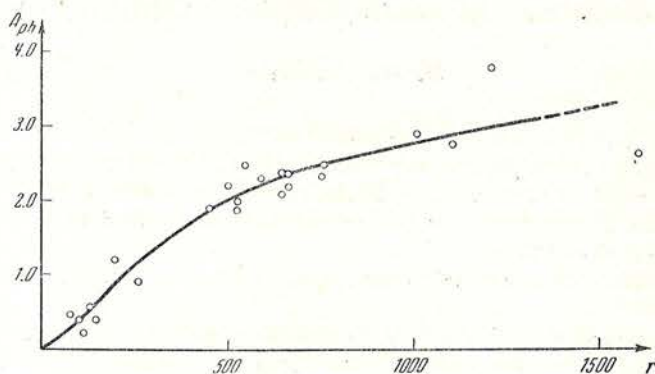
Работа была выполнена в основном до появления в печати статьи П. Н. Холопова [2], посвященной той же теме. Значительные расхождения в некоторых окончательных результатах, полученных П. Н. Холоповым и нами, заставили заново тщательно проделать все вычисления и проверить и частично дополнить использованные наблюдательные данные, что не привело, однако, к сколько-нибудь существенным изменениям в наших основных выводах. Поэтому в работе кратко излагаются основные причины расхождений, приводящих к большим различиям в расстоянии и в размерах ассоциации и скопления.

Для нахождения величины поглощения света в интересующей нас области мы использовали показатели цветов звезд из работ [3]. По этим



данным, приведенным к одной системе, была построена кривая зависимости межзвездного поглощения  $A_{ph}$  от расстояния  $r$  (в парсеках) в направлении скопления (фиг. 1). Кривая проводится весьма уверенно до расстояния 1000—1200 парсеков, с разбросом отдельных точек около среднего значения не более  $\pm 0^m.3$ . Нормальные цвета звезд В взяты согласно [4].

Данные о лучевых скоростях и спектрах звезд в скоплении и его окрестностях взяты из [5—7]. Собственные движения звезд брались из общего каталога Босса GC и приводились к системе FK3. Для приведения использовались поправки [8].



Фиг. 1. Зависимость поглощения света от расстояния в направлении ассоциации

Модуль расстояния до скопления определялся по диаграмме спектр — видимая величина, построенной Рике [9] и дополненной нами по данным О. Струве [5]. Диаграмма имеет вид (фиг. 2), обычный для всех открытых скоплений: звезды наиболее ранних спектральных подклассов, входящих в скопление, существенно уклоняются вверх от стандартной главной последовательности. Для таких звезд скопления, расположенных много выше главной последовательности диаграммы спектр — светимость и напоминающих по своим спектральным характеристикам обычные горячие сверхгиганты, отклонения абсолютных величин от нормальных для данного спектрального подкласса могут достигать одной звездной величины и более (до 2—3). Поэтому расстояние до скопления следует определять отнюдь не по самым ярким его звездам, а по основной массе более слабых звезд поздних спектральных подклассов, лежащих на обычную главную последовательность и имеющих нормальные светимости. Мы определили видимый модуль расстояния до скопления NGC 6231 по четырем подгруппам: В3 (18 звезд), В5 (11 звезд), В6-7 (4 звезды), В8 (3 звезды). Придавая этим определениям веса, пропорциональные числу звезд, мы получим средний видимый модуль расстояния  $\overline{m - M} = 11^m.4$ . По трем звездам типа Р Суг ( $M = -6^m.3$ ), не входящим в скопление,  $\overline{m - M} = 11^m.5$ , т. е. практически совпадает с модулем расстояния до скопления. По звездам О — В2 получаем  $\overline{m - M} = 10^m.9$ .

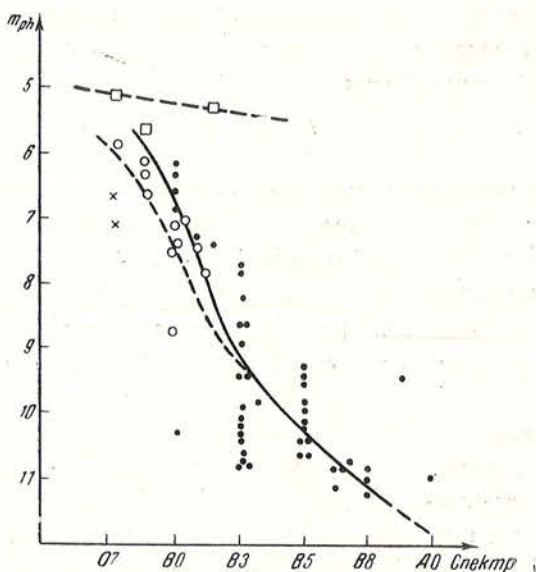
Учет поглощения света дает нам истинный модуль  $9^m.0$ , что соответствует расстоянию 650 парсеков. Так как для определения расстояния было использовано сравнительно большое число звезд (около 40), а величина поглощения света определяется довольно уверенно, то ошибка в расстоянии едва ли может превосходить несколько десятков парсеков. Формальное вычисление ошибки приводит к значению  $\pm 40$  парсеков. Величина межзвездного поглощения света на расстоянии скопления  $A_{ph} = 2^m.4$ , что намного выше среднего по всем галактическим долготам.

П. Н. Холопов [2], считая наиболее яркие звезды скопления NGC 6231 обычными сверхгигантами и приписывая им среднюю абсолютную величину  $-6^m.5$ , получил расстояние 1400 парсеков. В результате этого абсолютные величины звезд типа R Cug, расположенных вокруг скопления, оказались у П. Н. Холопова больше общепринятых примерно на  $2^m$ , вследствие чего эти звезды оказались ярче известной звезды S Dor (двойная, суммарная звездная величина  $-8^m.5$ ), обычно считающейся самой яркой звездой. Входящие в состав скопления

звезды WR, как оказалось, имеют в среднем абсолютную величину  $-6^m.8$ , что также намного превышает обычно им приписываемую (около  $-4^m.0$ ); абсолютные величины даже наиболее ярких представителей звезд этого типа едва ли превосходят  $6^m.0$ .

Находит себе простое объяснение и отмеченная П. Н. Холоповым [2] большая разность абсолютных величин ранних звезд скопления, достигающая  $3^m.0$ . Для этих звезд диаграмма спектр — светимость идет вверх настолько круто (как и для наиболее ранних звезд всех галактических скоплений вне зависимости от того, с какого спектрального класса начинаются их диаграммы спектр — светимость), что дисперсия абсолютных величин звезд одного и того же спектрального подкласса может достигать  $2^m.5 - 3^m.0$ . Например, для Плеяд (B5) и Яслей (A0) эта разность составляет около  $2^m.5$ . Обращает на себя внимание весьма интересный факт, заключающийся в том, что, чем раньше начальный спектральный класс скопления, тем в среднем больше эта разность.

Что же касается правой половины рис. 10 работы П. Н. Холопова [2], будто бы представляющего ветвь горячих сверхгигантов, входящих в иссле-



Фиг. 2. Диаграмма спектр — видимая величина для скопления NGC 6231

× — звезды WR; □ — звезды R Cug, не входящие в скопление. Светлые кружки — звезды, спектральные классы которых определены О. Струве; прерывистые линии — положение стандартной главной последовательности и ветви сверхгигантов



дую ассоциацию, то следует заметить, что подавляющее большинство звезд здесь составляют звезды фона и звезды более близкого скопления Tr 24.

Мы можем определить расстояние до скопления NGC 6231 еще одним способом, не требующим учета поглощения света. Для этого воспользуемся лучевыми скоростями межзвездных линий поглощения CaII и NaI. Так как расстояние до скопления довольно значительно, то пекулярные движения облаков межзвездного газа частично усредняются и наблюдаемая лучевая скорость будет обусловлена в основном эффектом галактического вращения межзвездного газа. В обычной формуле

$$\Delta v_r = A \rho \sin 2(l - l_0)$$

величину  $A$  мы приняли равной 20 км/сек/килопарсеков;  $\rho$  — расстояние до центра тяжести столба межзвездного газа, расположенного между звездой и наблюдателем. Мы предполагаем равномерное распределение межзвездного газа в пространстве, тогда  $r = 2\rho$ .

Величина  $\Delta v_r$  равна по Струве [5] — 8.5 км/сек, по Санфорду [6] — 7.5 км/сек, по [7] — 8.8 км/сек (в последнем случае по линиям D<sub>1</sub> и D<sub>2</sub> NaI). Исправляя среднее весовое из этих скоростей за проекцию на луч зрения (—5.0 км/сек) движения Солнца к апексу для плоских подсистем, к каковым относятся звезды O — B, галактические скопления и межзвездный газ [10], получаем  $\rho = 350$  парсеков. Расстояние  $r = 700$  парсеков хорошо согласуется с расстоянием, определенным фотометрическим способом (650 парсеков). Интенсивности межзвездной линии K (CaII) приводят к расстоянию 800 парсеков, согласие которого с двумя предыдущими, принимая во внимание низкую точность этого метода, следует считать вполне удовлетворительным.

Определенные нами индивидуальные расстояния почти до всех звезд O — B2 в скоплении и вокруг него заключены в интервале 400—1000 парсеков со сгущением на расстоянии около 650 парсеков, т. е. на расстоянии скопления. За счет всевозможных ошибок при определении расстояний группа звезд оказалась существенно вытянутой вдоль луча зрения.

Часть звезд класса B3 образует довольно ясно выраженную группировку на расстоянии в два раза меньшем; к этой же группировке относятся и большое число звезд B5 — A0 восьмой — десятой величины, образующих широко рассеянное звездное скопление с центром  $\alpha = 16^h 49^m$ ,  $\delta = -40^\circ 35'$  (1900 г.). Это известное скопление Tr 24, расстояние до которого составляет около 300 парсеков. Особенно четко это скопление выделяется, если построить диаграмму спектр — видимая величина (фиг. 3) для области  $3^\circ \times 3^\circ$  со скоплением NGC 6231 в центре.

На диаграмме ясно видны две главные последовательности, смещенные одна относительно другой примерно на  $2^m$ . Тем не менее имеется много противоречивых данных о расстоянии до скопления Tr 24 (об этом см. подробнее у П. Н. Холопова [2]).

Остальные звезды ранних спектральных классов разбросаны по модулям расстояния почти равномерно вплоть до расстояния 1500 парсеков, предельного для рассмотренных звездных величин (около  $10^m.5$ ).

Четыре звезды O — B0 с видимыми величинами от  $5^m.9$  до  $7^m.1$ , проектирующиеся на небо на скопление Тг 24, на самом деле находятся на расстоянии скопления NGC 6231. Это подтверждается и тем, что интенсивности и лучевые скорости межзвездной линии К оказываются практически одинаковыми как для этих четырех звезд, так и для звезд — членов скопления NGC 6231. Согласно Санфорду [6], для звезд скопления NGC 6231 эквивалентная ширина линии К в среднем равна  $0.50 \text{ \AA}$ , для четырех упомянутых звезд —  $0.49 \text{ \AA}$ . Лучевые скорости по линии К равны  $-7.9$  и  $-7.2 \text{ км/сек}$  соответственно. Вопрос же о расстоянии до скопления Тг 24 требует дальнейшего изучения.

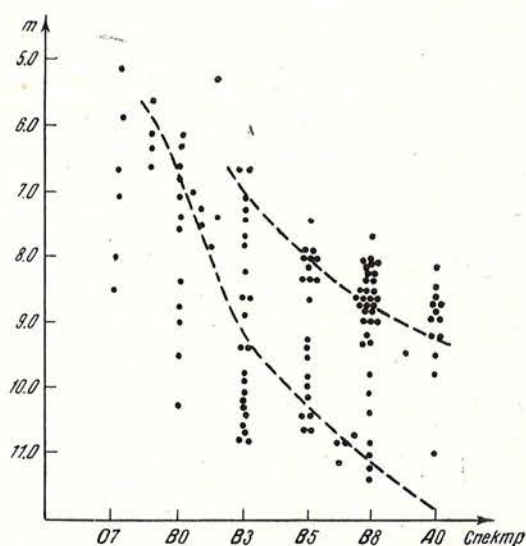
Реальность пространственной группировки ранних звезд вокруг скопления NGC 6231 не подлежит никакому сомнению. Диаметр самого скопления при расстоянии 650 парсеков составляет около 6 парсеков, диаметр ассоциации 25 парсеков. Диаметр ассоциации, по П. Н. Холопову [2], 35 парсеков.

К этой группировке можно отнести около 15 звезд спектральных классов O — B2 (помимо звезд, входящих в скопление, — также около 15). Из этих 30 звезд две — типа WR, три — типа PCyg и две-три со слабо выраженными характеристиками типа WR. По крайней мере семь звезд спектрально-двойные, две просто двойные и четыре кратные. Из последних три — кратные системы типа Тrapeции Ориона, для четвертой у нас нет данных о расстояниях между компонентами.

Собственные движения и лучевые скорости звезд скопления и окружающей группы практически одинаковы.

Таким образом, можно считать, что звезды O — B2 в рассматриваемой области образуют одну физически связанную группу, что подтверждается и дальнейшим более детальным анализом собственных движений и лучевых скоростей этих звезд.

Средняя лучевая скорость группы, определенная по 18 надежным лучевым скоростям, равна  $-28.0 \text{ км/сек}$ . Среднее отклонение лучевых скоростей отдельных звезд от скорости центра тяжести равно  $8.0 \text{ км/сек}$ . Считая, что у скоростей звезд ассоциации по отношению к ее центру тяжести нет преимущественных направлений, можно получить следующее соотношение:  $2v_r = v$ . Здесь  $v_r$  — средняя лучевая, а  $v$  — средняя пространственная скорость звезд по отношению к центру тяжести группы. Таким



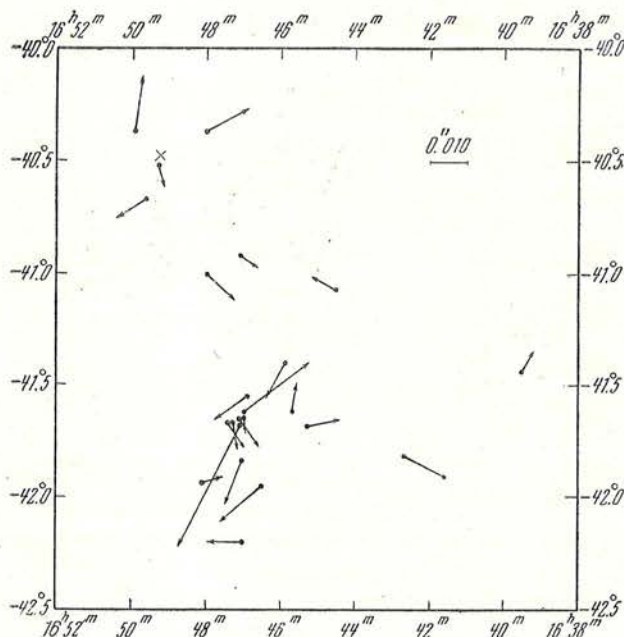
Фиг. 3. Диаграмма спектр—светимость для области  $3^\circ \times 3^\circ$  вокруг NGC 6231. Отчетливо видны две главные последовательности



образом,  $v$  — средняя скорость удаления звезды из группы. В данном случае эта скорость равна 16 км/сек, что находится в хорошем согласии с выводами А. Ф. Торонджадзе [11] о скоростях ухода звезд из О-ассоциаций.

Средняя квадратичная скорость  $(\overline{v^2})^{1/2} = 21$  км/сек.

Рассмотрение собственных движений звезд ассоциации по отношению к скоплению приводит к весьма интересному заключению. Проекция соб-



Фиг. 4. Собственные движения горячих звезд в окрестности скопления.

Крестиком указано место предполагаемого второго ядра ассоциации

ственных движений звезд относительно центра тяжести на радиус-векторы, проведенные из центра (скопления) для восьми из десяти ранних звезд, непосредственно окружающих скопление и не входящих в него, оказываются положительными, т. е. собственные движения показывают расширение этой группы звезд от скопления (фиг. 4). Однако здесь же следует отметить, что в ассоциации, возможно, имеется и второй центр, от которого также направлены векторы собственных движений, т. е. ассоциация имеет второе ядро. Одним ядром яв-

ляется, несомненно, скопление NGC 6231, а возможное второе ядро должно находиться между звездами HD 152405, HD 152408, HD 152667 и HD 152723 в районе скопления Тг 24. Это наводит на мысль, что если ассоциация действительно расширяется, то, всего вероятнее, расширение звезд происходит от каждого ядра ассоциации. Возможно, что такая картина должна наблюдаться и в других ассоциациях. Более систематических движений следует, вообще говоря, ожидать в ассоциациях, имеющих одно ядро.

Интересной особенностью лучевых скоростей и собственных движений звезд ассоциации является существование между ними в среднем хорошо выполняющейся зависимости, которая заключается в том, что с уменьшением лучевых скоростей звезд собственные движения увеличиваются. Но эта зависимость и должна выполняться лишь в среднем, так как пространственные скорости отдельных звезд ассоциации могут и должны отличаться друг от друга, и к тому же движения звезд, воз-

можно, более сложны, чем простое радиальное расширение. Тем не менее, если бы рассматриваемые звезды не были связаны физически, то эта зависимость была бы исключительно слабой.

Малое число звезд с известными лучевыми скоростями и собственными движениями и низкая точность последних не позволяют, однако, сделать более определенных выводов о характере движений звезд ассоциации, хотя этот вопрос сам по себе очень важен.

Остановимся несколько подробнее на вопросе об устойчивости ассоциации.

Если бы основным фактором, вызывающим разрушение ассоциаций, был дифференциальный эффект галактического вращения, то размеры ассоциаций увеличивались бы только в галактической плоскости и ассоциации имели бы сплюснутую форму. Между тем наблюдаемое сжатие ассоциаций сравнительно невелико. Отношение меньшей полуоси к большей составляет в середине 0.8. Для ассоциаций, имеющих диаметр 100 парсеков, разность скоростей звезд, вызванных эффектом галактического вращения, будет достигать всего 2 км/сек. Однако непосредственные измерения скоростей расширения ассоциаций (см., например, [12]) показали, что эти скорости могут достигать 15 км/сек.

Это приводит нас к заключению, что имеется какая-то другая причина расширения ассоциаций, более существенная, чем дифференциальный эффект галактического вращения.

В. А. Амбарцумян предположил [1], что такой причиной служит наличие у звезд ассоциации собственных скоростей, полученных ими в эпоху их образования, т. е. звезды ассоциации имеют настолько большие относительные скорости, что силы взаимодействия не могут удержать их вместе.

Таким образом, предполагается, что ассоциации являются нестационарными системами и могут наблюдаться лишь потому, что они возникли совсем недавно и не успели распасться.

В связи с этим представляется весьма заманчивой возможность вычислить полную энергию ассоциации и определить таким образом, являются ли в действительности ассоциации неустойчивыми.

Для этой цели воспользуемся законом сохранения энергии системы

$$T + V = h,$$

где  $T$ ,  $V$  и  $h$  — соответственно кинетическая, потенциальная и полная энергии системы.

Кинетическая и потенциальная энергия системы определяется соответственно выражениями

$$T = \frac{1}{2} \sum_i m_i v_i^2, \quad V = - \sum_{i, k} \frac{G m_i m_k}{\rho_{ik}} \quad (i \neq k).$$

В этих двух соотношениях  $m_i$  — масса звезды,  $v_i$  — скорость звезды по отношению к центру тяжести системы,  $\rho_{ik}$  — расстояние между  $i$ -й



и  $k$ -й звездами,  $G$  — постоянная притяжения. Для удобства будем оценивать  $s = \frac{T}{V}$  — отношение кинетической энергии системы к потенциальной (без учета знака). Назовем условно величину  $\lg s = \lg \frac{T}{V}$  степенью неустойчивости системы. Если  $\frac{T}{V} > 1$ ,  $\lg s > 0$ , то полная энергия системы  $h > 0$  и система будет заведомо неустойчива, если же  $\frac{T}{V} < 1$ ,  $\lg s < 0$ , то полная энергия системы  $h$  будет отрицательна, что является необходимым (но недостаточным) условием устойчивости. Будем считать, что все звезды ассоциации имеют равные массы. Тогда, после несложных преобразований, отношение  $\frac{T}{V}$  можно записать следующим образом:

$$\frac{T}{V} = \frac{5}{6} \frac{\overline{v^2 R}}{GM},$$

где  $\overline{R}$  — средний радиус ассоциации (среднее расстояние между звездами ассоциации),  $M$  — масса ассоциации.

Величину  $M$  вычислим следующим образом. Полное число звезд в ядре ассоциации (скоплении NGC 6231) не превосходит 100. Из них не более 15 имеют спектральные классы O — B2. В ассоциации всего таких ранних звезд (включая и звезды скопления) не более 30. За неимением лучшего, будем считать, что функция светимости для членов ассоциации такая же, как и для ядра. Тогда полное число звезд в ассоциации (включая скопление) должно быть около 200.

Масса скопления была получена суммированием масс отдельных звезд, определенных по зависимости масса — светимость [13]. Вычисленная таким образом масса скопления не превосходит  $500 M_{\odot}$ . Тогда полная масса ассоциации составит около  $1000 M_{\odot}$ .

Значение  $(\overline{v^2})^{1/2} = 21$  км/сек было найдено по звездам с известными лучевыми скоростями. Если мы используем и тангенциальные скорости, точность определения которых очень невысока вследствие больших ошибок в собственных движениях, то получим  $(\overline{v^2})^{1/2} = 30$  км/сек.

В дальнейших вычислениях мы воспользовались более точной первой величиной.

Используя, таким образом, наиболее вероятные значения величин, входящих в выражение для  $s$ , мы получим  $s = 10^3$ . Дальнейшие уточнения едва ли смогут изменить эту величину более чем на порядок.

Таким образом, мы приходим к весьма важному выводу о том, что полная энергия ассоциации положительна, т. е. ассоциация в целом является неустойчивым образованием.

Для некоторых других ассоциаций, для которых известны скорости расширения и диаметры [12], оценка величины  $s$  также приводит к значению  $10^3$ . В табл. 1 приводятся величины  $\lg s$  для некоторых ассоциаций.

Для потока Скорпиона — Центавра (В-ассоциации) необходимые данные взяты из работы П. Г. Куликовского [14].

В последнем столбце приводится возраст ассоциации в миллионах лет, оцененный по ее диаметру и средней скорости расширения.

Наличие внутри объема многих ассоциаций гигантских диффузных туманностей не может изменить (уменьшить) значение  $s$  более чем на половину порядка, ибо, как показали Г. А. Шайн и В. Ф. Газе [15], даже наибольшие массы таких туманностей, вероятно, не превосходят нескольких тысяч солнечных масс, а обычно — много меньше.

Таблица 1

Так как звезды скопления NGC 6231 имеют такие же относительные скорости, что и звезды окружающей ассоциации, то это приводит к мысли, что и скопление, возможно, также является неустойчивым. Дисперсия скоростей  $(\sigma^2)^{1/2}$  для звезд ассоциации и собственно скопления одинакова в пределах ошибок определения.

| Ассоциация                   | $\lg s$ | $t$ |
|------------------------------|---------|-----|
| Цефей II . . . . .           | 2.88    | 4.2 |
| Персей II . . . . .          | 3.18    | 1.3 |
| Скорпион . . . . .           | 3.00    | 0.8 |
| Скорпион — Центавр . . . . . | 3.34    | 7.7 |

Проверим, выполняется ли условие положительности полной энергии, т. е. условие неустойчивости, для ядра ассоциации — рассеянного скопления.

Масса скопления уже определена нами, величина  $\bar{R} = 3$  парсека. При таких предположениях оказывается, что для скопления  $s = 5 \cdot 10^2$ , т. е. и для ядра ассоциации, О-скопления, полная энергия оказывается положительной, скопление неустойчиво.

Более того, мы видим, что степень неустойчивости ассоциации и ее ядра — величина одного порядка. Если это имеет место и для многих других (но, возможно, не всех) ассоциаций, то получают естественное объяснение многие факты, касающиеся открытых скоплений и О-ассоциаций. В частности, объясняются два весьма примечательных факта, описанных в [1] и заключающихся в следующем:

1) всякое открытое скопление, содержащее звезды типа О или В0, является одновременно ядром некоторой О-ассоциации;

2) подавляющее большинство скоплений спектральных типов В — А являются богатыми системами, содержащими по несколько сотен звезд, в то время как О-скопления большей частью содержат не более 50 звезд.

Первый факт может быть объяснен тем, что галактическое скопление — ядро звездной ассоциации — разрушается вместе с последней примерно с равной скоростью (степень неустойчивости их одного порядка) и одновременно с нею перестает существовать. Поэтому не встречается галактических скоплений типа О, не имеющих вокруг себя О-ассоциаций.

Во-вторых, разрушение О-скопления вместе с окружающей его ассоциацией происходит настолько быстро, что скопление перестает существовать прежде, чем звезды его успеют эволюционировать в более поздние спектральные подклассы. Следовательно, богатые звездами скопления поздних спектральных подклассов возникают именно как таковые, а не появляются вследствие развития О-скоплений — ядер ассоциаций.



Легко объясняется и относительно большой процент горячих звезд в общем галактическом поле.

Следует отметить, что скопления более поздних спектральных типов, например Плеяды (B5) или Ясли (A0), являются, повидимому, вполне стационарными системами. Таким образом, весьма вероятно, что граница, отделяющая нестационарные скопления от стационарных, находится где-то в области скоплений спектральных классов B2—B3.

Однако это можно утверждать с полной определенностью лишь после изучения движений звезд в открытых скоплениях различных спектральных подклассов с учетом (особенно для ближайших скоплений), наряду с лучевыми скоростями, и собственных движений звезд.

Но такое изучение устойчивости открытых скоплений и других ассоциаций, так же как и выявление характера движения звезд в ассоциациях, выведет нас далеко за пределы данной работы. Эта задача — задача изучения устойчивости скоплений и ассоциаций — заслуживает самого пристального внимания и должна явиться предметом тщательного исследования, так как успешное ее разрешение даст возможность с новой точки зрения осветить вопросы возникновения и эволюции галактических скоплений и горячих звезд, а возможно, и диффузной материи.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Амбарцумян. Эволюция звезд и астрофизика. Ереван, 1947; Астрон. журн. 26, № 3, 1949; Изв. АН СССР, серия физич. 14, 15, 1950.
2. П. Н. Холопов. Астрон. журн. 28, 472, 1951.
3. J. Stebbins, C. M. Huffer a. A. E. Whitford. *Ap. J.* 91, 20, 1940; E. G. Williams a. H. Knox-Shaw, *M. N.* 102, 226, 1942; J. Schilt a. C. Jackson. *A. J.* 56, 209, 1952.
4. Н. Ф. Флоря. Тр. ГАИШ, 16, 4, 1949.
5. O. Struve. *Ap. J.* 100, 189, 1944.
6. R. F. Sanford. *Ap. J.* 110, 117, 1949.
7. P. Merrill, R. F. Sanford, O. C. Wilson, C. Burwell. *Ap. J.* 86, 274, 1937.
8. A. Blaauw a. J. Delhaye, *BAN*, 10, 473, 1949.
9. C. A. Rieke. *H. C.*, 397, 1935.
10. П. П. Паренаго. Тр. ГАИШ, 20, 26, 1951.
11. А. Ф. Торонджадзе. ДАН СССР 74, 441, 1950.
12. В. А. Амбарцумян. Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд. VIII Международн. астроном. съезд, 1952.
13. П. П. Паренаго, А. Г. Масевич. Астрон. журн. 27, 137, 1950.
14. П. Г. Куликовский. Бюлл. ГАИШ, № 2, 1940.
15. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 80, 1952.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ  $\delta$  ЩИТА

С. В. Некрасова

Задачей настоящей работы является попытка установить существование температурных изменений, связанных с неправильными колебаниями блеска  $\delta$  Щита.

$\delta$  Щита = HD 172748 = BD —  $9^{\circ}.4796$  = 2 Орла = 4Н Щита ( $\alpha_{1900.0} = 18^h36^m48^s$ ;  $\delta_{1900.0} = -9^{\circ}08'.9$ ) спектрального класса F0 (HD Catalogue),  $4^m.74$  ptm, F4 (Lick. Obs.),  $4^m.74-5^m.02$  phe, F4s (Mount Wilson obs.),  $5^m.0-5^m.25$  phe, известна [1] как спектрально-двойная по наблюдениям Райта в 1899—1900 гг. При помощи оригинального трехпризмowego спектрографа Милса Райт впервые из 392 наблюдений установил ее период в  $0^d.19374$ . Радиальные скорости этой звезды исследовались Мейером, Смисом, Муром и др., установившими их переменность.

В 1935 г. Коласевич [2] определил по радиальным скоростям спектроскопические элементы эллиптической орбиты, установив, что форма и амплитуда кривых радиальных скоростей меняются. Изменение ее яркости фотоэлектрически впервые наблюдал в 1935 г. Фас. Свои наблюдения он продолжал в 1936 и в 1938 гг. Им же было установлено, что амплитуда блеска этой переменной меняется по типу переменных звезд  $\beta$  Цефея или  $\beta$  Б. Пса.

На Абастуманской астрофизической обсерватории В. Б. Никоновым получено в 1938 г. семь фотоэлектрических кривых этой звезды [3].

Все звезды этого типа переменности принадлежат к раннему спектральному классу B1—B3; в последнее время обнаружены такие же неправильные колебания короткого периода у звезд типа A0.  $\delta$  Щита пока единственная звезда, принадлежащая к типу звезд  $\beta$  Б. Пса, имеющая спектральный класс F4s. Она является гигантом с абсолютной звездной величиной  $+1.4$  [4].

В Крымской астрофизической обсерватории  $\delta$  Щита наблюдалась фотоэлектрически при помощи отечественного фотоумножителя ФЭУ-17, смонтированного в нэмитовском фокусе менискового 200-миллиметрового телескопа Маскутова [5]. Наблюдения велись в течение августа — сен-



тября 1952 г. с двумя фильтрами BG-25 и GG-7, что приблизительно соответствует при используемой оптике эффективным длинам волн  $\lambda_c = 4200 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{ж} = 5100 \text{ \AA}$ . Всего получено 160 наблюдений с четырьмя привязками к стандартным звездам Boss 6077 [ $4^m.28$  phe dF6] и Boss 6031 [ $4^m.94$  phe A3ss] для учета эффекта ослабления света в земной атмосфере и вывода внеатмосферных величин изменения блеска  $\delta$  Щита методом, рекомендованным Никоновым [5]. Каждое наблюдение получалось по схеме: эталон  $3n_{жк}$   $6n_{ас}$   $3n_{жк}$  эталон  $3n_{жк}$   $6n_{ас}$   $3n_{жк}$  эталон  $3n_{жк}$   $6n_{ас}$   $3n_{жк}$  эталон, откуда

$$m_v - m_a = -2.5 \lg \frac{n_v}{n_a}$$

в синих и желтых лучах одновременно, где  $n_a$  и  $n_v$  — отсчеты гальванометра (табл. 1). Эталон, фотометрический стандарт из цинкосульфидного фосфора, отсчитывался для проверки постоянства чувствительности электрофотометра. Звездой сравнения была  $\epsilon$  Щита = HD 173009 спектра G5.  $5^m.09$  phe.

Исправленные за поглощение атмосферы разности звездных величин  $mg_v - mg_a = \Delta m$ , для каждой ночи отдельно, нанесены на график по фазам в синем и желтом фильтрах (фиг. 1). Фазы вычислялись по формуле, предложенной Фасом [6]:

$$\text{Max} = \text{JD } 2427991.786 + 0^d.193770 E. \quad (1)$$

Интересно отметить, что периоды  $\delta$  Щита,  $\beta$  Цефея ( $0^d.1904851$ ) и DD Ящерицы ( $0^d.19308902$ ) отличаются друг от друга не более чем на 0.003 суток.

Из индивидуальных кривых видно, что амплитуда их и форма меняются изо дня в день. Изменяется также время между наступлениями максимума и минимума блеска. Значения разности максимум — минимум (одинаковые для звезд типа RR Лиры и  $\delta$  Цефея) здесь меняются, и колебания достигают 0.2 периода. Амплитуда кривых блеска меняется от  $0^m.23$  до  $0^m.15$  для одного фильтра. По кривым блеска можно заметить также, что блеск растет несколько быстрее к максимуму и спадает медленнее к минимуму. Все это указывает, что физические условия в атмосфере звезд типа  $\beta$  Б. Пса не являются стационарными. Флуктуации у кривых блеска, полученных в течение JD 2434239.2652—4222 (фиг. 1, кривые 14—15 августа 1952 г.), по всей вероятности, необходимо объяснить колебаниями прозрачности земной атмосферы во время наблюдения, а не изменениями короткого периода в блеске переменной  $\delta$  Щита. Фас объяснил все эти изменения наложением пульсаций с тремя периодами в  $0^d.193770$ ,  $0^d.157882$  и  $0^d.095156$  и малыми амплитудами. Нужно отметить, что наблюдения настоящего ряда не противоречат этим периодам в пределах колебания формы и амплитуды  $\delta$  Щита.

Цветовой эквивалент звезды  $\Delta m_c - \Delta m_{ж}$ , выведенный из индивидуальных наблюдений за ночь, отражает до некоторой степени относительное распределение энергии в спектре звезды.

Наблюдения  $\delta$  Щита

| Гелиоцентр<br>JD 2434... | $\Delta m_{\text{ж}}$ | $\Delta m_{\text{с}}$ | $CE_a$              | $CE_v$              |
|--------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|
| 234.2912                 | —0 <sup>m</sup> 329   | —1 <sup>m</sup> 132   | +0 <sup>m</sup> 900 | +0 <sup>m</sup> 097 |
| 2995                     | 303                   | 090                   | 900                 | 114                 |
| 3086                     | 305                   | 071                   | 900                 | 134                 |
| 3169                     | 298                   | 062                   | 896                 | 132                 |
| 3259                     | 278                   | 039                   | 898                 | 139                 |
| 3363                     | 303                   | 075                   | 900                 | 128                 |
| 3461                     | 285                   | 034                   | 900                 | 150                 |
| 3572                     | 288                   | 027                   | 901                 | 161                 |
| 3655                     | 259                   | 059                   | 898                 | 98                  |
| 3752                     | 284                   | 035                   | 899                 | 147                 |
| 3836                     | 275                   | 075                   | 898                 | 97                  |
| 3961                     | 325                   | 113                   | 895                 | 107                 |
| 4086                     | 332                   | 121                   | 900                 | 112                 |
| 4169                     | 377                   | 152                   | 904                 | 129                 |
| 4273                     | 373                   | 181                   | 898                 | 91                  |
| 4363                     | 375                   | 184                   | 900                 | 92                  |
| 237.2750                 | 258                   | 027                   | 899                 | 130                 |
| 2889                     | 257                   | 068                   | 899                 | 88                  |
| 3014                     | 271                   | 055                   | 900                 | 116                 |
| 3125                     | 274                   | 066                   | 900                 | 108                 |
| 3223                     | 295                   | 088                   | 899                 | 107                 |
| 3306                     | 277                   | 054                   | 906                 | 129                 |
| 3396                     | 306                   | 090                   | 898                 | 116                 |
| 3486                     | 330                   | 132                   | 898                 | 97                  |
| 3584                     | 405                   | 187                   | 901                 | 121                 |
| 3709                     | 431                   | 253                   | 898                 | 77                  |
| 3827                     | 405                   | 217                   | 900                 | 88                  |
| 3966                     | 388                   | 214                   | 901                 | 75                  |
| 4077                     | 350                   | 112                   | 900                 | 137                 |
| 4188                     | 358                   | 094                   | 899                 | 164                 |
| 4292                     | 298                   | 052                   | 898                 | 145                 |
| 4410                     | 257                   | 005                   | 899                 | 152                 |
| 239.2652                 | 367                   | 150                   | 898                 | 117                 |
| 2729                     | 391                   | 169                   | 898                 | 119                 |
| 2798                     | 383                   | 165                   | 900                 | 118                 |
| 2867                     | 406                   | 174                   | 900                 | 132                 |
| 2937                     | 444                   | 210                   | 899                 | 132                 |
| 3006                     | 414                   | 251                   | 900                 | 62                  |
| 3076                     | 389                   | 230                   | 899                 | 58                  |
| 3145                     | 394                   | 211                   | 898                 | 81                  |
| 3201                     | 404                   | 229                   | 899                 | 74                  |
| 3256                     | 368                   | 229                   | 900                 | 40                  |
| 3312                     | 382                   | 245                   | 900                 | 37                  |
| 3374                     | 380                   | 202                   | 899                 | 76                  |
| 3437                     | 358                   | 142                   | 900                 | 115                 |



Таблица 1 (продолжение)

| Гелиоцентр<br>JD 2434... | $\Delta m_{\text{ж}}$ | $\Delta m_{\text{с}}$ | $CE_a$              | $CE_v$              |
|--------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|
| 239.3499                 | —0 <sup>m</sup> 354   | —1 <sup>m</sup> 156   | +0 <sup>m</sup> 900 | +0 <sup>m</sup> 099 |
| 3597                     | 333                   | 143                   | 900                 | 89                  |
| 3659                     | 320                   | 103                   | 900                 | 118                 |
| 3735                     | 326                   | 052                   | 897                 | 172                 |
| 3812                     | 266                   | 044                   | 898                 | 120                 |
| 3867                     | 299                   | 075                   | 900                 | 124                 |
| 3937                     | 252                   | 105                   | 898                 | 045                 |
| 4006                     | 293                   | 067                   | 899                 | 125                 |
| 4069                     | 272                   | 054                   | 900                 | 117                 |
| 4152                     | 278                   | 041                   | 900                 | 136                 |
| 4222                     | 294                   | 074                   | 902                 | 122                 |
| 241.2623                 | 371                   | 211                   | 901                 | 063                 |
| 2707                     | 377                   | 199                   | 900                 | 80                  |
| 2769                     | 357                   | 171                   | 900                 | 85                  |
| 2846                     | 358                   | 147                   | 899                 | 111                 |
| 2936                     | 333                   | 155                   | 898                 | 76                  |
| 3019                     | 338                   | 145                   | 899                 | 93                  |
| 3103                     | 309                   | 103                   | 898                 | 104                 |
| 3193                     | 314                   | 098                   | 898                 | 115                 |
| 3283                     | 319                   | 098                   | 899                 | 119                 |
| 3387                     | 294                   | 082                   | 900                 | 112                 |
| 3471                     | 285                   | 062                   | 899                 | 121                 |
| 3568                     | 272                   | 068                   | 899                 | 104                 |
| 3658                     | 281                   | 025                   | 897                 | 153                 |
| 3769                     | 299                   | 011                   | 898                 | 185                 |
| 3859                     | 262                   | 026                   | 900                 | 135                 |
| 3957                     | 291                   | 035                   | 897                 | 154                 |
| 4061                     | 345                   | 055                   | 902                 | 191                 |
| 4179                     | 378                   | 097                   | 901                 | 181                 |
| 4304                     | 372                   | 031                   | 900                 | 141                 |
| 245.2537                 | 304                   | 080                   | 900                 | 123                 |
| 2600                     | 298                   | 85                    | 900                 | 113                 |
| 2669                     | 340                   | 140                   | 898                 | 98                  |
| 2745                     | 380                   | 184                   | 899                 | 96                  |
| 2822                     | 355                   | 215                   | 899                 | 39                  |
| 2898                     | 398                   | 157                   | 900                 | 141                 |
| 2975                     | 410                   | 199                   | 897                 | 105                 |
| 3051                     | 431                   | 251                   | 898                 | 79                  |
| 3148                     | 408                   | 215                   | 900                 | 93                  |
| 3238                     | 402                   | 209                   | 900                 | 92                  |
| 3329                     | 391                   | 192                   | 899                 | 98                  |
| 3419                     | 383                   | 153                   | 899                 | 129                 |
| 3537                     | 361                   | 104                   | 900                 | 157                 |
| 3613                     | 346                   | 133                   | 899                 | 112                 |
| 3697                     | 314                   | 064                   | 900                 | 149                 |
| 3787                     | 300                   | 047                   | 900                 | 153                 |
| 3856                     | 330                   | 040                   | 899                 | 189                 |
| 3940                     | 258                   | 051                   | 901                 | 107                 |

Таблица 1 (продолжение)

| Гелиоцентр<br>JD 2434... | $\Delta m_{\text{н}}$ | $\Delta m_{\text{с}}$ | $CE_a$              | $CE_v$              |
|--------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|
| 245.4009                 | —0 <sup>m</sup> 288   | —1 <sup>m</sup> 050   | +0 <sup>m</sup> 901 | +0 <sup>m</sup> 139 |
| 4086                     | 307                   | 012                   | 898                 | 193                 |
| 4162                     | 277                   | 014                   | 900                 | 163                 |
| 4225                     | 324                   | 018                   | 900                 | 207                 |
| 4315                     | 252                   | 000                   | 899                 | 250                 |
| 247.3001                 | 343                   | 211                   | 897                 | 030                 |
| 3105                     | 353                   | 162                   | 900                 | 91                  |
| 3189                     | 316                   | 110                   | 901                 | 107                 |
| 3272                     | 343                   | 094                   | 898                 | 148                 |
| 3349                     | 298                   | 068                   | 897                 | 128                 |
| 3439                     | 293                   | 054                   | 899                 | 138                 |
| 3515                     | 272                   | 059                   | 898                 | 111                 |
| 3605                     | 293                   | —1.019                | 900                 | 174                 |
| 3675                     | 279                   | —0.999                | 900                 | 180                 |
| 3751                     | 254                   | —1.019                | 900                 | 135                 |
| 3821                     | 265                   | 025                   | 898                 | 138                 |
| 3897                     | 283                   | 078                   | 899                 | 104                 |
| 3974                     | 282                   | 094                   | 899                 | 86                  |
| 4050                     | 297                   | 045                   | 901                 | 152                 |
| 253.2518                 | 424                   | 237                   | 898                 | 84                  |
| 2602                     | 413                   | 267                   | 901                 | 47                  |
| 2685                     | 413                   | 300                   | 899                 | 11                  |
| 2768                     | 438                   | 236                   | 900                 | 100                 |
| 2858                     | 412                   | 224                   | 898                 | 86                  |
| 2949                     | 379                   | 201                   | 900                 | 78                  |
| 3032                     | 374                   | 172                   | 896                 | 98                  |
| 3122                     | 342                   | 157                   | 898                 | 82                  |
| 3206                     | 296                   | 096                   | 900                 | 99                  |
| 3296                     | 321                   | —1.094                | 899                 | 126                 |
| 3685                     | 268                   | —0.985                | 903                 | 186                 |
| 3761                     | 241                   | —1.008                | 897                 | 130                 |
| 3838                     | 286                   | —0.985                | 899                 | 200                 |
| 3900                     | 227                   | —0.969                | 899                 | 157                 |
| 3970                     | 237                   | —0.958                | 902                 | 180                 |
| 4032                     | 239                   | —1.006                | 898                 | 134                 |
| 263.2467                 | 301                   | 041                   | 898                 | 159                 |
| 2544                     | 291                   | 027                   | 900                 | 165                 |
| 2613                     | 278                   | 044                   | 899                 | 135                 |
| 2690                     | 280                   | 041                   | 898                 | 138                 |
| 2773                     | 291                   | 063                   | 897                 | 127                 |
| 2849                     | 299                   | 052                   | 898                 | 145                 |
| 2919                     | 281                   | 069                   | 900                 | 115                 |
| 2995                     | 312                   | 108                   | 900                 | 107                 |
| 3072                     | 337                   | 119                   | 899                 | 117                 |
| 3148                     | 352                   | 160                   | 903                 | 95                  |
| 3238                     | 373                   | 171                   | 900                 | 100                 |
| 3329                     | 387                   | 210                   | 898                 | 75                  |



Таблица 1 (окончание)

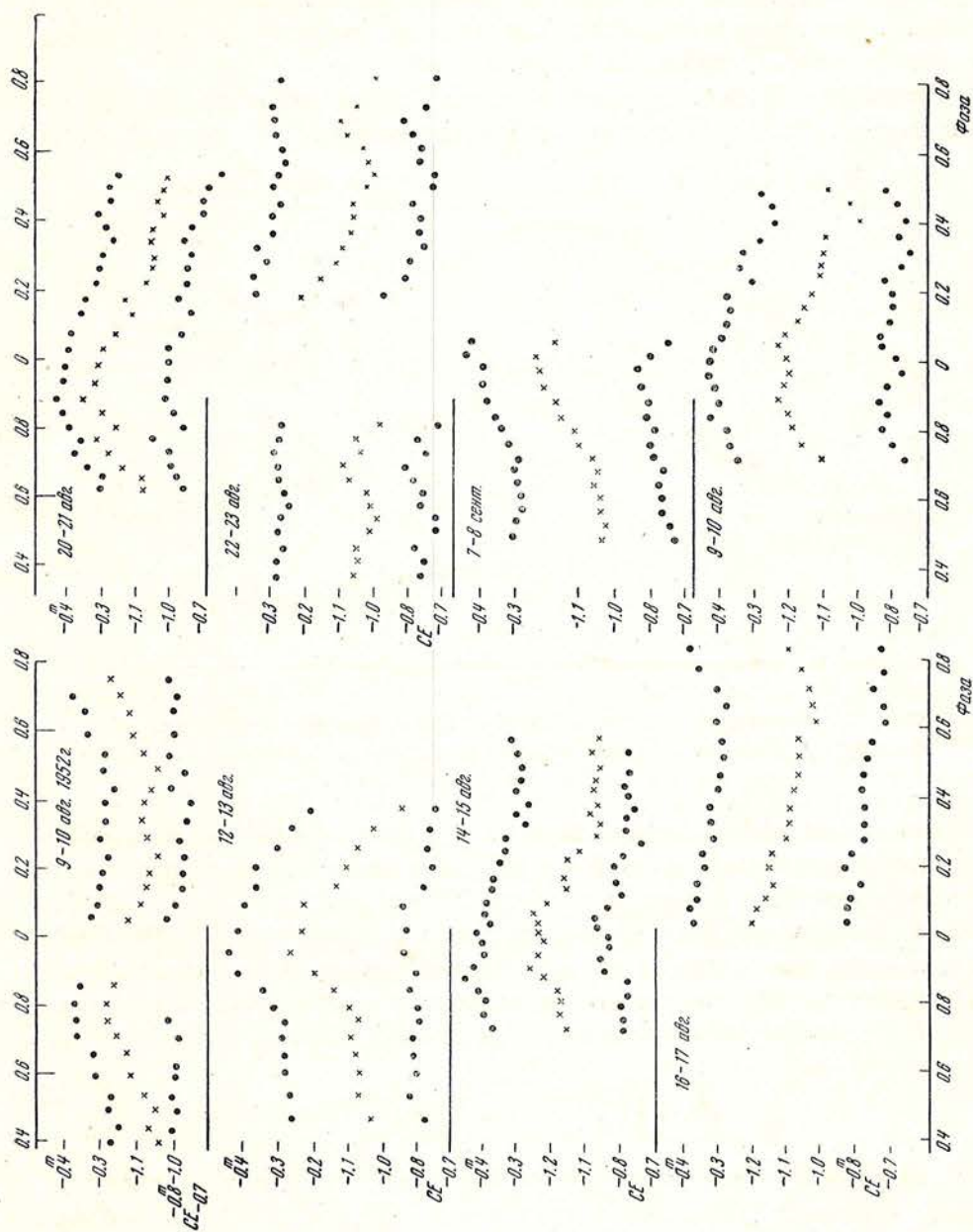
| Гелиоцентр<br>JD 2434... | $\Delta m_{\text{ж}}$ | $\Delta m_{\text{с}}$ | $CE_a$              | $CE_v$              |
|--------------------------|-----------------------|-----------------------|---------------------|---------------------|
| 263.3426                 | —0 <sup>m</sup> 386   | —1 <sup>m</sup> 222   | +0 <sup>m</sup> 899 | +0 <sup>m</sup> 065 |
| 3495                     | 434                   | 234                   | 897                 | 100                 |
| 265.2279                 | 344                   | 102                   | 900                 | 140                 |
| 2369                     | 363                   | 162                   | 899                 | 100                 |
| 2453                     | 373                   | 194                   | 898                 | 77                  |
| 2536                     | 421                   | 199                   | 898                 | 120                 |
| 2605                     | 397                   | 230                   | 899                 | 65                  |
| 2696                     | 408                   | 215                   | 901                 | 94                  |
| 2772                     | 428                   | 195                   | 901                 | 133                 |
| 2848                     | 424                   | 207                   | 898                 | 115                 |
| 2918                     | 412                   | 238                   | 900                 | 73                  |
| 2980                     | 384                   | 207                   | 899                 | 74                  |
| 3057                     | 376                   | 174                   | 899                 | 100                 |
| 3140                     | 361                   | 151                   | 900                 | 109                 |
| 3210                     | 376                   | 131                   | 897                 | 142                 |
| 3293                     | 293                   | 107                   | 898                 | 84                  |
| 3369                     | 333                   | 102                   | 898                 | 129                 |
| 3453                     | 326                   | 072                   | 898                 | 152                 |
| 3529                     | 305                   | —1.082                | 900                 | 123                 |
| 3612                     | 229                   | —0.982                | 898                 | 145                 |

Для обнаружения изменения цветового эквивалента с изменением блеска звезды было собрано семь индивидуальных кривых, наиболее близких по форме и амплитуде, в одну «усредненную» кривую для желтого и синего фильтров отдельно (фиг. 2). Средней кривой, полученной из наблюдений, нельзя здесь придавать какого-либо физического значения, но все же можно сказать, что в «усредненной» кривой эффекты малых периодов и их вариации могут быть незначительными.

Цветовой эквивалент  $\delta$  Щита, полученный по «усредненным» кривым, меняется со средней амплитудой в 0<sup>m</sup>.060 при наличии некоторой дисперсии индивидуальных кривых (фиг. 2). При этом можно заметить, что средние моменты максимумов изменения блеска  $\delta$  Щита и изменения кривой  $CE$  звезды совпадают по фазе. Для подтверждения реальности колебания цветового эквивалента с изменением блеска  $\delta$  Щита, обусловленного изменением эффективной температуры звезды, были выведены цветовые эквиваленты звезды сравнения  $a = \varepsilon$  Щита и переменной  $\delta$  Щита для каждого наблюдения отдельно при помощи эталона по формулам

$$CE_a = -2.5 \left( \lg \frac{n_{ac}}{n_{\text{эт}}} - \lg \frac{n_{ajk}}{n_{\text{эт}}} \right),$$

$$CE_v = -2.5 \left( \lg \frac{n_{vc}}{n_{\text{эт}}} - \lg \frac{n_{vjk}}{n_{\text{эт}}} \right).$$

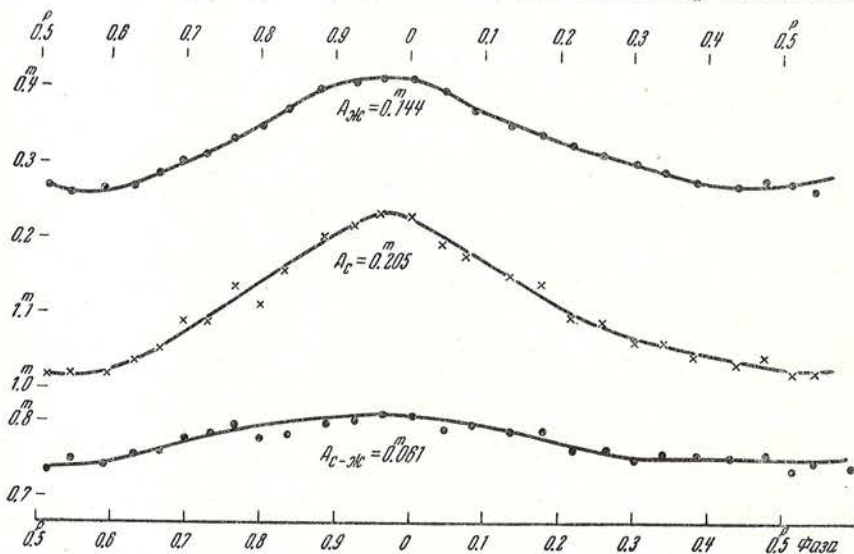


Фиг. 4. Индивидуальные кривые блеска  $\delta$  Цита через желтый ( $\lambda = 5100 \text{ \AA}$ ) и синий ( $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ ) фильтры и  $CE = \Delta m_\phi - \Delta m_\psi$



Полученные значения  $CE_a$  и  $CE_v$  приведены в табл. 1. Постоянство значения  $CE_a$  для звезды сравнения за весь сезон наблюдений принято за критерий постоянства блеска звезды  $\epsilon$  Щита во время наблюдений. Здесь средняя квадратичная ошибка одного наблюдения за ночь равна  $\pm 0^m.0016$ , и средняя квадратичная ошибка по отклонениям от среднеарифметического из всех наблюдений за сезон, равная  $\pm 0^m.0020$ , не превышает точности наблюдений.

Изменения  $CE_v$  для переменной звезды  $\delta$  Щита за тот же период, как показывает табл. 1, на один порядок больше изменений  $CE_a$ . Значения  $CE_v$ ,



Фиг. 2. «Усредненные» кривые блеска  $\delta$  Щита. Верхняя — через желтый фильтр; средняя — через синий фильтр; нижняя — цветовой эквивалент  $\sim CE = \Delta m_c - \Delta m_{жк}$

нанесенные на график по фазе периода (1), дают кривую цветového эквивалента со средней амплитудой в  $0^m.060$ , что позволяет колебания цветového эквивалента с изменением блеска  $\delta$  Щита в течение одного периода считать реальными. Если колебания цветového эквивалента  $\delta$  Щита считать зависящими от изменения эффективной температуры звезды в предположении термодинамического равновесия, то для вывода интенсивности  $B_\lambda(T)$  можно воспользоваться формулой Планка

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\frac{c_2}{e^{\lambda T} - 1}}. \quad (2)$$

Логарифмируя это выражение и переводя в звездные величины  $m_c$  и  $m_{жк}$  для синего и желтого фильтров ( $\lambda_c = 4200 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_{жк} = 5100 \text{ \AA}$ ), получаем после дифференцирования

$$\begin{aligned} dm_c &= -1.08 \frac{c}{\lambda_c T^2} \Delta T, \\ dm_{жк} &= -1.08 \frac{c}{\lambda_{жк} T^2} \Delta T. \end{aligned} \quad (3)$$

Отсюда можно получить отношение цветового эквивалента  $CE$  к изменению колебания блеска звезды  $\Delta m_c$  в синих лучах

$$\frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{dm_c} = 1 - \frac{\lambda_c}{\lambda_{\text{ж}}}. \quad (4)$$

Подставляя значения эффективных длин волн применяемых фильтров, получаем

$$\frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{dm_c} = 0.18. \quad (5)$$

Изменения цветового эквивалента  $CE$  (фиг. 3), нанесенные, согласно величинам  $\Delta m_c$  кривой блеска в синих лучах, по фазам периода, дают значение  $1 - \frac{\lambda_c}{\lambda_{\text{ж}}} = 0.18$ , как тангенс угла наклона касательной  $\text{tg } \alpha = \frac{\Delta CE}{\Delta m_c}$ , только для точек верхней части кривой (вблизи максимума).

В других точках этой кривой значения  $\text{tg } \alpha = \frac{\Delta CE}{\Delta m_c}$  меняются от 0.20 до 0.45 (табл. 2). Это указывает, что колебания цветового эквивалента в течение одного периода изменения блеска кривой зависят не только от температурных изменений, но, возможно, и от изменений радиуса переменной звезды.

Применяя соотношения

$$\begin{aligned} m_c &= -2.5 \lg B_{\lambda_c}(T) - 2.5 \lg R^2, \\ m_{\text{ж}} &= -2.5 \lg B_{\lambda_{\text{ж}}}(T) - 2.5 \lg R^2 \end{aligned} \quad (6)$$

для синего и желтого фильтров соответственно и дифференцируя их по  $T$  и  $R$ , находим

$$\frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{dm_c} = \frac{c}{a + \frac{2.2\Delta R}{R\Delta T}}, \quad (7)$$

$$\Delta T = \frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{c}. \quad (8)$$

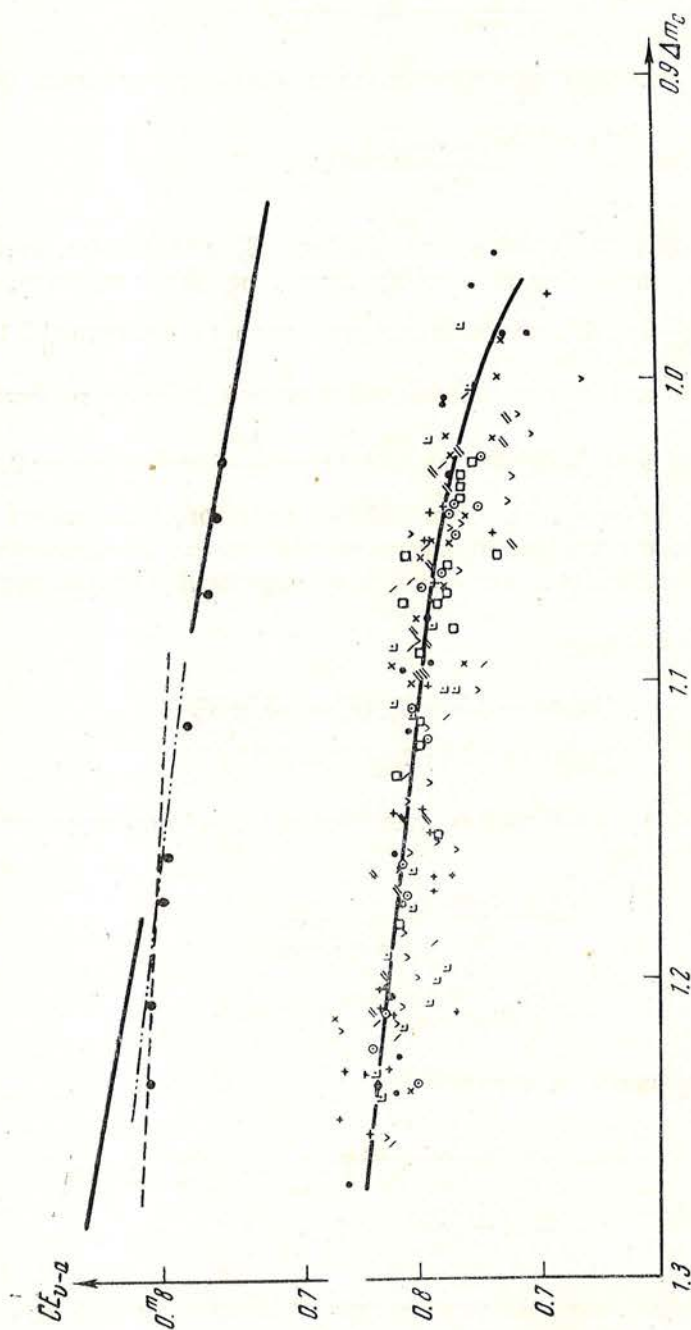
Постоянные величины  $c$  и  $a$  равны

$$\begin{aligned} c &= -1.08 \frac{c_2}{T^2} \left( \frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_{\text{ж}}} \right) = -12.6 \cdot 10^{-5}, \\ a &= -\frac{1.08c_2}{T^2\lambda_c} = -7.1 \cdot 10^{-4}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $c_2 = 1.438$ , а эффективная температура  $T$  звезды принята для спектрального типа  $gF4$  равной около  $7200^\circ$  [7].

Вычисленные значения изменения температуры  $\Delta T$  и радиуса звезды  $\frac{\Delta R}{R}$  вдоль кривой цветового эквивалента приведены в табл. 2.





Фиг. 3. 8 Щита. По оси  $X$  отложено  $\Delta m_c$ , по оси  $Y$  — цетовой эквивалент  $CE_{v-a}$

|                |   |            |   |            |   |
|----------------|---|------------|---|------------|---|
| 9-10 авг. 1952 | □ | 14-15 авг. | ∥ | 28-29 авг. | + |
| 12-13 авг.     | ∧ | 16-17 авг. | ∨ | 7-8 сент.  | ⊙ |
| 14-15 авг.     | + | 20-21 авг. | × | 9-10 сент. | • |

Изменения поверхностной температуры и радиуса при изменении блеска  $\delta$  Щита по фазам периода

| Фаза | $dm_c - dm_{\text{ж}}$ | $\Delta T$ | $\frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{dm_c} = \text{tg } \alpha$ | $\frac{c}{\text{tg } \alpha} \times 10^{-4}$ | $\frac{2.2\Delta R}{R\Delta T} \times 10^{-4}$ | $\frac{\Delta R}{R}$ |
|------|------------------------|------------|---------------------------------------------------------|----------------------------------------------|------------------------------------------------|----------------------|
| 0.95 | 0.059                  | —468°      | 0.18                                                    | 7.0                                          | —0.1                                           | —0.002               |
| 0.85 | 0.045                  | —375       | 0.26                                                    | 4.8                                          | —2.3                                           | —0.037               |
| 0.75 | 0.032                  | —254       | 0.34                                                    | 3.7                                          | —3.4                                           | —0.039               |
| 0.65 | 0.025                  | —200       | 0.45                                                    | 2.8                                          | —4.3                                           | —0.039               |

Здесь  $(dm_c - dm_{\text{ж}})$  — разности амплитуд кривых блеска, полученные при помощи синего и желтого фильтров для соответствующих фаз. Величины  $\text{tg } \alpha = \frac{dm_c - dm_{\text{ж}}}{dm_c}$  находились по касательным, проведенным на кривой цвета в точках данной фазы.

Наибольшее изменение температуры, соответствующее максимуму блеска, получилось равным примерно —500°. Температурное колебание у звезды за время изменения блеска в течение одного периода происходит в пределах от —200 до —500°. В минимуме блеска температура звезды наибольшая.

Изменение отношения  $\frac{\Delta R}{R}$  также связано с изменением блеска звезды  $\delta$  Щита и происходит в пределах 0.002—0.04  $R$ , что дает изменение величины прироста поверхности в течение одного периода не более 8%. В максимуме блеска поверхность звезды наибольшая. Рассмотренные условия изменения температуры и радиуса звезды не противоречат свойствам физических переменных звезд типа Цефеид.

### Л и т е р а т у р а

1. W. H. Wright. Ap. J. 12, 256, 1900.
2. A. Colasevich. Lick. Obs. Bull., № 478, 1935.
3. В. Б. Никонов. Бюлл. Абастум. обсерв., № 3, 1938.
4. Contrib. Mt. Wilson obs., № 511; Ap. J. 81, 187, 1935.
5. В. Б. Никонов и Е. К. Николова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 41, 1952.
6. Fath. Lick. Obs. Bull. (№ 501) 19, 77, 1940.
7. Э. Р. Мустель. Усп. астрофиз. наук 3, 170, 1947.



## О МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ ВОДОРОДНЫХ ФЛОККУЛОВ

Э. Р. Мустель

В работе рассмотрен ряд вопросов, связанных с механизмом свечения водородных флоккулов. Так как выделение флоккулярного излучения в центральных частях линий бальмеровской серии спектра факелов встречается с большими трудностями, во втором разделе статьи специально рассматривается вопрос о высотной локализации (в хромосфере) указанного флоккулярного излучения. Отмечено, что обычные методы, основанные на применении данных о дифференциальном вращении различных слоев солнечной атмосферы, здесь недостаточны.

Основываясь на отсутствии линии излучения  $H_\epsilon$  в спектре факелов, сделан вывод, что излучение в центре линии  $H_\epsilon$  и соседних с нею линий  $H_\zeta$  и  $H_\delta$  спектра факелов возникает не в хромосфере, а в более глубоких частях солнечной атмосферы, во внешних частях обрабатываемого слоя. Если бы линия  $H_\epsilon$  образовывалась в хромосфере, то она должна была бы выделяться как яркая линия излучения на фоне длинноволнового крыла линии поглощения  $H$ ,  $Ca^+$ .

Для решения вопроса о высотной локализации излучения факела в центральных частях линии  $H_\alpha$  сравнивается число избыточных квантов [см. фиг. 2 и формулу (3)], излучаемых центральными частями линии  $H_\alpha$  с тем числом квантов [формулы (4)–(8)], которое излучается непосредственно хромосферой [4]. Это сравнение показывает, что уже одна хромосфера должна создавать избыточное излучение, сравнимое с тем, которое следует ожидать из наблюдений.

Показано (в соответствии с предварительным сообщением [2]), что при электронной температуре  $T_e$  хромосферных слоев над факелами порядка  $7500$ – $8000^\circ$  возбуждение электронным ударом может оказаться столь же эффективным механизмом флоккулярного свечения в линии  $H_\alpha$ , как и рекомбинации. Однако на основании выводов автора [1] представляется более вероятным, что  $T_e$  существенно ниже  $7500$ – $8000^\circ$ . Повидимому, основным механизмом флоккулярного излучения в  $H_\alpha$  (а тем самым и в остальных линиях серии, где относительная роль столкновений по сравнению с рекомбинациями падает с номером линии) служат рекомбинации протонов с электронами. Расчеты по формуле (13) показывают, что этот механизм и с количественной стороны, независимо от принимаемой  $T_e$ , обеспечивает наблюдаемое флоккулярное излучение.

Исследуется вопрос о декременте излучения бальмеровской серии спектра флоккулов. Сделан ряд критических замечаний, отмечены трудности существующих теорий и намечены некоторые пути дальнейшего развития этого вопроса.

Рассматриваются различия в общем характере кальциевых и водородных флоккулов. Эти различия легко объясняются, если исходить из того, что, согласно работам автора [1, 13], свечение флоккулов в линиях  $H_2$  и  $K_2$  обусловлено электронным ударом, а, согласно выводам настоящей работы, свечение флоккулов в линии  $H_\alpha$  обусловлено рекомбинациями. В этом случае распределение свечения в линиях  $H_2$  и  $K_2$  по диску Солнца определяется в существенной мере локальными повышениями электронной

температуры, а распределение свечения в линии  $H_\alpha$  — локальными повышениями вероятностей рекомбинаций и, следовательно, в известной мере локальными повышениями плотности материи. Вихри вокруг пятен и соответствуют, повидимому, повышению общей плотности хромосферы в отдельных спиралях.

Отмечена исключительная важность изучения хромосферы над факелами и вообще над активными областями.

## 1. Вводные замечания

В своей предыдущей работе [1] автор обсудил вопрос о механизме свечения кальциевых флоккулов и показал, что возбуждение атомов  $Ca^+$ , приводящее к появлению линий  $H_2$  и  $K_2$ , производится электронным ударом и связано с более высокой кинетической температурой хромосферы в области флоккулов. Рекомбинации здесь не могут играть существенной роли. В той же работе, а также в предварительном сообщении по данному вопросу [2] было указано, что, напротив, механизмом излучения в линиях бальмеровской серии спектра флоккулов являются, повидимому, рекомбинации. Настоящая работа специально посвящена изучению вопроса о механизме свечения водородных флоккулов.

Истолкование общих физических свойств водородных флоккулов, в отличие от кальциевых флоккулов, встречается с той весьма серьезной трудностью, что выделение излучения, принадлежащего собственно флоккулу, требует особого исследования и вообще связано с некоторыми неопределенностями. Из этих неопределенностей следует отметить такие:

а) В то время как яркие линии  $H_2$  и  $K_2$  ионизованного кальция совершенно отчетливо выделяются на фоне центральных частей широких линий H и K, излучение в линиях  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  проявляется лишь как некоторое поднятие (а для линий  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,... обычно опускание) центральных частей указанных линий, сходящее плавно на нет во внешних частях последних. В связи с этим излучение, принадлежащее собственно флоккулу как хромосферному образованию, трудно отделить от того излучения, которое выходит из более нижних слоев солнечной оболочки (в данном случае из факела).

б) Имеются данные (см. далее) о том, что эффективный уровень излучения (в смысле высоты) различен для различных линий бальмеровской серии. Так, излучение центральных частей линии  $H_\alpha$  спектра флоккулов выходит из значительно более внешних слоев солнечной атмосферы, чем излучение центральных частей линий  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$  и т. д. того же спектра.

Из сказанного следует, что прежде всего мы должны рассмотреть вопрос о высотной локализации флоккульного излучения в различных линиях бальмеровской серии.

## 2. Локализация флоккульного излучения в линиях бальмеровской серии

Для решения вопроса о высотной локализации излучения в различных линиях (и в различных частях какой-либо линии) может быть намечен ряд путей. Первый из них — изучение вращения Солнца на основе



изучения различных линий. Известно, что скорость вращения различных образований в солнечной атмосфере зависит от высоты этих образований. Зная период вращения флоккула, снятого в лучах какой-либо линии бальмеровской серии, можно судить и о высоте его залегания в атмосфере Солнца. Период же вращения можно находить двумя способами: непосредственным определением перемещения флоккулов на солнечном диске, обусловленного вращением Солнца, и спектроскопическим определением вращения Солнца по линиям спектра флоккула.

Однако наблюдательный материал по применению обоих способов к водородным флоккулам весьма скуден, имеется лишь более или менее уверенное определение скорости вращения  $H_{\alpha}$ -флоккулов по первому способу.

Отметив важность дальнейших исследований такого рода, следует вместе с тем указать, что эти способы имеют серьезные недостатки. Они не дают абсолютной шкалы высот в солнечной атмосфере; обычно такая «градуировка» производится на основании высот, определяемых по спектру вспышки, что неверно (см. ниже). Далее, значения скоростей, получающихся этими двумя способами, не совпадают. Так, вращение Солнца, определяемое по перемещению на диске кальциевых флоккулов (H- и K-линии), указывает на меньшую высоту последних, чем даже эффективная высота излучения невозмущенных частей солнечной атмосферы в центре линии 4227  $\text{\AA}$ , определяемая спектральным способом. Наконец, перемещение водородных  $H_{\alpha}$ -флоккулов по солнечному диску дает скорость, практически не зависящую от широты и равную  $14^{\circ}.6$  в сутки. В то же время экваториальная скорость вращения Солнца, определяемая в невозмущенных частях диска по смещению центра линии  $H_{\alpha}$ , оказывается равной  $15^{\circ}.0$ , так что в этом последнем случае высота излучающего слоя оказывается, против ожидания, больше, чем в первом \*. Все эти случаи должны быть особо исследованы. Автор считает, что по крайней мере частично последние результаты могут быть связаны с тем, что определение вращения по линиям производится вблизи края солнечного диска, где излучение выходит из относительно более высоких слоев хромосферы (см. далее), вращающихся с большими угловыми скоростями. Для определения же скорости вращения Солнца по перемещению флоккулов на диске это обстоятельство не играет никакой роли (см. также [3], стр. 170). Повидимому, единственное, что мы можем с достаточной уверенностью почерпнуть из имеющихся в данной области материалов, а также из материалов, относящихся к эффекту Эвершеда,— это последовательность высот расположения различных излучающих слоев (см., например, [3], рис. 112), хотя и здесь следует иметь в виду, что имеющиеся наблюдения для отдельных членов серии Бальмера относятся, строго говоря, не к флоккулам.

Учитывая сказанное выше, обратимся к другим возможным методам определения высоты излучающих слоев. Вначале мы должны сделать следующее весьма существенное замечание. Часто флоккулы именуют

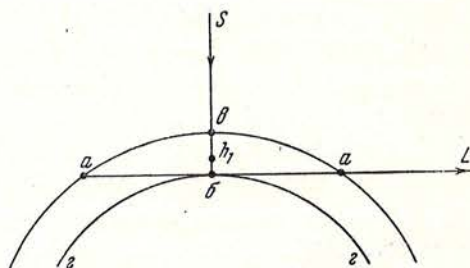
---

\* Соответствующий материал см. в [3], стр. 158—170.



«хромосферными факелами», подразумевая то, что флоккулы располагаются в основном в хромосфере. Однако это относится лишь к самым интенсивным линиям солнечного спектра. Напротив, излучение, наблюдаемое в более слабых линиях, например в линии  $H_\alpha$ , возникает, как мы далее увидим, не в хромосфере, а в более глубоких слоях — во внешних частях «обращающего слоя» Солнца. Для пояснения напомним, что основанием, т. е. нижней границей, хромосферы является, по определению, тот уровень солнечной оболочки, где для наблюдателя, смотрящего вдоль касательной к поверхности Солнца, обычный фраунгоферов спектр с линиями поглощения переходит в ярколинейчатый спектр.

Пусть прямая  $L$  (фиг. 1) есть указанная касательная, так что точка  $b$  лежит в основании хромосферы. Тогда оптическая толщина  $\tau_v^c$  газов в направлении  $L$ , измеренная коэффициентом непрерывного поглощения, близка к единице. Выше уровня  $b$  все прямые, параллельные  $L$ , соответствуют  $\tau_v^c < 1$ , ниже уровня  $b$  соблюдается неравенство  $\tau_v^c > 1$ .



Фиг. 1

С другой стороны, оптическая толщина хромосферы  $\tau_v^c$ , измеренная вдоль направления  $S$  до точки  $b$ , значительно меньше единицы, а поэтому, наблюдая диск Солнца в какой-либо частоте непрерывного спектра, мы регистрируем излучение, выходящее уже и из частей солнечной атмосферы, значительно более глубоко расположенных, чем уровень  $gbg$ .

То же самое следует учитывать и для частот внутри спектральных линий. Допустим, что оптическая толщина  $\tau_v^c$  хромосферы вдоль касательной  $L$  близка в центральных частотах какой-либо линии к единице. Тогда в направлении  $S$  эта оптическая толщина будет значительно меньше единицы, так что здесь даже в центральных частях рассматриваемой линии мы будем наблюдать излучение, выходящее с больших глубин, чем уровень  $gbg$ .

В качестве примера можно указать, что, например, по расчетам Силие и Мензела [4], число атомов  $Ca^+$  в основном состоянии равно на длине  $aa$  рис. 1 величине  $1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , в то время как на длине  $bb$  величине в сто раз меньшей —  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, высотная локализация излучения, определяемая по обычным хромосферным наблюдениям на краю диска, не может использоваться для локализации излучения объектов на диске. Вообще, чем ближе к краю солнечного диска мы наблюдаем излучение, тем с больших высот оно выходит. Это подтверждается и непосредственными измерениями смещения линии  $H_\alpha$  водорода ([3], стр. 165).

Из сказанного вытекает, что все заключения о высотной локализации флоккулов должны в первую очередь основываться на наблюдениях, производимых непосредственно на диске Солнца, а не на его краю.



Весьма интересные заключения о высотной локализации излучения в линиях  $H_\delta$ ,  $H_\epsilon$ ,  $H_\zeta$ , ... бальмеровской серии можно сделать на основании изучения линии  $H_\epsilon$ . Хорошо известно, что в невозмущенных частях солнечной поверхности и в факелах (расположенных под флоккулами) линия  $H_\epsilon$  наблюдается как исключительно слабая (по сравнению с линиями  $H_\delta$  и  $H_\zeta$ ) и диффузная линия поглощения, расположенная на длинноволновом крыле широкой линии  $H$  ионизованного кальция. Эту линию поглощения  $H_\epsilon$  можно по существу обнаружить лишь при помощи самого тщательного рассматривания регистрограмм линии  $H$ ,  $Ca^+$ .

Таким образом, если бы хромосфера \* создавала заметное излучение в линии  $H_\epsilon$ , то это излучение мы должны были бы наблюдать в виде яркой линии, накладывающейся на крыло линии  $H$ ,  $Ca^+$ , чего в действительности нет и что наблюдается лишь в спектрах достаточно интенсивных вспышек.

Предположение же о том, что хромосферное излучение точно «компенсируется» линией поглощения  $H_\epsilon$ , создаваемой ниже расположенным «обращающим слоем», является само по себе искусственным и встречает ряд возражений. Так, например, линии поглощения бальмеровской серии должны быть значительно шире, чем линии излучения, так что такая компенсация вообще невозможна. Кроме того, в активных областях последняя должна была бы в общем случае нарушаться и т. д.

Из сказанного следует, что роль хромосферных слоев в создании наблюдаемого излучения центральных частей линии  $H_\epsilon$  спектра флоккулов (и невозмущенных частей солнечной поверхности) ничтожна.

Однако этот вывод справедлив только в том случае, если в тех частотах, где располагается линия  $H_\epsilon$ , хромосфера прозрачна. В справедливости последнего мы можем убедиться на основании следующих расчетов. Единственным возможным источником непрозрачности хромосферы в частоте линии  $H_\epsilon$  может быть только поглощение излучения атомами  $Ca^+$  в крыле  $H$ -линии. Поэтому мы подсчитаем оптическую толщину хромосферы, определяемую атомами  $Ca^+$ . Расстояние линии  $H_\epsilon$  от центра линии  $H$  составляет около  $1.6 \text{ \AA}$ . Даже при наличии турбулентных скоростей порядка  $15\text{--}20 \text{ км/сек}$  доплеровское расширение на таком расстоянии  $\Delta\lambda = 1.6 \text{ \AA}$  не играет никакой роли, так что коэффициент поглощения определяется в основном затуханием излучения. Так как в условиях хромосферы (низкие концентрации атомов) эффекты давления несущественны, можно учитывать только затухание вследствие излучения. Тогда коэффициент поглощения (в обычных обозначениях) будет равен \*\*

$$s_\lambda = \frac{e^2}{4\pi m_e c^3} \frac{\lambda_0^4 \gamma_{ik} f_{ik}}{(\lambda - \lambda_0)^2}. \quad (1)$$

При этом для  $H$ -линии  $\gamma_{ik} = \gamma_{12} \approx A_{21}$ , причем  $f_{ik} = f_{12} = 0.36$ ,  $A_{21} = 1.52 \cdot 10^8$ .

\* Рассматриваемая «сверху», т. е. вдоль радиуса.

\*\* См. [5], главу вторую.

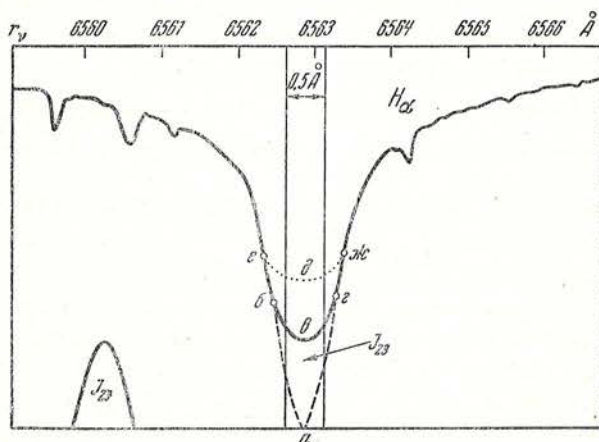
В результате для той точки спектра, где находится  $H_{\epsilon}, s_{\lambda} = 3.97 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ .

Для хромосферы, согласно Силлиэ и Мензелу [4], число атомов  $\text{Ca}^+$  над  $1 \text{ см}^2$  равно  $2 \cdot 10^{16}$ . Отсюда следует, что оптическая толщина хромосферы \*, определяемая атомами  $\text{Ca}^+$ , будет в месте линии  $H_{\epsilon}$  равна

$$[\tau_{\nu}(H)]_{H_{\epsilon}} \approx 2 \cdot 10^{16} \cdot 3.97 \cdot 10^{-19} \approx 0.008, \quad (2)$$

т. е. в области линии  $H_{\epsilon}$  хромосфера действительно прозрачна!

Вывод о том, что собственно хромосферное излучение не играет никакой существенной роли в образовании центральной части линии погло-



Фиг. 2

щения  $H_{\epsilon}$ , мы можем, конечно, распространить и на смежные с ней линии  $H_{\zeta}$  и  $H_{\delta}$ , ибо для этих линий числа излучающих атомов и коэффициенты перехода лишь немного отличаются от соответствующих величин для линии  $H_{\epsilon}$ .

Рассмотрим теперь следующий метод изучения локализации излучения в линиях бальмеровской серии. При этом мы сначала обратимся к невозмущенным частям солнечного диска.

На фиг. 2 сплошной линией представлен контур линии  $H_{\alpha}$  в спектре центра солнечного диска. Так как оптическая толщина обрабатываемого слоя в центре линии весьма велика, то без избыточного излучения центральные части этой линии должны были бы идти гораздо ниже сплошного контура. В частности, в самых центральных частях линии следовало бы ожидать, что  $r_{\nu} \approx 0$ .

Вопросу о происхождении избыточной эмиссии в центре линии  $H_{\alpha}$  было посвящено много работ \*\*. Однако в данном разделе этого вопроса мы касаться не будем, ибо нас сейчас интересует другой вопрос, а именно, в какой степени избыточное излучение в центре линии  $H_{\alpha}$  обусловлено хромосферой.

\* По радиусу!

\*\* См., например, обзор в [6], глава 8.



Для решения этого вопроса мы должны оценить указанную избыточную эмиссию, что можно было бы сделать, например, построив (хотя бы приблизительно) теоретический контур линии поглощения  $H_\alpha$  в ее центре без учета избыточной эмиссии. Однако этот путь встречается с трудностями, главная из которых заключается в том, что фактически отсутствуют достаточно надежные теоретические расчеты по величинам  $r_v$  в центральных частях линии  $H_\alpha$ . Поэтому мы поступим несколько иначе. Учитывая, что, вообще говоря, речь идет только о порядке величин, мы можем, пренебрегая на момент самопоглощением (см. далее), считать, что распределение энергии в избыточном излучении носит доплеровский характер. Действительно, для линии  $H_\alpha$  роль эффекта Штарка и затухания вследствие излучения в хромосфере ничтожна.

Вопрос о доплеровской ширине  $\Delta\lambda_D$ , входящей параметром в указанное распределение ( $I_\lambda \sim \exp[-(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D})^2]$ ) более сложен. Мы не знаем заранее, в каких хромосферных слоях должно в основном локализоваться избыточное излучение, а поэтому, например, не знаем, нужно ли вводить в  $\Delta\lambda_D$  меняющуюся с высотой скорость турбулентности и т. д. В связи с этим рассмотрим крайние возможные пределы для величины  $\Delta\lambda_D$ . Если считать, что излучение в центре  $H_\alpha$  локализуется в самых низких слоях хромосферы, где средняя турбулентная скорость  $v_t$  не больше 2 км/сек, то при этом значении  $v_t$ , а также при  $T_{\text{кин}} = 5600^\circ$  мы имеем  $\Delta\lambda_D = 0.22 \text{ \AA}$ . Если же считать, что  $H_\alpha$ -излучение возникает в основном в более высоких слоях хромосферы, то как верхний предел можно принять  $v_t = 15$  км/сек,  $T_{\text{кин}} = 11\,000^\circ$ , что дает  $\Delta\lambda_D = 0.44 \text{ \AA}$ .

Возьмем для подсчетов среднее значение  $\Delta\lambda_D = 0.3 \text{ \AA}$ . В этом случае, как показывают расчеты, величина избыточной энергии  $I_{23}$  может отличаться от величин  $I_{23}$ , соответствующих указанным предельным значениям  $\Delta\lambda_D$ , не больше чем на 50% от самого значения  $I_{23}$ . Ясно, что для наших расчетов, носящих характер оценки, такие ошибки совершенно несущественны.

Излучение, отвечающее распределению  $\exp[-(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D})^2]$  с  $\Delta\lambda_D = 0.3 \text{ \AA}$ , представлено в левом нижнем углу фиг. 2. Центральная ордината сделана равной величине  $r_v$ , ибо, как мы указывали, следует ожидать, что без избыточного излучения должно быть  $r_v \approx 0$ . Площадь, заключенная внутри этой кривой, как раз и определяет избыточную энергию  $I_{23}$ .

Вычитая из ординат сплошной кривой фиг. 2 соответствующие ординаты кривой, характеризующей избыточную энергию, получим контур, представленный пунктирной кривой *баг*. Этот контур и является гипотетическим контуром центральных частей линии поглощения  $H_\alpha$  в том случае, если бы избыточное излучение отсутствовало.

Чтобы получить избыточную энергию в абсолютной мере, воспользуемся табл. 3 и 7 книги Унзольда [8]. Определив эквивалентную ширину избыточного излучения на фиг. 2, находим на основании указанных таблиц, что  $I_{23} \approx 3.2 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ . Величина  $I_{23}$  относится к центру сол-

нечного диска и является проинтегрированной по всей линии интенсивностью избыточного излучения в линии  $H_\alpha$ . Эта интенсивность создается водородными атомами, находящимися в третьем возбужденном состоянии, содержащимися в колонке с площадью основания  $1 \text{ см}^2$ . Это число атомов обозначим через  $N_3$ . Если данная колонка прозрачна в линии  $H_\alpha$ , то  $N_3$  является п о л н ы м числом атомов водорода в третьем состоянии возбуждения.

Из наблюдений известно, что потемнение на диске в центре линии  $H_\alpha$  весьма слабое, т. е. весьма слаба зависимость интенсивности избыточного излучения от угла  $\vartheta$ . Следовательно, можно принять, что полное количество энергии, посылаемой во все стороны за 1 сек.  $N_3$ -атомами (т. е. атомами, содержащимися в указанной колонке), приблизительно равно  $4\pi I_{23}$ . Число квантов  $h\nu_{23}$ , выходящих за 1 сек. из рассматриваемой колонки, приблизительно равно

$$R_{23} \approx \frac{4\pi I_{23}}{h\nu_{23}}. \quad (3)$$

Принимая  $I_{23} = 3.2 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , находим, что  $R_{23} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$ .

К тому же самому вопросу мы можем подойти с несколько другой точки зрения. Как правило, при съемке спектрогелиограмм наблюдатели пользуются второй щелью спектрогелиографа с полной шириной не больше  $0.5 \text{ \AA}$ . Границы щели, соответствующие  $0.5 \text{ \AA}$ , отмечены на фиг. 2 вертикальными черточками. Мы видим, что и в этом случае спектрогелиограф регистрирует излучение, равное приблизительно величине  $I_{23}$ , т. е. около  $3 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{сек}$ , что даст  $R_{23} \approx 10^{18}$ .

Рассмотрим теперь (совершенно независимо от проведенных расчетов), сколько  $H_\alpha$ -квантов может излучаться за 1 сек. хромосферой. Примем (на что, как известно, имеются основания), что концентрация атомов в хромосфере убывает к наружным слоям по экспоненциальному закону

$$n = n^0 e^{-\beta h}, \quad (4)$$

где  $n^0$  — число атомов данного рода в  $1 \text{ см}^3$  у основания хромосферы,  $n$  — на высоте  $h$ , считая от основания последней. Величина  $\beta$  — параметр, определяемый из наблюдений. Закон (4) мы напомним для атомов водорода, находящихся в третьем состоянии возбуждения:

$$n_3 = n_3^0 e^{-\beta h}. \quad (5)$$

Для  $n_3^0$  Мензел и Силлиэ [4] дают в табл. 9 число 417.

Полное число атомов над  $1 \text{ см}^2$  основания хромосферы будет

$$N^* = \int_0^\infty n dh = \frac{n^0}{\beta}, \quad (6)$$

или для рассматриваемых атомов

$$N_3^* = \frac{n_3^0}{\beta}. \quad (7)$$



Для  $\beta$  из табл. 8 той же работы мы можем взять значение  $1,54 \cdot 10^{-8}$ . Принимая  $n_3^0 = 417$  и это значение для  $\beta$ , находим, что  $N_3^* \approx 2,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Если теперь рассматриваемая колонка является для линии  $H_\alpha$  прозрачной, то число квантов  $h\nu_{23}$ , выходящих за 1 сек. из этой колонки, должно быть

$$R_{23}^* = N_3^* A_{32} \quad (8)$$

и так как  $A_{32} = 4,39 \cdot 10^7$ , то  $R_{23}^* \approx 1,2 \cdot 10^{18}$ . Это число (конечно, случайно) почти в точности равно числу  $R_{23} = 1,3 \cdot 10^{18}$ . Таким образом, если рассматриваемая колонка прозрачна в центральных частях  $H_\alpha$ , то уже одна только хромосфера (без участия других ниже расположенных слоев) должна создавать избыточное излучение, сравнимое с тем, которое можно ожидать из наблюдений (фиг. 2).

Кроме того, если вторая щель спектрогелиографа (как уже говорилось) имеет полную ширину не больше  $0,5 \text{ \AA}$ , то спектрогелиограммы возмущенных частей солнечного диска должны в основном определяться также излучением хромосферы.

Рассчитаем теперь, насколько указанное предположение о прозрачности колонки в линии  $H_\alpha$  действительно выполняется. Наибольшей непрозрачностью эта колонка обладает, конечно, в радиальном направлении. В этом случае, согласно [4], число  $N_2^* = 2 \cdot 10^{12}$ . С другой стороны, из табл. 6 работы Вервея [7] следует, что для тех электронных давлений, которые мы можем ожидать в хромосфере, коэффициент поглощения  $s_{\nu_0}$  в центре линии  $H_\alpha$  равен в среднем  $4 \cdot 10^{-13}$ . В данном случае оптическая толщина колонки в центре линии  $H_\alpha$  будет около 0,8, а на расстоянии  $0,2 \text{ \AA}$  от центра линии оптическая толщина равна примерно 0,5. Эти значения оптической толщины, как легко понять, не могут сколько-нибудь заметно изменить все наши результаты, тем более что, как уже неоднократно указывалось, проведенные подсчеты носят оценочный характер. Более того, при нахождении величины  $N_2^* = 2 \cdot 10^{12}$  Мензел и Силлиэ не учли растущую с высотой скорость турбулентности хромосферных газов. Учет этого изменения ([5], стр. 359) может существенно понизить указанную величину  $N_2^*$ . Все же не следует полностью исключать и ту возможность, что частично наблюдаемое избыточное излучение в центре  $H_\alpha$  выходит не только из хромосферы, но и из внешних частей обрабатываемого слоя.

Интересно рассчитать, с каких глубин в хромосфере к нам приходят в основном кванты  $h\nu_{23}$ , образующие величину  $R_{23}^*$ .

Рассмотрим какой-либо уровень  $h_1$  над основанием хромосферы (см. фиг. 1). Над этим уровнем в колонке с площадью основания в  $1 \text{ см}^2$  будет находиться  $N_3^*(h_1)$  атомов

$$N_3^*(h_1) = \int_{h_1}^{\infty} n_3 dh = \frac{n_3^0}{\beta} e^{-\beta h_1}. \quad (9)$$

Если мы вновь примем, что колонка, содержащая  $N_3^*$  атомов, прозрачна, то отношение  $\alpha(h_1)$  числа квантов, выходящих из той части колонки,

которая расположена над уровнем  $h_1$ , к числу квантов, выходящих из всей колонки, будет, согласно (9) и (7):

$$\alpha(h_1) = \frac{N_3^*(h_1) A_{32}}{N_3^* A_{32}} = e^{-\beta h_1}. \quad (10)$$

Принимая, как выше,  $\beta = 1.54 \cdot 10^{-8}$ , легко рассчитать, что отношение  $\alpha(h_1)$  равно примерно 0.2 на уровне  $h_1 \approx 1000$  км. Иначе говоря, 80% излучения, выходящего из колонки, обусловлено самыми нижними слоями хромосферы, расположенными до высот всего 1000 км. Учет самопоглощения повысит это значение  $h_1$ , однако такое повышение не может быть значительным.

Проведем теперь аналогичные расчеты для  $H_\gamma$ . Согласно той же табл. 9 работы [4], величина  $n_5^0 = 447$ . Отсюда по формуле (6), принимая  $\beta = 1.54 \cdot 10^{-8}$ , находим, что  $N_5^* = 2.9 \cdot 10^{10}$ , а так как  $A_{52} = 2.52 \cdot 10^6$ , то  $R_{25}^* = N_5^* A_{52} \approx 7.3 \cdot 10^{16}$ .

С другой стороны, даже при применении для  $H_\gamma$  столь узкой щели, как щель  $0.25 \text{ \AA}$  (полная), величина  $R_{25}$ , находимая при помощи формулы, аналогичной (3) по величине  $I_{25}$ , оказывается примерно в 10 раз больше \*, чем величина  $R_{25}^* = 7.3 \cdot 10^{16}$ . Это, в противоположность случаю  $H_\alpha$ , означает, что в линии  $H_\gamma$  спектрогелиограммы определяются хромосферой лишь в совершенно незначительной степени. Основную роль здесь должны играть уже внешние части обращаемого слоя. Этот вывод целиком согласуется с соответствующим выводом, сделанным нами в отношении линий  $H_\zeta$ ,  $H_\epsilon$ ,  $H_\delta$ . Следовательно, начиная с линии  $H_\gamma$ , избыточное излучение в центральных частях балмеровских линий поглощения спектра диска приходит к нам в основном не из хромосферы, а из внешних частей обращаемого слоя.

Правда, можно было бы предположить, что оптическая толща в центре линии  $H_\gamma$ , создаваемой обращаемым слоем, существенно меньше единицы, так что мы наблюдаем излучение даже не из внешних частей обращаемого слоя, а из более глубоких фотосферных слоев. В еще большей степени это могло бы иметь место для линий  $H_\delta$ ,  $H_\epsilon$ ,  $H_\zeta$ . Однако простые расчеты показывают, что по крайней мере для линий  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  это не так \*\*. Рассмотрим линию  $H_\gamma$ . Согласно Унзольду ([8], стр. 317) минимальное значение для числа атомов, расположенных над  $1 \text{ см}^2$  основания обращаемого слоя и находящихся во втором квантовом состоянии, составляет  $5 \cdot 10^{15}$ . С другой стороны, коэффициент поглощения в центре линии  $H_\gamma$ , если взять среднее электронное давление внутри обращаемого слоя около 15 бар, составляет  $1.5 \cdot 10^{-14}$ . Следовательно, оптическая толща в центре линии  $H_\gamma$ , создаваемая обращаемым слоем, равна 70, т. е. существенно больше единицы. Тот же качественный вывод получается и для  $H_\delta$ .

\* Величину  $I_{25}$  можно подсчитать, пользуясь контуром линии  $H_\gamma$  и табл. 3 и 7 книги Унзольда [8].

\*\* Для  $H_\epsilon$  поглощение, создаваемое линией  $H$ ,  $\text{Ca}^+$ , отрезает, конечно, от нас фотосферное излучение. С линией  $H_\zeta$  положение неясно.



Сейчас мы рассмотрели вопрос о локализации избыточного излучения в центрах фраунгоферовых линий  $H_\alpha$ , ...,  $H_\zeta$  для невозмущенных частей солнечного диска.

Для флоккулов применение описанной методики связано с той трудностью, что мы не знаем для них величин  $N_2^*$ ,  $N_3^*$ ,  $N_4^*$ , ... В связи с этим встает чисто наблюдательная задача — определение этих величин из хромосферных наблюдений (на краю диска) над факелами. Получив величины  $N_2^*$ ,  $N_3^*$ ,  $N_4^*$ , ... для флоккулов, мы сможем применить только что использованный метод.

Пока же можно сделать следующие замечания. Основой данного метода является сравнение величины  $R_{23}$ , находимой по измеряемой энергии  $I_{23}$ , излучаемой, например, центром  $H_\alpha$ , с величиной  $R_{23}^*$ , находимой из соответствующего числа  $N_3^*$ . Вместе с тем известно, что энергия  $I_{23}^{(f)}$ , излучаемая в центральных частях линии  $H_\alpha$  спектра факелов, не сильно отличается от энергии  $I_{23}$ , излучаемой центральными частями линии  $H_\alpha$  спектра соседних мест солнечного диска. Даже для ярких флоккулов отношение  $I_{23}^{(f)} : I_{23}$  обычно не превышает 2. С другой стороны, хромосфера над факелами, наблюдаемая в линии  $H_\alpha$  на краю солнечного диска, представляется более яркой, чем хромосфера над соседними невозмущенными частями видимого края Солнца. Судя по превышению наблюдаемой яркости, отношение величин  $[N_3^*]_f : N_3$ , оцениваемое по указанному превышению, также не может быть меньше 2—3. Отсюда непосредственно следует, что и во флоккулах величины  $R_{23}$  и  $R_{23}^*$  сравнимы, т. е. и во флоккулах роль хромосферы в создании наблюдаемого излучения центральных частей линии  $H_\alpha$  является весьма существенной, а быть может, и основной. Что же касается линии  $H_\gamma$ , то здесь пока трудно что-либо сказать, ибо необходимы (для определения величины  $N_5^*$ ) измерения яркости линии  $H_\gamma$  на краю диска над факелами. Вообще задача сравнения хромосферы (на краю диска) над факелами с хромосферой над соседними невозмущенными частями Солнца исключительно важна и актуальна. Пока подобных наблюдений, несмотря на всю их важность для физики Солнца, мало. В частности, М. Н. Гневышевым [9] проведено сравнение высот хромосферы в активных и смежных с ними областях хромосферы.

### 3. Механизм свечения водородных флоккулов

Приступая к рассмотрению вопроса о механизме свечения водородных флоккулов, следует соблюдать большую осторожность. Действительно, мы только что видели, что эффективный уровень флоккулярного излучения локализуется у различных линий бальмеровской серии на различных высотах. В связи с этим механизм флоккулярного свечения в первых линиях бальмеровской серии (скажем,  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ) может, вообще говоря, отличаться от механизма свечения в более высоких членах этой серии. В частности, вполне возможно, что уже в центре линии  $H_\zeta$  оптическая толща обращаящего слоя меньше единицы. В этом же случае мы в центре линии



поглощения  $H_\gamma$  должны были бы наблюдать в основном просто ослабленное фотосферное излучение. Имея в виду сделанные замечания, мы должны каждый раз оговаривать, о какой линии идет речь.

Исключая только что отмеченный случай (линию  $H_\gamma$ ), можно указать два следующих механизма возбуждения: возбуждающие столкновения водородных атомов со свободными электронами и рекомбинации протонов со свободными электронами. Рассмотрим первую возможность. Обратимся к линии  $H_\alpha$ . Оценим для нее эффективность возбуждающих столкновений. Для этого используем формулу, примененную уже при истолковании кальциевых флоккулов [1]:

$$N_{1 \rightarrow 3}^{ct} = N_1^*(H) \bar{n}_e \bar{q}_{13} \left\{ \left( \frac{8k\bar{T}_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{E_{13}}{k\bar{T}_e} \right) e^{-\frac{E_{13}}{k\bar{T}_e}} \right\}, \quad (11)$$

где  $N_1^*(H)$  — число атомов нейтрального водорода в первом состоянии над  $1 \text{ см}^2$  основания флоккула,  $\bar{n}_e$  — среднее электронное давление во флоккуле,  $\bar{T}_e$  — средняя электронная температура,  $\bar{q}_{13}$  — среднее эффективное сечение для возбуждения атома водорода электронным ударом с первого на третий уровень.

Мы выяснили, что, по всей видимости, флоккулярное излучение в линии  $H_\alpha$  локализуется в значительной степени внутри хромосферы. Поэтому, имея в виду лишь оценку изучаемого эффекта, примем, что нижним основанием  $H_\alpha$ -флоккула является основание хромосферы. В этом случае, очевидно, можно составить представление о тех условиях, которые должны были бы реализоваться, если бы весь флоккул локализовался в пределах хромосферы.

В рассматриваемом случае величину  $N_1^*(H)$  можно задать на основании следующих соображений. Судя по всем имеющимся данным, состояние ионизации во флоккуле должно быть более высоким, чем на соответствующих уровнях соседней невозмущенной хромосферы. Поэтому, если мы для  $N_1^*(H)$  во флоккуле возьмем значение, найденное для невозмущенной хромосферы, то тем самым принятая величина  $N_1^*(H)$  будет из-за усиленной ионизации водорода во флоккуле завышенной. Это обстоятельство мы учтем при числовых расчетах.

Для определения величины  $N_1^*(H)$  в невозмущенной хромосфере примем во внимание, что в нижних слоях последней, которые и определяют в основном величину  $N_1^*(H)$ , водород практически нейтрален [10]. Далее, число атомов в хромосфере составляет около одной тысячной числа атомов в обрабатываемом слое, равного для водорода примерно  $5 \cdot 10^{24}$ . Таким образом, для  $N_1^*(H)$  в хромосфере можно принять число  $5 \cdot 10^{21}$ . Это число по только что изложенным соображениям можно принять и в качестве максимального значения  $N_1^*(H)$  для флоккула.

Для  $\bar{n}_e$  по причинам, изложенным в работе [1], возьмем число  $7 \cdot 10^{11}$ . Наконец, для  $\bar{q}_{13}$  примем, согласно [11], число  $10^{-16} \text{ см}^2$ .

Подсчитаем электронную температуру во флоккуле, необходимую для создания наблюдаемого излучения в центре линии  $H_\alpha$  спектра флоккулов. Каждый электрон, попадающий с первого уровня на третий,



опускается тотчас же на второй или, наоборот, на первый уровни. Вероятность перехода с третьего уровня вверх относительно мала. С другой стороны, вероятность перехода  $3 \rightarrow 2$  практически такова же, как и вероятность перехода  $3 \rightarrow 1$ . Поэтому в линии  $H_\alpha$  будет за 1 сек. излучаться рассматриваемым столбиком приблизительно  $0.5 N_{1 \rightarrow 3}^{ст}$ , другая половина переходов  $1 \rightarrow 3$  будет заканчиваться обратными переходами  $3 \rightarrow 1$ .

Указанное число переходов  $0.5 N_{1 \rightarrow 3}^{ст}$  и будет создавать наблюдаемое излучение в центральной части линии  $H_\alpha$  спектра флоккулов.

Избыточное излучение в центре линии  $H_\alpha$  спектра невозмущенных частей солнечного диска мы уже оценили. Величина  $I_{23}$  оказалась равной  $3.2 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup> сек, а соответствующая ей величина  $R_{23} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$  квантов за 1 сек. В наиболее ярких частях флоккулов величина  $I_{23}$  не более чем в два раза превосходит указанное число  $R_{23} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$ . Поэтому как максимум мы можем принять для флоккулов  $R_{23}^{(f)} \approx 2.5 \cdot 10^{18}$ . Приравнявая это значение величине  $0.5 N_{1 \rightarrow 3}^{ст}$ , т. е., используя равенство,

$$\frac{A_{32}}{A_{32} + A_{31}} N_{1 \rightarrow 3}^{ст} \approx R_{23}^{(f)}, \quad (12)$$

находим, вводя указанные значения для  $\bar{n}_e$ ,  $N_1^*(H)$ ,  $\bar{q}_{13}$ ,  $R_{23}^{(f)}$ , что равенство (12) выполняется при  $T_e = 7700^\circ$ . Для невозмущенной же хромосферы, для которой  $R_{23} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$ , получаем  $T_e \approx 7500^\circ$ .

Разумеется, приведенные расчеты носят лишь ориентировочный характер, причем следует иметь в виду, что мы приняли для  $N_1(H)$  завышенное значение \*, что, в частности, понижает находимую температуру  $\bar{T}_e$ . Однако следует заметить, что величина, стоящая в фигурных скобках в выражении (11), весьма быстро меняется с температурой  $\bar{T}_e$ . Так, при изменении  $\bar{T}_e$  с  $5000$  до  $10000^\circ$  указанная величина возрастает \*\* в  $10^6$  раз. Поэтому возможные ошибки в величинах  $N_1^*(H)$ ,  $\bar{n}_e$ ,  $\bar{q}_{13}$ ,  $R_{23}^{(f)}$  не могут приводить к большим ошибкам в величине  $T_e$ .

Представляет большой интерес выяснение того, не могут ли оказаться эффективными возбуждающие столкновения не с первого, а со второго уровня. Этот вопрос следует рассмотреть хотя бы потому, что, согласно расчетам Б. М. Яворского [11], среднее эффективное сечение возбуждающих соударений для переходов  $2 \rightarrow 3$  примерно на порядок больше, чем для переходов  $1 \rightarrow 3$ .

Рассмотрим сначала невозмущенную хромосферу. Для нее, согласно [4], величина  $N_2^*(H)$  равна  $2 \cdot 10^{12}$ . Принимая, как выше,  $\bar{n}_e \approx 7 \cdot 10^{11}$ , а также беря  $q_{23} = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, можно подсчитать по формуле типа (11), что при  $T_e = 8000^\circ$  число возбуждающих соударений  $N_{2 \rightarrow 3}^{ст} \approx 1.8 \cdot 10^{16}$ , а следовательно, число переходов  $3 \rightarrow 2$  [в  $A_{32}$ :  $(A_{32} + A_{31}) \approx 2$  раза меньше числа  $N_{2 \rightarrow 3}^{ст}$ ] равно  $9 \cdot 10^{15}$ , что примерно в 150 раз меньше числа  $R_{23} \approx 1.3 \cdot 10^{18}$ .

Для флоккулов соответствующие вычисления провести труднее, ибо для них величина  $N_2^{(f)}(H)$  не известна. Однако, судя по относительной

\* То же самое по существу (см. [4]) относится и к величине  $\bar{n}_e$ .

\*\* См. [12], табл. 5.



яркости хромосферы над факелами и в соседних местах (всё на краю Солнца), величины  $N_i^{(f)}$  (H) во флоккуле не сильно отличаются от соответствующих величин  $N_i$ (H) в невозмущенных частях хромосферы; во всяком случае различие в величинах  $N_2$  вряд ли может превышать один порядок. Но и в этом случае (при  $\bar{T}_e \approx 8000^\circ$ ) роль процессов возбуждения со второго уровня не может играть существенной роли; поэтому эти процессы возбуждения мы рассматривать не будем, хотя, конечно, в этом направлении желательны дальнейшие исследования.

Мы видели, что возбуждающие электронные столкновения типа  $1 \rightarrow 3$  оказываются существенными в создании флоккулярного излучения для линии  $H_\alpha$  при электронной температуре порядка  $7500\text{--}8000^\circ$ . Спрашивается, может ли температура  $\bar{T}_e$  во флоккулах достигать такой величины. Сразу же на этот вопрос ответить трудно. Однако в своей предыдущей работе [1] автор представил ряд соображений, основанных на изучении линий H и K во флоккулах, в пользу того, что электронная температура во флоккулах существенно ниже значения  $7500\text{--}8000^\circ$ . Этот последний результат должен быть подтвержден дальнейшими исследованиями. Основная задача здесь состоит в том, чтобы получить хотя бы приближенную оценку среднего сечения  $\bar{q}_{12}$  возбуждения электронным ударом атомов ионизованного кальция в частотах линий H и K.

Если действительно электронная температура во флоккулах значительно меньше  $7500\text{--}8000^\circ$ , то электронный удар не может быть основным механизмом возбуждения водородных атомов во флоккулах, а следовательно, таким механизмом должны быть рекомбинации.

В пользу рекомбинационного механизма могут быть представлены и другие дополнительные аргументы.

Прежде всего следует заметить, что, судя по всем данным, усиление излучения в центре линии  $H_\alpha$  над факелами является просто результатом усиления роли тех процессов, которые создают избыточное излучение  $I_{23}$  в невозмущенных частях солнечного диска. Вместе с тем, в последнем случае столкновения вообще не могут играть никакой существенной роли. Действительно, мы видели, что в основном избыточное излучение в центре линии  $H_\alpha$  невозмущенных частей Солнца локализуется в нижних слоях хромосферы (до высоты порядка  $1000\text{ км}$ ). В то же время электронная температура этих частей заведомо ниже  $7500\text{--}8000^\circ$  и не превышает, по видимому (см. [5], стр. 361) величин  $5000\text{--}6000^\circ$ , что приводит к величинам  $N_{1-3}^{\text{ст}}$  в  $10\,000\text{--}2000$  меньшим, чем  $R_{23}$ !

Далее, в двух своих работах [1, 13] автор показал, что механизм возбуждения уровней атомов  $\text{Ca}^+$ , создающих линии  $H_2$  и  $K_2$ , — электронный удар. В то же время спектрогелиограммы, получаемые в линиях  $H_2$  и  $K_2$ , с одной стороны, и в центре линии  $H_\alpha$  — с другой, являются, как известно, весьма различными: очень часто те места солнечной поверхности, которые в линиях  $H_2$  и  $K_2$  ярки, в лучах  $H_\alpha$  обладают той же яркостью, что и соседняя невозмущенная поверхность Солнца. Совершенно различной является тонкая структура спектрогелиограмм в обоих случаях; так, например, в линии  $H_\alpha$  мы наблюдаем вокруг пятен вихри,



в то время как в лучах  $K_2$  и  $H_2$  их нет и т. д. Все это свидетельствует о том, что механизм свечения в линиях  $H_2$  и  $K_2$  отличен от механизма свечения в линии  $H_\alpha$ , и так как в первом случае этим механизмом является электронный удар, то во втором случае должен действовать другой механизм — рекомбинации.

Оставляя более подробное обсуждение этого вопроса на конец статьи, перейдем непосредственно к рассмотрению рекомбинационного механизма. Вначале представляется интересным сравнить численно эффективность рекомбинаций и возбуждающих столкновений для линии  $H_\alpha$ .

Для числа рекомбинаций, совершающихся за 1 сек. в столбике с единичным сечением, нижнее основание которого совпадает с основанием хромосферы, мы имеем

$$N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}} = N(\text{HII}) \bar{n}_e [\Phi(\bar{T}_e)]_{H_\alpha}, \quad (13)$$

где  $N(\text{HII})$  — число протонов в указанном столбике,  $\bar{n}_e$  — среднее электронное давление в нем,  $\Phi(\bar{T}_e)$  — функция, зависящая только от электронной температуры  $\bar{T}_e$ . Она может быть подсчитана на основании формул (3) и (2) предыдущей работы автора [1].

На основании (13) и (11) можно написать

$$\frac{N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}}{N_{1 \rightarrow 3}^{\text{ст}}} = \left\{ \frac{[\Phi(\bar{T}_e)]_{H_\alpha}}{\bar{q}_{13} \left( \frac{8k\bar{T}_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{E_{13}}{k\bar{T}_e} \right) e^{-\frac{E_{13}}{k\bar{T}_e}}} \right\} \left\{ \frac{N(\text{HII})}{N_1(\text{H})} \right\}. \quad (14)$$

При  $\bar{T}_e \approx 7500^\circ$  и  $\bar{q}_{13} = 10^{-16} \text{ см}^2$  первая фигурная скобка (14) равна 76. Во второй фигурной скобке примем, как и выше, максимальное значение  $N_1(\text{H}) \approx 5 \cdot 10^{21}$ .

Минимальное значение  $N(\text{HII})$  во флоккулах можно найти, проинтегрировав по высоте величину  $n_e$  в невозмущенной хромосфере. Действительно: 1)  $n_e$  в хромосфере определяется ионизацией водорода, 2) ионизация последнего во флоккулах выше, чем в невозмущенной хромосфере (см. выше). Согласно [14], получается

$$\int_0^\infty n_e' dh = [N(\text{HII})]_{\text{min}} = 5 \cdot 10^{19},$$

причем главную роль в образовании этого интеграла играют самые нижние слои хромосферы, где одновременно локализуется в основном и источник хромосферного излучения в  $H_\alpha$ . В результате минимальное отношение  $N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}} : N_{1 \rightarrow 3}^{\text{ст}}$  оказывается порядка единицы. Если же  $\bar{T}_e$  порядка  $5000$ — $6000^\circ$ , как мы говорили выше, то это отношение является весьма большим. Например, при  $\bar{T}_e = 5000^\circ$ , но при тех же значениях  $\bar{q}_{13}$ ,  $N(\text{HII})$ ,  $N_1(\text{H})$ , оно порядка 10 000, а при  $\bar{T}_e = 6000^\circ$  — порядка 120. Таким образом, при всех  $\bar{T}_e < 7500^\circ$  рекомбинации оказываются более эффективным источником флоккулярного излучения, чем столкновения.

Выясним теперь непосредственно, в какой мере эффективность рекомбинационных процессов достаточна для образования наблюдаемого



флоккулярного излучения в  $H_\alpha$ . Минимальное значение для  $N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}$  можно оценить по формуле (13). Для  $N(\text{HII})$  возьмем, как и выше,  $[N(\text{HII})]_{\text{min}} \approx 5 \cdot 10^{19}$ , для  $n_e = 7 \cdot 10^{11}$ . Наконец, возьмем  $T_e = 7500^\circ$ , что дает  $[\Phi(\bar{T}_e)]_{H_\alpha} \approx 6 \cdot 10^{-14}$ , а следовательно,  $[N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}]_{\text{min}} \approx 2 \cdot 10^{18}$ , причем следует заметить, что эта оценка чрезвычайно слабо зависит от принимаемой температуры. При  $\bar{T}_e$ , меняющейся от 5000 до 10000°, величина  $[\Phi(\bar{T}_e)]_{H_\alpha}$  уменьшается всего в 1.6 раза! В этом отношении данная оценка  $[N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}]$  неизмеримо более надежна, чем оценка эффективности возбуждения электронным ударом.

Мы видим, что вышеуказанное число  $[N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}]_{\text{min}}$  таково же по порядку, как и соответствующее число  $R_{23}^{(f)} \approx 2,5 \cdot 10^{18}$ . Расхождение в 2.5 раза между  $R_{23}^{(f)}$  и  $(N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}})_{\text{min}} \times \frac{A_{32}}{A_{32} + A_{31}}$  может быть целиком объяснено тем, что величина  $[N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}]_{\text{min}}$  является минимальной величиной. Ясно, что во флоккулах ионизация водорода выше, чем в соседних частях невозмущенной хромосферы. Поэтому действительная величина  $N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}$  во флоккулах должна быть выше, чем  $[N_{f \rightarrow 3}^{\text{рек}}]_{\text{min}}$ . Далее следует иметь в виду, что величина  $R_{23}^{(f)} \approx 2.5 \cdot 10^{18}$  характеризует уже очень яркие флоккулы. В среднем же  $R_{23}^{(f)}$  не должно превышать  $2 \cdot 10^{18}$ . Наконец, следует иметь также в виду то очень важное, уже отмечавшееся обстоятельство, что наблюдаемое излучение в  $H_\alpha$  может создаваться не только в хромосфере, но и во внешних частях обрабатываемого слоя!

Таким образом, мы имеем все основания считать, что совершенно независимо от того, какую роль играют возбуждающие столкновения, уже одни только рекомбинационные процессы обеспечивают в  $H_\alpha$  наблюдаемое флоккулярное излучение!

Постараемся уяснить этот результат с физической точки зрения. Исходным здесь является тот факт, что даже в невозмущенных частях хромосферы ионизация водорода аномально высока [10]. Эта аномалия проявляется не только во внешних слоях хромосферы, но и в ее основании. Согласно И. С. Шкловскому [10], даже в основании хромосферы степень ионизации водорода в сотни раз больше, чем при термодинамическом равновесии для  $T_e = 5000^\circ$  и  $n_e = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Происхождение этой избыточной ионизации для нас пока еще не совсем ясно, но сам факт существования этой аномалии бесспорен. И так как вероятность рекомбинаций для водорода пропорциональна произведению  $n_p n_e$ , где  $n_p$  — число протонов в  $1 \text{ см}^3$ , то аномально высоким \* будет коэффициент излучения  $j_\nu$  в частотах линий и в частотах непрерывного спектра. С количественной же точки зрения мы только что видели, что протонов и электронов, возникающих из-за этой аномальной ионизации водорода, достаточно для создания непосредственно наблюдаемого излучения. Ясно, далее, что во флоккулах эта аномалия проявляется еще сильнее, чем в невозмущенных частях хромосферы. Поэтому во флоккулах должен быть больше и коэффициент излучения  $j_\nu$ .

\* По сравнению с условиями термодинамического равновесия.



Таким образом, мы видим, что рекомбинационный механизм излучения совместно с фактом аномальной ионизации атомов в хромосфере, дает возможность объяснить наблюдаемое излучение в центре линии  $H_{\alpha}$ . Обратимся теперь к другим линиям бальмеровской серии  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ , ... Здесь исходным является то, что, как правило, при продвижении вдоль серии к более высшим ее членам растет относительная роль рекомбинационного свечения по сравнению со свечением, определяемым электронным ударом. Поэтому, если действительно флоккулярное свечение в линии  $H_{\alpha}$  обусловлено рекомбинациями (на что, мы считаем, имеются все основания), то следует ожидать, что и в линиях  $H_{\beta}$ ,  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ , ... основным источником свечения хромосферы и флоккулов являются рекомбинации. Правда, мы видели, что излучение в центральных частях линий  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\epsilon}$ ... возникает в основном не в хромосфере, а во внешних частях обращаемого слоя. Однако мы только что указывали, что даже в «основании» невозмущенной хромосферы степень ионизации водорода в несколько сот раз выше, чем этого следовало бы ожидать при термодинамическом равновесии. Поэтому должна быть аномальной степень ионизации и в самых внешних частях обращаемого слоя. Действительно, эти части отличаются от хромосферных слоев только тем, что они, если их рассматривать вдоль касательной к поверхности Солнца, непрозрачны и в частотах непрерывного спектра. В остальных же направлениях указанные части обращаемого слоя или полностью прозрачны, или частично \*. Таким образом, они в принципиальном отношении не отличаются от хромосферных слоев, и если в «основании» хромосферы имеется аномально сильная ионизация водорода, то она должна иметь место и немного ниже.

#### 4. О декременте излучения в бальмеровских линиях спектра флоккулов

Изучение декремента излучения в какой-либо серии является одним из методов, дающих возможность устанавливать характер механизма свечения данных атомов. Так, изучение декремента бальмеровской серии в спектрах планетарных туманностей подтвердило рекомбинационный механизм свечения водородных атомов в линиях бальмеровской серии спектров этих туманностей ([5], стр. 425) и т. д. Однако при рассмотрении этого же вопроса в применении к флоккулам, равно как и к невозмущенным частям солнечного диска, мы сразу же наталкиваемся на ряд серьезных трудностей. Во-первых, мы видели, что излучение в центре линии  $H_{\alpha}$  спектров флоккулов и невозмущенных частей солнечного диска локализуется в значительной мере в хромосфере. Напротив, в центрах линий  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ , ... излучение выходит в основном из более глубоких частей солнечной атмосферы. Таким образом, в обоих случаях излучение выходит из совершенно различных областей последней и тем самым непосредственное сравнение его не имеет определенного физического смысла.

\* В направлениях, близких к касательной.



Второй трудностью является то, что многие флоккулы даже в линии  $H_\beta$  оказываются более темными, чем соседние части невозмущенного диска. Еще чаще это наблюдается в линиях  $H_\gamma$  и  $H_\delta$ .

Наконец, следует учитывать возможное самопоглощение в линиях  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  и т. д.

Все это говорит о том, что при изучении декремента бальмеровской серии спектра излучения флоккулов необходимо соблюдать крайнюю осторожность.

Самое предварительное изучение вопроса о бальмеровском декремента спектра излучения флоккулов было уже проведено автором [12]. При этом рассматривались только две первые линии бальмеровской серии,  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . В качестве одного из возможных вариантов в указанной работе считалось, что собственно флоккулярное излучение возникает только в хромосфере и непосредственно накладывается на излучение факела, а излучение факела, мало отличающееся от излучения невозмущенных частей солнечного диска, выходит в основном из обращенного слоя Солнца. В то же время мы видели, что действительное положение гораздо сложнее. Так, если обратиться к линии  $H_\alpha$ , то собственно флоккулярным излучением на фиг. 2 следует скорее считать \* не энергию, определяемую площадью *bedmsgb*, а большую часть площади *bedisgab*, ибо, как мы видели во втором разделе настоящей статьи, энергия, заключенная внутри площадки *bgsab*, также должна в существенной мере определяться хромосферой.

В линиях же  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,... роль хромосферного излучения даже во флоккулах, по видимому, ничтожна, а основная часть флоккулярного излучения выходит из внешних частей обращенного слоя. Здесь положение еще сложнее по уже указанной причине — флоккулы в  $H_\gamma$ ,  $H_\delta$ ,... чаще всего оказываются темными.

Из сказанного следует, что точное изучение декремента бальмеровской серии спектра излучения флоккулов связано с трудностями и требует дальнейших всесторонних исследований. Однако совершенно независимо от этих заключений основное положение указанной работы [12] о наличии в спектрах многих флоккулов большого декремента бальмеровской серии (в излучении) остается в силе. Действительно, в ряде случаев весьма яркие  $H_\alpha$ -флоккулы оказываются в линии  $H_\beta$  или незаметными на фоне соседних невозмущенных частей солнечного диска, или даже более темными. Поэтому представляется весьма важным дальнейшее развитие теории бальмеровского декремента спектра флоккулов. По существу это есть обсуждение вопроса о распределении водородных атомов во флоккулах по квантовым состояниям.

Ряд вопросов, связанных с теорией бальмеровского декремента, был рассмотрен в той же работе автора [12]. А именно, были рассчитаны вероятности переходов для водородных атомов, находящихся в поле

\* Здесь, ради простоты, мы отвлекаемся от небольших различий между контуром  $H_\alpha$  спектра факела и контуром  $H_\alpha$  спектра невозмущенных частей солнечного диска.



солнечного излучения (как для дискретных переходов  $2 \rightarrow k$ ,  $3 \rightarrow k$ ,  $4 \rightarrow k$ , так и соответствующих фотоионизации со 2, 3, 4 и 5-го уровней), а также была рассмотрена одна из возможных теоретических схем, основывающаяся на допущении, что переходы типа  $1 \rightarrow k$  во флоккулах совершаются практически столь же часто, как и противоположные им переходы  $k \rightarrow 1$ . Указанное допущение означает, что в данном случае источником свечения флоккулов в линиях бальмеровской серии являются процессы непосредственных рекомбинаций и столкновений, увеличивающие населенность второго, третьего и т. д. уровней. Компенсация этих переходов должна осуществляться процессами фотоионизации с указанных уровней.

Вторым допущением рассмотренной теории, носящим характер приближения, было допущение о том, что плотности излучения  $\rho_{ik}$  при решении основных уравнений (10)–(12) указанной работы могут браться непосредственно из наблюдений. Вместе с тем эти плотности в значительной мере сами определяются числом излучающих и поглощающих атомов.

Как представляется автору, второе допущение, особенно в том случае, если сама принятая схема переходов более или менее соответствует действительности, не может привести к заметным ошибкам принципиального характера в конечном результате. Действительно, плотность излучения является функцией абсолютного числа излучающих атомов и в этом отношении довольно безразлично, что вводить в указанные уравнения в качестве исходных данных, — сами числа атомов или плотность излучения. Главная ошибка, которая здесь может возникнуть, заключается в том, что плотность излучения  $\rho_{ik}$  должна зависеть при достаточной роли факторов самопоглощения и от числа поглощающих атомов  $N_i$ . Вместе с тем соотношение между  $N_i$  и  $N_k$  должно находиться уже из решения уравнений стационарности, так что опять-таки все зависит от правильного их составления.

Из сказанного следует, что в первую очередь необходимо обсудить первое допущение, сводящееся к постулированию равенства между переходами  $1 \rightarrow k$ , числом  $N_{1 \rightarrow k}$ , и противоположными переходами  $k \rightarrow 1$ , числом  $N_{k \rightarrow 1}$ . Предположение о равенстве  $N_{1 \rightarrow k} = N_{k \rightarrow 1}$  в применении к линиям лаймановской серии используется, как известно, в теории бальмеровского декремента спектров излучения планетарных туманностей ([5], стр. 426). Имеются все основания считать, что и в планетарных туманностях оптическая толща в линиях лаймановской серии составляет несколько порядков.

Однако в самое последнее время появился ряд работ [15, 16], в которых показывается, что к использованию указанного равенства  $N_{k \rightarrow 1} = N_{1 \rightarrow k}$  следует подходить крайне осторожно. В принципиальном отношении наиболее важно здесь то, что, когда в самом центре линий оптическая толща какого-либо образования очень велика, в крыльях линии это уже не имеет места. Поэтому (особенно если учесть эффект некогерентности) часть излучаемых квантов может относительно быстро выходить из этого образования, так что равенство  $N_{k \rightarrow 1} = N_{1 \rightarrow k}$  уже не будет соблюдаться. В связи с этими новыми представлениями следует рассмотреть,



в какой мере указанное равенство может осуществляться во флоккулах. Разумеется, непосредственно это сделать трудно, однако некоторые соображения следует изложить.

Мы указывали, что в предположении равенства  $N_{1 \rightarrow k} = N_{k \rightarrow 1}$  источником свечения флоккулов в линиях бальмеровской серии являются процессы непосредственных рекомбинаций и столкновений, увеличивающие населенность второго, третьего и т. д. уровней, причем компенсация этих переходов должна осуществляться процессами фотоионизации с указанных уровней. То же должно иметь место и для невозмущенной хромосферы. Рассмотрим сначала, как это соблюдается для невозмущенной хромосферы. Число фотоионизаций, совершающихся за 1 сек. в столбике, единичное основание которого совпадает с основанием хромосферы,

будет равно  $\sum_{k=2}^{\infty} N_k^* C_{kf}$ , причем  $N_k^*$ , как и ранее, — числа атомов, заключенных в указанном столбике,  $C_{kf}$  — вероятности фотоионизаций. И так как механизмом излучения в хромосфере являются рекомбинации, то ясно, что должно соблюдаться неравенство

$$R_{23} < \sum_2^{\infty} N_k^* C_{kf}, \quad (15)$$

где  $R_{23}$  определяется формулой (3). Действительно, число рекомбинаций не может быть больше числа фотоионизаций. С другой стороны, число рекомбинаций на уровень 3 составляет только некоторую часть от числа рекомбинаций на все уровни 2, 3, 4, ... Поэтому мы и будем иметь неравенство (15).

Рассмотрим теперь, как выполняется неравенство (15). Величины  $C_{kf}$  мы можем взять из табл. 2 работы [12]. Величина  $N_2^*$ , согласно [4], равна  $2 \cdot 10^{12}$ , а величины  $N_3^*$ ,  $N_4^*$ ,  $N_5^*$  могут быть вычислены исходя из этого числа и табл. 9 той же работы [4]. В результате находим, что

$$\sum_2^5 N_k^* C_{kf} \approx 8 \cdot 10^{16}.$$

Вместе с тем в разделе 2 мы видели, что для невозмущенной хромосферы  $R_{23} \approx 2 \cdot 10^{18}$ . Таким образом, неравенство (15) как будто не выполняется. В первую очередь возможное объяснение этого результата следовало бы искать в том, что свечение в линиях бальмеровской серии происходит в основном не за счет фотоионизаций со 2, 3, 4, ... уровней, а за счет фотоионизаций с 1-го уровня, т. е. определяется лаймановским континуумом. Действительно, как раз за пределом серии Лаймана в хромосферных слоях наверняка имеется избыток излучения, устанавливаемый хотя бы из ионосферных наблюдений, а поэтому гораздо естественнее ожидать, что преобразование энергии фотоионизаций в энергию, излучаемую бальмеровскими линиями, должно идти именно за счет  $L_c$ -квантов лаймановского континуума.

Правда, такая схема преобразования  $L_c$ -квантов в кванты линий  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , ..., а также  $L_\alpha$ ,  $L_\beta$ , ... противоречит равенствам  $N_{1 \rightarrow k} = N_{k \rightarrow 1}$



Однако по сути дела и в теории бальмеровского декремента планетарных туманностей исходные уравнения противоречат равенствам  $N_{1-k} = N_{k-1}$ . В самом деле, для второго уровня мы должны были бы для планетарных туманностей написать следующее уравнение равновесия:

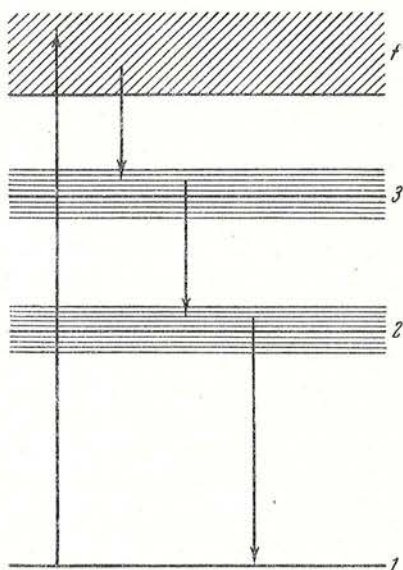
$$\sum_{k=3}^{\infty} n_k A_{k2} + C_{f2} + n_1 \rho_{12} B_{12} = n_2 A_{21}, \quad (16)$$

где  $C_{f2}$  — число рекомбинаций на второй уровень, совершающихся за 1 сек. в 1 см<sup>3</sup>. В силу малой плотности звездного излучения в планетарных туманностях, переходы с уровня 2 вверх чрезвычайно редки и могут не приниматься во внимание. Если теперь мы примем, что  $n_1 \rho_{12} B_{12} = n_2 A_{21}$ , то уравнение (16) оказывается совершенно неверным — число атомов во втором состоянии должно непрерывно расти, что является абсурдом, и, следовательно, в действительности  $n_2 A_{21} > n_1 \rho_{12} B_{12}$ . В сущности говоря, это не представляется непонятным, ибо все поглощаемые туманностью  $L_c$  кванты превращаются в кванты бальмеровской серии, а также лаймановской серии и последние после процессов рассеяния в туманности выходят из нее окончательно, т. е. не все излучаемые в туманности кванты линии  $L_\alpha$  поглощаются, часть их уходит из туманности, что и эквивалентно неравенству  $n_2 A_{21} > n_1 \rho_{12} B_{12}$ . При этом в связи с последними представлениями (см. [15, 16]) выход  $L_\alpha$ -квантов из туманности крайне облегчается процессами некогерентности, обусловленными донилеровским эффектом\*.

Основываясь на этом, можно было бы допустить, что и для других линий лаймановской серии будет осуществляться неравенство  $n_k A_{k1} > n_1 \rho_{1k} B_{1k}$ . Все сказанное мы можем применять и к водородным атомам в хромосфере. В частности, выход  $L_\alpha$ -квантов из хромосферы мог бы в значительной мере определяться крыльями  $L_\alpha$ -линии. Фиг. 3 поясняет сказанное. Для простоты мы нанесли только четыре уровня — 1, 2, 3-й и континуум. Поглощение  $L_c$ -кванта приводит к последующему захвату электрона на 3-й уровень, после чего излучается  $H_\alpha$ -квант и  $L_\alpha$ -квант. Так как в крыле линии  $L_\alpha$  хромосфера практически прозрачна, то  $L_\alpha$ -квант беспрепятственно уходит из нее, т. е. имеют место циклические переходы  $1 \rightarrow f \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ , и, следовательно, переработка избыточного хромосферного излучения, заключенного в лаймановском континууме, в энергию флоккульного излучения  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , ... линий. Однако здесь следует соблюдать крайнюю осторожность. Рассмотрим, например, вновь невозмущенную хромосферу. Из изложенных представлений следует, что при наличии только что указанного механизма переработки  $L_c$ -квантов в кванты бальмеровской серии, энергия, излучаемая хромосферой в лаймановских линиях  $L_\alpha, \dots$ , должна быть не меньше чем энергия, излучаемая в линиях  $H_\alpha$ ,  $H_\beta, \dots$ .

\* Этот факт, в частности, приводит к значительно меньшему накоплению атомов на втором уровне, чем считалось ранее.

Энергию, излучаемую в центре линии  $H_\alpha$  спектра невозмущенных частей Солнца, мы уже рассчитали. Она составляет около  $3 \cdot 10^5$  эрг/см<sup>2</sup>сек. С другой стороны, энергию, излучаемую в линии  $L_\alpha$  спектра невозмущенной хромосферы можно найти из расчетов автора и А. Б. Северного [17]. Она оказывается равной по порядку  $2 \cdot 10^3$  эрг/см<sup>2</sup>сек. Таким образом, энергия, излучаемая в линии  $L_\alpha$ , в 150 раз меньше энергии, излучаемой в линии  $H_\alpha$ ! То же следует ожидать и для флоккулов. Причина такого рода расхождений заключается в следующем. При наличии чисто рекомбинационного механизма без учета самопоглощения следует ожидать, что энергия, излучаемая в линиях бальмеровской серии, должна быть даже меньше энергии, излучаемой в линиях лаймановской серии. Однако во многих объектах, в частности в хромосфере, оптическая толщина в линиях лаймановской серии на несколько порядков больше, чем в линиях бальмеровской серии. Это затрудняет выход  $L_\alpha, L_\beta, \dots$  квантов из среды и приводит к указанным расхождениям.



Фиг. 3

Правда, использованные здесь теоретические расчеты энергии, излучаемой в линиях лаймановской серии, следует еще раз критически рассмотреть; однако вряд ли указанная энергия может быть ошибочна более чем на порядок.

Таким образом, если изложенные соображения окажутся правильными, то вновь возникнет необходимость объяснения того, почему в хромосфере неравенство (15) не реализуется. Сейчас трудно указать, каким путем эта проблема может быть решена. Однако следует отметить такую возможность. Как показывают вычисления, сумма  $\sum N_k^* C_{kf}$ , входящая в (15), весьма медленно сходится. Возможно, что учет уровней с  $k > 5$  значительно повысит величину этой суммы. Данный вопрос также требует специального изучения.

Из сказанного следует, что проблема вычисления бальмеровского декремента является весьма сложной и требует тщательных исследований.

Сейчас трудно сказать, как видоизменение теории, изложенной в предыдущей работе автора [12], скажется на вычисляемом декремента бальмеровской серии спектра излучения флоккулов. Однако существует еще один механизм увеличения бальмеровского декремента, не указывавшийся в упомянутой работе. А именно, если флоккулярное излучение в  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  выходит из приблизительно одних и тех же слоев солнечной атмосферы и если в обеих этих линиях слои являются относительно непрозрачными, то, как легко понять ([5], стр. 494), рекомбинационное свечение



должно давать больший декремент, чем в случае прозрачных слоев. Действительно, при непрозрачности слоя в линии  $H_\beta$  значительная часть квантов  $H_\beta$  будет в результате многократных процессов поглощения и переизлучения разбиваться на кванты  $H_\alpha$  бальмеровской серии и  $P_\alpha$  пашеновской серии. Это будет вести к увеличению выходящих из слоя  $H_\alpha$  квантов и к уменьшению числа выходящих из слоя  $H_\beta$  квантов. Что же касается непрозрачности флоккульных слоев в линии  $H_\beta$ , то следует иметь в виду, что если даже в радиальном направлении соответствующие слои являются прозрачными, то в других направлениях это будет соблюдаться частично или даже не будет соблюдаться. Таким образом, при разработке соответствующей теории следует учитывать различие в оптической толще для различных направлений. Кроме того, следует иметь в виду, что величина  $N_2$  во флоккулах может оказаться существенно большей, чем в соседней невозмущенной хромосфере \*. Поэтому здесь оптическая толща даже для линии  $H_\beta$  может оказаться действительно больше единицы.

К вопросу о декременте бальмеровской серии спектра излучения флоккулов тесно примыкает вопрос, почему, как правило, в линиях  $H_\delta$ ,  $H_\gamma$  флоккульные площадки темнее, чем соседние невозмущенные части солнечной поверхности. То же, но более редко, наблюдается и в центре линии  $H_\beta$ . Частично вопрос рассматривался Унзольдом ([8], стр. 489). Повидимому, решение этого вопроса состоит в том, что во флоккулах отношения  $n_5 : n_2$ ;  $n_6 : n_2, \dots$  меньше, чем в соседних частях невозмущенной хромосферы, и, наоборот, отношение  $n_3 : n_2$  и, часто,  $n_4 : n_2$  больше. Это, в частности, и приводит к тому, что декремент бальмеровской серии спектра флоккулов оказывается большим [12], чем декремент спектра невозмущенных частей солнечной поверхности. Не трудно понять, что при соблюдении указанных условий флоккулы в линиях  $H_\gamma$  и  $H_\delta$  действительно должны быть темнее, чем соседние части диска Солнца, а в линиях  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  ярче. Конечно, количественное подтверждение этих качественных соображений требует разработки точной теории бальмеровского декремента, о чем мы уже говорили.

## 5. О различиях в общем характере водородных и кальциевых флоккулов

Согласно выводам предыдущих [1, 13] и настоящей работ, механизм возбуждения атомов ионизованного кальция (линии H и K) и водорода (бальмеровская серия) во флоккулах, повидимому, различный. В первом случае соответствующий механизм — столкновения атомов  $\text{Ca}^+$  с электронами, во втором — рекомбинации протонов с электронами. Такое заключение относится не только к флоккулам, но и к невозмущенным частям солнечного диска. В частности, относительно низкая температура, необходимая для эффективного возбуждения атомов  $\text{Ca}^+$ , делает весьма вероятным, что излучение в центре линий H и K спектра невозмущенных частей

\* Это увеличение величины  $N_2$  может оказаться значительно большим, чем соответствующее увеличение значения  $N_4$  (см. далее).



солнечного диска (остаточная интенсивность  $I_0$  порядка 0,07) также в значительной мере обусловлено столкновениями атомов  $\text{Ca}^+$  с электронами.

Эти выводы находятся в полном соответствии с общим различием в характере кальциевых и водородных спектрогелиограмм. Напомним еще раз эти различия. Одним из главнейших свойств кальциевых спектрогелиограмм является, так сказать, их «пятнистый» вид, лишенный каких-либо вихревых и волокнистых образований \*. Отдельные светлые пятна, гребни, в невозмущенных частях солнечного диска и во флоккулах — наиболее общая характеристика кальциевых спектрогелиограмм.

Напротив, отличительное свойство водородных спектрогелиограмм (особенно снимаемых в  $\text{H}_\alpha$ ) заключается в их вихревом и отчасти волокнистом виде. Все это наиболее резко выражено в окрестностях солнечных пятен, где, как известно, наблюдаются спиралеобразные «вихри».

Далее, флоккулы, снимаемые в линиях Н и К, с одной стороны, и в линиях бальмеровской серии, с другой, обнаруживают также значительное различие в размерах. Первые, как правило, значительно протяженнее вторых. Очень часто более светлые места водородных флоккулов в  $\text{H}_\alpha$  также имеют тенденцию располагаться вдоль каких-то определенных изогнутых линий, примерно совпадающих с направлением спиралей в вихре около пятна и т. д.

Мы указывали, что все такого рода различия должны быть связаны с различием в механизме возбуждения. Но, чтобы быть уверенным в этом, мы должны еще убедиться, что рассматриваемые различия не связаны просто с различной локализацией по высоте в хромосфере водородных и кальциевых флоккулов \*\*.

То, что различия в высоте действительно не могут объяснить основных различий между кальциевыми и водородными спектрогелиограммами, вытекает из следующих соображений. Покажем вначале, что излучение центральных частей линии  $\text{H}_\alpha$  выходит в среднем из более низко расположенных хромосферных слоев, чем излучение линий  $\text{K}_3$  и  $\text{H}_3$ . Здесь следует перечислить такие факты:

а) Измерения «высот» по угловым скоростям вращения Солнца неизменно показывают, что уровень возникновения линий  $\text{H}_3$  и  $\text{K}_3$  расположен выше уровня возникновения излучения в центре линии  $\text{H}_\alpha$ , т. е. в линии  $\text{H}_{\alpha_2}$ . К этому следует добавить, что и по наблюдениям вне затмения свечение в линиях Н и К наблюдается до больших высот, чем свечение в линии  $\text{H}_\alpha$ .

б) Согласно [4], число атомов водорода во втором состоянии возбуждения над  $1 \text{ см}^2$  основания хромосферы равно  $2 \cdot 10^{12}$ . Соответствующее число атомов  $\text{Ca}^+$  в первом состоянии равно  $2 \cdot 10^{16}$ . И так как (с учетом турбулентных движений) коэффициент поглощения в центре линий  $\text{H}_\alpha$  и К примерно одинаков, то оптическая толщина хромосферы \*\*\* в линии  $\text{H}_\alpha$

\* Мы, конечно, не говорим здесь о волокнах — протуберанцах!

\*\* Механизм возбуждения в этом случае мог бы быть для линий  $\text{H}_\alpha$  и К (и Н) одинаковым.

\*\*\* В радиальном направлении.



примерно на 4 порядка меньше, чем в линии К (или Н). Следовательно, и с точки зрения этих данных мы регистрируем в центре линии  $H_{\alpha}$  излучение более глубоких слоев хромосферы, чем в центре линии К, причем ясно, что указанное неравенство в оптических толщах должно быть и во флоккулах.

в) Известно, что волокнистая и вихревая структура характеризует в значительной мере и спектрогелиограммы, получаемые не только в линии  $H_{\alpha}$ , но и в линиях  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ \*. Вместе с тем мы видели, что излучение в центральных частях линий  $H_{\gamma}$  и  $H_{\delta}$  выходит в основном из относительно низких слоев солнечной атмосферы—из внешних частей обращаемого слоя Солнца. Напротив, все существующие данные говорят о том, что излучение в линии  $K_3$  выходит по меньшей мере из средних слоев хромосферы.

Считая теперь, что действительно излучение в линии  $H_{\alpha_3}$ , а тем более в линии  $H_{\alpha_2}$ , где вихревое и волокнистое строение Солнца вырисовывается наиболее отчетливо, выходит из более глубоких слоев (с меньших «высот»), чем излучение в линии  $K_3$ , можно сделать следующий вывод. Передвигая щель спектрогелиографа вдоль дисперсии от линии  $K_3$  через линию  $K_2$  к крылу линии К, т. е. к линии  $K_1$ , мы регистрируем вначале излучение, выходящее из наиболее высоких слоев хромосферы, более высоких, чем слои, создающие хромосферное излучение в  $H_{\alpha_3}$  и  $H_{\alpha_2}$ , а затем (во внешних частях линии  $K_1$ ) мы регистрируем уже фактически фотосферное излучение. Следовательно, если бы различие в спектрогелиограммах, снятых в лучах  $H_{\alpha}$  и К, определялось только различием в высотах эффективных излучающих слоев, то в какой-то точке линии К, расположенной между линией  $K_3$  и внешними частями линии  $K_1$ , мы должны были бы получать спектрогелиограммы, сходные со спектрогелиограммами в  $H_{\alpha_3}$  или  $H_{\alpha_2}$ . Но известно, что это не так. Отсюда уже непосредственно следует, что различный вид  $H_{\alpha}$  и К спектрогелиограмм определяется отнюдь не различием в высоте залегания соответствующих излучающих слоев.

Объяснение различий в виде  $H_{\alpha}$  и К спектрогелиограмм различиями в механизмах возбуждения соответствующих атомов следует, повидимому, понимать так. Как вытекает из предыдущей работы автора [1], возбуждение атомов  $Ca^+$  электронным ударом является чувствительной функцией кинетической температуры электронов. Поэтому во флоккулах и вообще в тех местах солнечной хромосферы, которые на спектрогелиограммах выглядят более ярко, чем остальной диск Солнца (как светлые пятна), электронная температура несколько выше, чем в соседних невозмущенных частях хромосферы. Таким образом, все светлые образования на кальциевых спектрогелиограммах обусловлены избыточным нагревом хромосферы в соответствующих областях. При этом, как указывалось в [1], температура  $\bar{T}_e$ , необходимая для создания наблюдаемого излучения в  $K_2$ - и  $H_2$ -линиях, не должна быть высокой, а должна быть

\* См., например, фото IX в [18].

порядка 5000—6000°. Вместе с тем этой температуры явно недостаточно для создания заметной повышенной ионизации водорода во флоккулах и тем самым для создания повышенного излучения (рекомбинационного характера) в линии  $H_\alpha$ . Следовательно, те участки хромосферы, которые создают яркое излучение в виде линий  $K_2$  и  $H_2$ , не обязательно должны быть источником избыточного излучения в линии  $H_\alpha$ . Согласно основным выводам, сделанным в предыдущих разделах данной работы, избыточное излучение в линиях  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ , ..., являясь рекомбинационным свечением, требует лишь повышенной ионизации водорода \*, что не обязательно должно быть температурным эффектом. Так, например, избыточная ионизация водорода во флоккулах может быть связана с ионизацией хромосферной материи ультрафиолетовым излучением короны [10]. Известно, что над факелами и тем самым над флоккулами монохроматическое корональное излучение, как правило, усилено и иногда весьма заметно. Правда, все это не исключает того, что у ярких флоккулов электронная температура столь высока (выше 7500°), что начинают становиться существенными ионизация и возбуждение водородных атомов электронным ударом. В этом случае в одном и том же месте солнечного диска должны быть яркие и  $H_\alpha$ - и  $K$ -флоккулы.

С точки зрения данных представлений отсутствие вихревой структуры вокруг пятен в линиях  $K$  и  $H$ ,  $Ca^+$  можно объяснить следующим образом. Водород в солнечной оболочке является преобладающим элементом. Это дает основание высказать гипотезу, что вихревая структура спектрогелиограмм в линии  $H_\alpha$  обусловлена неоднородностью в распределении плотности хромосферного вещества по диску. Поскольку для водорода интенсивность рекомбинационного свечения пропорциональна  $n_e^2$ , то даже небольшие различия в плотности вещества будут заметно сказываться на распределении интенсивности свечения. Поэтому, если само распределение вещества около пятна имеет вихревой характер, будет иметь вихревой характер и сама картина излучения. Напротив, колебания яркости в линиях  $K_2$  и  $H_2$  по диску значительно меньше зависят от колебаний плотности вещества, и в основном определяются колебаниями в электронной температуре  $T_e$ . Поэтому вихревую структуру здесь заметить будет трудно.

В заключение вопроса о различиях в механизмах возбуждения водородных и кальциевых атомов во флоккулах следует отметить, что представляется весьма важной постановка ряда исследований наблюдательного характера — количественное сопоставление излучения в  $H_\alpha$  и  $K$ -линиях для различных точек флоккулов и т. д.

#### Л и т е р а т у р а]

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 25, 1952.
2. Э. Р. Мустель. ДАН СССР 82, 21, 1952.
3. Handbuch der Astrophysik, т. IV, 1929.
4. G. Cilie a. D. Menzel. Н. С., 410.

\* Что ведет к увеличению числа протонов электронов.



5. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный и В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
  6. С. de Jager. Utrecht Observ. 13, ч. 1, 1952.
  7. S. Verweij. Amsterdam Astron. Publ., № 5.
  8. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. И. Л., 1949.
  9. М. Н. Гневышев. Астрон. журн. 21, 90, 1944.
  10. И. С. Шкловский. ДАН СССР 68, 1009, 1949; Тр. ГАИШ, 20, 5, 1951.
  11. Б. М. Яворский. ЖЭТФ 17, 315, 1947.
  12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 3, 1951. }
  13. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 11, 165, 1953.
  14. J. Hagen. Ap. J. 113, 547, 1951.
  15. В. В. Соболев. Астрон. журн. 21, 144, 1944.
  16. H. Zanstra. BAN 11, № 401, 1949.
  17. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
  18. G. Hale a. F. Ellerman. Publ. Yerkes Observ. 3, 3, 1903.
-

## О МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ У ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

*А. Б. Северный*

Приведены некоторые наблюдательные данные в пользу того, что движения, в частности протуберанцев, формируются под действием электромагнитных полей и локальных, нарушающих равновесие перепадов давления у поверхности Солнца. Исходя из общих уравнений магнитогидродинамики, записанных для малых движений возле гидростатического равновесия сжимаемой газовой плазмы, находящейся во внешнем магнитном и гравитационном полях, показано, что, в силу специфических свойств солнечной плазмы, движения вызываются нескомпенсированными гравитацией перепадами давления и протекают практически вдоль силовых линий внешнего магнитного поля. Получающиеся при этом скорости и ускорения движения неплохо согласуются с наблюдаемыми для «электромагнитных» протуберанцев.

Показано, что учет конечной анизотропной проводимости не меняет этого вывода. Показано также, что волновые незатухающие движения могут распространяться только вдоль поверхности Солнца. Волновые движения, распространяющиеся по вертикали, затухают при наиболее благоприятных условиях за время около нескольких часов.

### § 1. Некоторые основные результаты наблюдений

Проведенное нами недавно [1, 2] подробное изучение движений в солнечных протуберанцах позволило обнаружить крайне своеобразный, необычный их характер, не поддающийся сколько-нибудь успешному объяснению с точки зрения элементарной механики. Так, например, в протуберанцах второго класса (по нашему обозначению) мы имеем дело с почти равномерными движениями струй и узлов вдоль искривленных траекторий, как бы «каналов», расположенных близ поверхности Солнца. Эти траектории или «каналы» весьма сходны с силовыми линиями магнитного поля солнечного пятна простой или сложной полярности. Только при отрыве струи или узла от основной массы протуберанца или их падении на поверхность Солнца можно отметить ускорения, не превышающие, как правило,  $10^4$  см/сек<sup>2</sup>.

Своеобразие этих движений выражается также в том, что: 1) в ряде случаев прямое движение вдоль криволинейного пути сменяется на-



попятное движение вдоль того же пути, 2) сплошь и рядом движения (с почти равномерной скоростью) совершаются вдоль поверхности Солнца, хотя иногда наблюдаются также движения, направленные к поверхности Солнца, и выбросы наружу. Такие движения едва ли могут формироваться под действием только гравитации, газового и лучевого давления. Скорее они свидетельствуют о решающем участии электромагнетизма в этом явлении. Дискретность траекторий движения узлов и струй протуберанцев дает скорее указание на явление, подобное разряду. Однако если это — разряд, то дискретность путей и узость разрядного канала — явления, характерные для пробоя газа-изолятора, тогда как материя короны, окружающая протуберанцы, обладает еще большей проводимостью, чем материя протуберанцев. Попытка Альфвена [3] избежать эту трудность путем истолкования этого эффекта как своего рода «внутреннего скин-эффекта» в проводнике, связана с допущением некоторого искусственного распределения скоростей движения плазмы, не вытекающего никоим образом из уравнений магнитогидродинамики плазмы. Дело в том, что движение и электромагнитное поле плазмы, индуцированное внешним магнитным полем, взаимно связаны друг с другом системой уравнений Максвелла и уравнений гидромеханики, т. е. системой уравнений магнитогидродинамики, подлежащих совместному решению. По этим же соображениям представляются несостоятельными и противоположные попытки (см. [4]) решать вопрос о механическом движении плазмы, пренебрегая электромагнитным полем, индуцированным в плазме, движущейся во внешнем электромагнитном поле. Известно, что решающую роль в поведении космической плазмы играет именно индуктивность, а не проводимость (см. например [3, стр. 73, 84]). Это следует хотя бы из того, что время проникновения тока на глубину  $r$  (при проводимости  $\sigma$ ) — порядка  $\sigma r^2/c^2$ , т. е. для характерных размеров образований у поверхности Солнца ( $\sim 10^9$  см) будет очень большим (порядка  $10^3$  лет и более).

Второе замечание по поводу гипотезы разряда связано с тем, что векторы индуцированных электрического и магнитных полей, как правило, ортогональны. Это исключает возможность разряда вдоль силовой линии магнитного поля. Правда, как указал Альфвен, искаженные магнитным полем солнечного пятна силовые линии общего магнитного поля Солнца могут оказаться не ортогональными вектору напряженности электрического поля, возникающего от эффекта дифференциального вращения Солнца\*.

На другую возможность неортогональности в случае электрического и магнитного полей, связанных с биполярной группой, обратил внимание П. Е. Колпаков [5]. Однако неясно, сохранится ли это свойство при учете движений плазмы и индуцированного в ней электромагнитного поля.

\* Дифференциальное вращение или всякое другое относительное, со скоростью  $v$  движение в плазме в присутствии внешнего магнитного поля  $H_0$  вызывает индуцированное электрическое поле  $E = -\frac{1}{c} v \times H_0$  (эффект униполярной индукции). На важность этого эффекта обратил внимание Альфвен.

Если реализуется случай отличной от нуля составляющей электрического поля вдоль магнитного поля, то ввиду подавляющего превосходства проводимости вдоль магнитного поля по сравнению с перпендикулярной к нему проводимостью (например, в хромосфере), ток будет протекать только вдоль силовой линии магнитного поля.

Однако составляющая силы Ампера вдоль магнитного поля равна нулю, поэтому неясно, как электромагнитные силы могут вызывать движение вдоль силовых линий поля, так как движение зарядов в противоположных направлениях (т. е. ток) вдоль магнитного поля отнюдь не означает еще реального движения макроскопически нейтральной плазмы в этом направлении, т. е. такого движения, как, например, движение больших масс узлов и струй в протуберанцах. Во всяком случае нам не известно, чтобы кто-либо показал эту возможность как вытекающую из основных законов магнитогидродинамики. Правда, пренебрегая влиянием (очень существенным) индуцированного поля, а также силами неэлектромагнитной природы, Каулинг показал [6], что всякое движение в солнечной атмосфере, перпендикулярное внешнему магнитному полю, затухает очень быстро (от 0.1 до 1 сек.). Это соображение и заставило некоторых авторов искать объяснения движений протуберанцев исходя из представления о разряде вдоль силовой линии магнитного поля. Но, как справедливо заметил С. Б. Пикельнер [7], учет индуцированных полей (хотя бы при помощи представления о поперечной магнитогидродинамической волне) уже приводит к более медленному затуханию, не говоря о том, что фактический характер движения поперек поля с учетом индуцированных полей и неэлектромагнитных сил будет в корне отличен от принятого Каулингом (см. ниже).

Против представления о движениях указанного типа как о разрядах говорит также и то, что при отсутствии вызывающих движение сил ток вызвал бы поочередное возбуждение свечения различных участков в целом неподвижной плазмы, а не реальное перемещение больших ее масс. Эти перемещения фактически наблюдаются в виде изучаемых нами движений, а также в виде хорошо известного факта доплеровского смещения линий излучения в протуберанцах, дающих скорости движения того же порядка, что и скорости, получаемые из кинорегистрации. Едва ли также можно считать источником возбуждения свечения протуберанцев столкновения нейтральных атомов с ионами и электронами (недостаточная кинетическая температура, см. [8]). Правда, возбуждающим агентом может быть идущий впереди тока фронт жесткого ионизирующего излучения, вызывающего процесс, аналогичный лавинному процессу в теории стримеров\*. Но все равно остается непонятным реальное перемещение нейтральной плазмы, возбуждение и свечение которой не обладает в общем никакими экстраординарными свойствами.

---

\* Для возникновения такого процесса нужны очень большие сила тока и напряжение, которые вызвали бы заметный Штарк-эффект; этого эффекта мы не наблюдаем в спектрах протуберанцев.



Таким образом, хотя наблюдения свидетельствуют о движениях в протуберанцах вдоль силовых линий магнитного поля, развитые до сих пор теоретические соображения не позволяют удовлетворительно объяснить возникновение такого движения и сил, его вызывающих.

В связи с вопросом о силах, вызывающих движение, обратимся опять к фактическим данным о процессах, происходящих на самом диске Солнца, в окрестности солнечных пятен. Кинорегистрация процессов на диске также дает ряд важных указаний \*. Во-первых, нельзя не отметить того ранее известного факта, что волокна, т. е. протуберанцы, равно как и флоккулы и вспышки, располагаются возле пятна, по краям пятна или группы пятен или даже в некотором (иногда значительном) отдалении от пятен и почти никогда не располагаются над самим пятном или группой. Ни в одном из наблюденных нами случаев указанные образования, как бы близко они к пятну ни находились, не закрывали собой пятна, если только оно в какой-то степени оформилось как пятно. Возможно, что исключение здесь составляет только сравнительно кратковременный процесс «всасывания» волокна в пятно, хотя, ввиду уменьшения контраста по мере приближения волокна к пятну, очень трудно судить о его нахождении над пятном. Следует также отметить, что такое «всасывание» в пятно связано с движением волокна в основном вдоль поверхности Солнца: волокно приближается к пятну по спирали или почти радиально. В других случаях наблюдается отталкивание от пятен указанных образований, например в случае некоторых волокон и хромосферных вспышек (вспышки 23 июня, 28 июля и 16 ноября 1952 г.).

Резкое усиление яркости в случае вспышек наблюдается у самого края пятна, а затем в виде радиального фонтана оно распространяется в сторону прочь от пятна. Никогда не наблюдалось при нашей кинорегистрации заполнения пятна веществом вспышки или волокна. Далее, хорошо известный, наблюдаемый у пятен эффект Эвершеда показывает, что в нижних слоях пятна происходит подъем материи и ее движение от центра пятна, тогда как в верхних слоях над пятном — движение вещества к центру пятна и спуск вещества в пятно. Сам факт существования сравнительно холодного пятна, окруженного более нагретой атмосферой, а также эти движения со скоростями от 2 до 6 км/сек свидетельствуют о том, что между зоной пятна и его окружением возникают горизонтально направленные перепады давления. Картина движения здесь довольно сложная: идущие навстречу друг другу потоки верхних и нижних слоев могут вызвать появление поверхности тангенциальных разрывов, а следовательно, и вихревой структуры возле пятна. Вихревая структура хромосферы возле пятна действительно наблюдалась в лучах  $H_{\alpha}$  Хэйлом [10] и др.; ее неоднократно и отчетливо показывают наши кинорегистрации. Хорошо известно, что появление магнитных полей пятен

---

\* Детальное изучение и измерение этих кинорегистраций, полученных за время с 1950 г., сейчас только производится. Некоторые результаты, относящиеся к вспышкам, опубликованы в [9].



невозможно связать с такими вихрями: эти вихри, повидимому, целиком гидромеханической природы, хотя строение вихря, вероятно, связано с магнитным полем. Вопрос о поверхностях разрыва и о вихрях в магнитном поле практически не разработан \*, хотя и имеет большое значение для физики Солнца.

Если, далее, светлые гранулы и темные поры фотосферы могут быть уподоблены восходящим (соответственно, нисходящим) и расходящимся затем в стороны вертикальным течениям, берущим начало в конвективной зоне под фотосферой, то образование над каждой гранулой или порой поверхностей разрыва может повести к образованию системы мелких плоских вихрей, в миниатюре повторяющих вихри около пятна. Наложение и перемешивание этих плоских вихрей создает, повидимому, эту своеобразную, нерегулярную, «плоскую» систему хромосферной сетки с характерными для нее конденсациями светлой и темной материи. (Возможно, что с этим обстоятельством связано решение вопроса, почему радиально направленные конвективные течения в фотосфере переходят в «плоскую» структуру хромосферной сетки). Более того, исследования хромосферы на краю диска, проведенные В. А. Кратом и И. А. Прокофьевой, а также наши киноперегистрации хромосферной сетки определенно указывают на резко выраженную неоднородность сетки: временами сравнительно большие участки поверхности Солнца почти лишены этой специфической структуры, тогда как в других участках она очень резко выражена, т. е. хромосферная структура покрывает поверхность Солнца как бы наподобие леса с полянами. К этому следует прибавить известный, но мало изученный, эффект «грубости» поверхности Солнца, т. е. наличия в фотосфере довольно больших, чередующихся более светлых и менее светлых областей, происхождение которых, повидимому, связано с небольшими отклонениями фотосферных слоев от горизонтальной стратификации.

Все эти факты и соображения позволяют заключить, что (безотносительно к магнитным полям) в атмосфере Солнца возникают локальные кратковременные и сравнительно устойчивые перепады давления, в основном горизонтальные, выводящие слои из состояния гидростатического равновесия и горизонтальной стратификации. Эти перепады давления и вызывают направленные движения газовых масс того или иного масштаба. В этом смысле обстановка на Солнце аналогична метеорологической обстановке в земной атмосфере. Однако коренное отличие здесь от обстановки на Земле в том, что: 1) газы в солнечной атмосфере сильно ионизованы, т. е. представляют собой плазму, и 2) на движение газов должно влиять магнитное поле (общее поле Солнца и, в особенности, магнитное поле пятен и групп пятен). Действительно, даже в отсутствии сильных магнитных полей едва ли можно пренебрегать влиянием общего магнитного поля Солнца на турбулентные движения солнечной атмосферы. Если  $l$  — характерная длина (масштаб) турбулентции,  $\rho$  — плотность,

\* Если не считать несколько искусственной теории солнечных пятен Валена [3, гл. IV].



$\sigma$  — проводимость (в электромагнитных единицах),  $H$  — напряженность магнитного поля, то при условии  $\sigma H l \sqrt{\rho} > 1$  следует учитывать влияние магнитных полей. Если  $\rho = 10^{-8}$  г/см<sup>3</sup> (фотосфера),  $\sigma = 10^{-8}$ , то  $H l > 10^4$  и уже при напряженности поля  $H = 1$  гауссу характерная длина  $l > 10^4$  см. Отсюда следует, что практически при любых характерных движениях на Солнце необходим учет магнитных полей.

Таким образом, силами, вызывающими движения в протуберанцах (а также, возможно, в других образованиях), могут быть локальные, нарушающие гидростатическое равновесие солнечной атмосферы перепады (градиенты) давления (в частности, горизонтальные градиенты). В отсутствии магнитного поля такие перепады давления вызывают, как хорошо известно, массовое движение газов в направлении наибольшего падения давления \*. Однако возникает вопрос: как будет происходить движение плазмы при наличии внешнего магнитного поля, если в ней возникают подобные локальные, нарушающие равновесие перепады давления? Ответ на этот вопрос надо уже искать исходя из основных законов магнитогидродинамики.

## § 2. Магнитогидродинамические движения, возникающие при нарушениях равновесия

Серьезным недостатком существующих магнитогидродинамических теорий является пренебрежение сжимаемостью. Как мы покажем ниже, это обстоятельство и приводит, в частности Альфвена, к упущению, весьма важного решения проблемы. Вторым недостатком предложенных теорий (например, Валена [3, гл. IV]) является трактовка движения как квазиравновесного (условие постоянства суммы гидростатического и магнитного давлений и гравитационного потенциала). Нельзя также признать достаточным, как указывалось выше, рассмотрение индуцированного поля на основе произвольного допущения о движении плазмы, равно как и рассмотрение движения плазмы без учета влияния индуцированного этим движением электромагнитного поля. Все эти ограничения несвойственны природе задачи, где поле гидромеханических величин и поле электромагнитных величин взаимно связаны и должны определяться одновременно при некоторых граничных и начальных условиях.

Следующее ниже рассмотрение свободно от этих искусственных ограничений. Однако, ввиду исключительной трудности общей задачи, мы решаем ее в первом приближении, т. е. ограничиваемся рассмотрением малых движений (в частности, колебаний) вблизи состояния гидростатического равновесия солнечной плазмы во внешнем магнитном поле  $H_0$ . То, что мы в частном случае несжимаемой материи получим все уже

---

\* На возможность меридиональных перепадов давления (или температуры) в масштабах, сравнимых с размером Солнца, указывает также теорема Бьеркнеса—Росселанда, основанная на факте неравномерного вращения Солнца. На важное значение таких перепадов в связи с проблемой общей циркуляции солнечной атмосферы обратил внимание В. А. Крат [11].

известные решения Альфвена, будет свидетельствовать о достаточной эффективности принятого нами метода малых движений.

Пусть направление оси  $z$  координатной системы совпадет с направлением внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , принимаемого однородным и стационарным в рассматриваемой части плазмы. Процессы движения в протуберанцах второго типа протекают столь быстро (от нескольких минут до получаса), что изменением внешнего поля (скажем пятна, а тем более общего поля Солнца) можно пренебречь во время этих процессов; это же допущение справедливо и для хромосферных вспышек. Плоскость  $xOy$  координатной системы можно, например, считать совпадающей с поверхностью Солнца, хотя для дальнейшего это несущественно. Система общих уравнений магнитогидродинамики, описывающих поведение плазмы, есть

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p + g\rho. \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \rho \mathbf{v}, \quad (2.4)$$

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.5)$$

Здесь  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  — векторы напряженности магнитного и электрического полей,  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$  — вектор магнитной индукции,  $\mathbf{v}$  — скорость,  $\rho$  — плотность,  $\mathbf{j}$  — вектор плотности тока (током смещения в пустоте мы пренебрегаем),  $\mu$  — магнитная проницаемость,  $\sigma_0$  — проводимость. Для плазмы типа солнечной атмосферы можно с достаточной степенью точности считать  $\mu = 1$ ,  $\sigma_0 = \infty$ ; в § 2 мы оценим влияние конечной проводимости на полученные результаты. В этих предположениях

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}. \quad (2.6)$$

Мы будем считать, что невозмущенное состояние плазмы есть состояние гидростатического равновесия ( $\mathbf{v} \equiv 0$ ) в присутствии внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$ , так что, приписывая индекс нуль величинам невозмущенного состояния, имеем

$$-\nabla p_0 + g_0 \rho_0 = 0. \quad (2.7)$$

Образует теперь уравнения для малых возмущений (движений) вблизи состояния равновесия, полагая

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}', \quad (2.8)$$

где  $\mathbf{H}'$  — поле, индуцированное малым возмущением. Будем, далее, считать возмущения столь малыми, что членами второго порядка относительно



возмущений и их производных (включая сюда и скорости малых движений), можно пренебречь. Возмущения будем обозначать индексом штрих \*. Тогда, согласно (2.6), с точностью до членов первого порядка имеем

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H}_0 \text{ или } E_x = -\frac{1}{c} H_0 v_y, \quad E_y = \frac{1}{c} H_0 v_x, \quad E_z = 0, \quad (2.9)$$

В силу (2.9) уравнение (2.2) для возмущений будет

$$\frac{\partial H'_x}{\partial t} = H_0 \frac{\partial v_x}{\partial z}, \quad \frac{\partial H'_y}{\partial t} = H_0 \frac{\partial v_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial H'_z}{\partial t} = -H_0 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right). \quad (2.10)$$

Для составляющих силы Ампера

$$\mathbf{F} = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}$$

с точностью до малых первого порядка будем иметь

$$F_x = \frac{1}{c} j_y H_0, \quad F_y = -\frac{1}{c} H_0 j_x; \quad F_z = 0, \quad (2.11)$$

где плотность тока, согласно уравнению (2.1), будет

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \mathbf{H}'. \quad (2.12)$$

Таким образом, составляющие (2.11) силы Ампера, возникающей при малых возмущениях, будут

$$F_x = \frac{H_0}{4\pi} (\text{rot} \mathbf{H}')_y; \quad F_y = -\frac{H_0}{4\pi} (\text{rot} \mathbf{H}')_x; \quad F_z = 0. \quad (2.13)$$

К основным уравнениям (2.1)–(2.5) необходимо присоединить уравнение энергии. Мы будем предполагать, что при возмущениях не возникает теплообмена между движущимся элементом плазмы и его окружением. В этом случае уравнение энергии будет

$$p \frac{D}{Dt} \frac{1}{\rho} + \frac{DE}{Dt} = 0, \quad (2.14)$$

где

$$E = c_v T + \frac{1}{\rho} a T^4 \quad (2.15)$$

внутренняя энергия (на единицу массы) газа и излучения. Если ввести обозначение

$$\Gamma = \beta + \frac{(4 - 3\beta)^2 (\gamma - 1)}{\beta + 12 (\gamma - 1) (1 - \beta)}, \quad (2.16)$$

где  $\beta$  — отношение давления газа к давлению излучения,  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$  — отношение удельных теплоемкостей газа, то уравнение энергии (2.14) по-

---

\* Метод формирования магнитогидродинамических уравнений для возмущений совершенно аналогичен примененному нами ранее методу для малых колебаний газовых шаров и звезд [12].

казывает, что в процессе движения выполняется адиабатическое условие

$$p \propto \rho^\Gamma \quad (2.17)$$

(см. об этом более подробно в [14]).

Из (2.17) с точностью до малых первого порядка следует для возмущения давления

$$p' = \Gamma \frac{p}{\rho} \rho' = \Gamma \frac{p_0}{\rho_0} \rho' \equiv c_0^2 \rho'; \quad c_0^2 = \Gamma \frac{p_0}{\rho_0}. \quad (2.18)$$

Или, вводя конденсацию  $\sigma$  соотношением

$$\rho' = \rho_0 \sigma, \quad (2.19)$$

получим

$$p' = c_0^2 \rho_0 \sigma. \quad (2.20)$$

В общем случае, когда при возмущениях нельзя пренебрегать колебаниями потенциала гравитации (случай «тяжелого» звука):

$$-\nabla p + g\rho = -\nabla p' + g_0\rho' + \rho_0 g' = \rho_0 \nabla \chi; \quad \chi \equiv U' - c_0^2 \sigma, \quad (2.21)$$

где  $U'$  — возмущение потенциала гравитации, как это нетрудно показать, используя условия (2.19), (2.20) (см. [12]).

В рассматриваемом случае малых движений небольших масс плазмы над поверхностью Солнца мы можем пренебречь колебаниями поля гравитации при расширениях и сжатиях, считая  $g = g_0$  ( $g' = 0$ ). Таким образом, в случае малого движения плазмы во внешнем поле силы тяжести, очевидно, имеем

$$-\nabla p + \rho g = (-c_0^2 \nabla \sigma + g_0 \sigma) \rho_0, \quad (2.22)$$

если пренебречь возможной неоднородностью невозмущенного распределения плотности  $\rho_0$ .

Из (2.3), в силу (2.13) и (2.22), получим следующие уравнения малого движения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{H_0}{4\pi\rho_0} (\text{rot} \mathbf{H}')_y - c_0^2 \frac{\partial \sigma}{\partial x} + g_{0x} \sigma, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= -\frac{H_0}{4\pi\rho_0} (\text{rot} \mathbf{H}')_x - c_0^2 \frac{\partial \sigma}{\partial y} + g_{0y} \sigma, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -c_0^2 \frac{\partial \sigma}{\partial z} + g_{0z} \sigma. \end{aligned} \quad (2.23)$$

К этим уравнениям необходимо добавить уравнение непрерывности (2.4), которое, в силу (2.19), будет

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -\text{div} \mathbf{v}. \quad (2.24)$$

Система уравнений (2.10), (2.23), (2.24) образует полную систему уравнений магнитогидродинамики сжимаемой плазмы для малых движений. Эту систему удобно свести к системе четырех уравнений второго порядка для компонентов  $H'_x$ ,  $H'_y$ ,  $H'_z$  и конденсации  $\sigma$ , исключив  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ .



Дифференцируя последовательно уравнения (2.10) и (2.24) по времени и используя уравнения движения (2.23), получим следующую основную систему уравнений для  $\sigma$ ,  $H'_x$ ,  $H'_y$ ,  $H'_z$ :

$$-\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{H_0}{4\pi\rho_0} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\text{rot} \mathbf{H}')_y - \frac{\partial}{\partial y} (\text{rot} \mathbf{H}')_x \right] - c_0^2 \nabla^2 \sigma + g_0 \nabla \sigma, \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial^2 H'_x}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\text{rot} \mathbf{H}')_y - H_0 c_0^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x \partial z} + H_0 g_{0x} \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} = -\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\text{rot} \mathbf{H}')_x - H_0 c_0^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y \partial z} + H_0 g_{0y} \frac{\partial \sigma}{\partial z}, \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 H'_z}{\partial t^2} &= \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \left[ \frac{\partial}{\partial y} (\text{rot} \mathbf{H}')_x - \frac{\partial}{\partial x} (\text{rot} \mathbf{H}')_y \right] + \\ &+ c_0^2 H_0 \left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y^2} \right) - H_0 \left( g_{0x} \frac{\partial \sigma}{\partial x} + g_{0y} \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (2.28)$$

Системе основных уравнений (2.25) — (2.28) можно удовлетворить решениями вида

$$e^{\omega t + \alpha x + \beta y + \gamma z}. \quad (2.29)$$

Пусть  $A$ ,  $B$ ,  $C$  — «амплитуды» составляющих  $H'_x$ ,  $H'_y$ ,  $H'_z$ , а  $D$  — «амплитуда» конденсации  $\sigma$ ; тогда функция (2.29) будет решением основной системы, если выполняются равенства

$$\begin{aligned} \frac{h^2}{H_0} (\alpha\gamma) A + \frac{h^2}{H_0} (\beta\gamma) B - \frac{h^2}{H_0} (\alpha^2 + \beta^2) C + D (\omega^2 + g_0 - bc_0^2) &= 0, \\ (\omega^2 - h^2\gamma^2) A + h^2 (\alpha\gamma) C + D (H_0 c_0^2 \alpha\gamma - H_0 g_{0x} \gamma) &= 0, \\ (\omega^2 - h^2\gamma^2) B + h^2 (\beta\gamma) C + D (H_0 c_0^2 \beta\gamma - H_0 g_{0y} \gamma) &= 0, \\ h^2 (\alpha\gamma) A + h^2 (\beta\gamma) B + [\omega^2 - h^2 (\alpha^2 + \beta^2)] C + \\ + D [H_0 (\alpha g_{0x} + \beta g_{0y}) - H_0 c_0^2 (\alpha^2 + \beta^2)] &= 0. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Нетривиальные решения вида (2.29) будут существовать, если определитель этой системы равен нулю:

$$\begin{vmatrix} \frac{h^2}{H_0} (\alpha\gamma), & \frac{h^2}{H_0} (\beta\gamma), & -\frac{h^2}{H_0} (\alpha^2 + \beta^2), & \omega^2 - bc_0^2 + g \\ \omega^2 - h^2\gamma^2, & 0, & h^2 (\alpha\gamma), & H_0 [c_0^2 (\alpha\gamma) - \gamma g_{0x}] \\ 0, & \omega^2 - h^2\gamma^2, & h^2 (\beta\gamma), & H_0 [c_0^2 (\beta\gamma) - \gamma g_{0y}] \\ h^2 (\alpha\gamma), & h^2 (\beta\gamma), & \omega^2 - h^2 (\alpha^2 + \beta^2), & H_0 [\alpha g_{0x} + \beta g_{0y} - c_0^2 (\alpha^2 + \beta^2)] \end{vmatrix} = 0. \quad (2.31)$$

Здесь введены обозначения

$$h^2 = \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}; \quad g = \alpha g_{0x} + \beta g_{0y} + \gamma g_{0z}; \quad b = \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2. \quad (2.32)$$

Условие (2.31) есть уравнение 8-й степени относительно  $\omega$ ; его решение определяет те числа  $\omega$  (фундаментальные частоты), при которых функция

(2.29) является решением магнитогидродинамических уравнений малого движения.

После ряда длительных и утомительных преобразований уравнение (2.31) приводится к виду

$$\omega^2 (\omega^2 - h^2 \gamma^2) \{ \omega^4 + \omega^2 [g - b(h^2 + c_0^2)] - bh^2 (\gamma^2 c_0^2 - \gamma g_{0z}) \} = 0. \quad (2.33)$$

Кроме двух тривиальных решений  $\omega = 0$ , это уравнение имеет также два решения

$$\omega = \pm h\gamma, \quad (2.34)$$

хорошо известные из исследований Альфвена. В случае периодического процесса  $\gamma = \frac{\omega}{V} \gamma_1$ , где  $\gamma_1$  — косинус угла между нормалью к фронту волны и направлением магнитного поля  $H_0$ , а  $V$  — скорость распространения волны, так что в этом случае решение (2.34) представляет две магнитогидродинамические волны, распространяющиеся со скоростью

$$V = h = \frac{H_0}{V 4\pi\rho_0} \quad (2.35)$$

в положительную и отрицательную сторону оси  $z$ . Основные нетривиальные решения, определяющие «основные частоты» малых движений, даются уравнением

$$\omega^4 + \omega^2 [g - b(h^2 + c_0^2)] + bh^2 (\gamma^2 c_0^2 - \gamma g_{0z}) = 0, \quad (2.36)$$

откуда для  $\omega^2$  получается выражение

$$2\omega^2 = b(h^2 + c_0^2) - g \pm \{ [b(h^2 + c_0^2) - g]^2 - 4bh^2 (\gamma^2 c_0^2 - \gamma g_{0z}) \}^{1/2}. \quad (2.37)$$

Интересно отметить, что структура этого дисперсионного уравнения аналогична структуре дисперсионного уравнения для колебаний плазмы в статическом магнитном поле, полученного Гроссом [13] исходя из молекулярно-кинетической трактовки вопроса на основе уравнения Больцмана. Вероятно, возможен переход от уравнений Гросса к нашему уравнению (2.37) путем своеобразного процесса осреднения.

Если равенство (2.37) дает  $\omega^2 < 0$ , то состояние равновесия устойчиво и плазма совершает малые колебания возле этого состояния. Если  $\omega^2 > 0$ , то равновесие неустойчивое: имеет место прогрессивное изменение состояния. Выражение (знак)  $\omega^2$  будет, очевидно, зависеть также от начальных и граничных условий.

Решение задачи с точными граничными условиями, адекватными условиям в солнечной атмосфере, конечно, невозможно, так как мы не знаем этих условий. Но если мы допустим, что в момент  $t = 0$  по некоторым причинам возле начала координат возникло уплотнение, постепенно убывающее с расстоянием, то эта возникшая при  $t = 0$  неоднородность может быть представлена принятым нами решением

$$\varphi(0) = D e^{-\alpha x - \beta y - \gamma z}, \quad (2.38)$$



здесь, в частности, можно принять  $\alpha = \beta = 0$ ,  $\gamma > 0$ , что будет соответствовать условию сохранения при возмущениях плоской стратификации слоев. Соответствующие условию (2.38) значения  $\omega^2$  получим из (2.37), заменив  $(\alpha, \beta, \gamma)$  на  $(-\alpha, -\beta, -\gamma)$  и величину  $g$  на  $-g$ ; тогда, обозначив

$$p = \frac{c_0^2}{h^2}; \quad q = \frac{g}{bh^2}, \quad (2.39)$$

получим

$$\frac{2\omega^2}{bh^2} = 1 + p^2 + q^2 \pm [(1 + p^2 + q^2)^2 - 4(\gamma^2 \frac{p^2}{b} + q^2)]^{1/2}. \quad (2.40)$$

В условиях магнитного поля пятна ( $H_0 = 10^8$ ), при плотности  $\rho_0 = 10^{-12}$ , величина  $h \approx 10^8$ , величина  $c_0$  — порядка термической скорости частиц ( $\approx 10^6$ ). Поэтому величина  $p^2 \approx 10^{-4}$ . Принимая размер  $L = \frac{1}{\gamma} \approx \frac{1}{Vb}$  образовавшейся при  $t = 0$  неоднородности порядка  $10^8 - 10^9$  (что соответствует среднему масштабу узлов протуберанцев, а также среднему масштабу солнечного пятна или хромосферной вспышки) и взяв  $g_0 = 2.74$ , получим  $q^2 \leq 10^{-4}$ , т. е. величину того же порядка, что и  $p^2$ . Таким образом, для сильного поля приближенно

$$\frac{2\omega^2}{bh^2} \approx 1 \pm \left[ 1 - 4 \frac{(\gamma c_0)^2}{bh^2} \left( 1 + \frac{g}{(\gamma c_0)^2} \right) \right]^{1/2}.$$

Величина  $4 \frac{(\gamma c_0)^2}{bh^2} \approx 4 p^2 \approx 10^{-4}$ , а  $\frac{g}{(\gamma c_0)^2} \approx 1 - 10$ ; поэтому, разлагая радикал в ряд, получим два приближенных корня  $\omega = \pm Vbh$ , уже известных нам [см. (2,34)], и два корня

$$\omega^2 = (\gamma c_0)^2 \left( 1 + \frac{g}{(\gamma c_0)^2} \right). \quad (2.41)$$

Корни (2.41) и есть наименьшие корни (по порядку величины), необходимые для исследования устойчивости. Для большей конкретности исследования примем, что плоская стратификация сохраняется при возмущениях, т. е.  $\alpha = \beta = 0$ ; это всегда законно для малого участка плазмы. В этом случае основные значения  $\omega^2$  суть  $\omega^2 = \gamma^2 h^2$ ,

$$\omega^2 = (\gamma c_0)^2 \left( 1 + \frac{g_{0z}}{\gamma c_0^2} \right), \quad (2.42)$$

причем, как легко видеть непосредственно из уравнения (2.31), эти значения в рассматриваемом случае  $\alpha = \beta = 0$  являются уже точными, а не приближенными. Если бы мы, по примеру Альфвена, считали плазму несжимаемой, то  $D \equiv 0$  и, как видно из уравнения (2.31), существовал бы только один корень  $\omega^2 = \gamma^2 h^2$  для возмущения, зависящего только от  $z$ . Поэтому, благодаря допущению несжимаемости, Альфвен в своей теории магнитогидродинамических волн теряет второй корень  $\omega^2$ , выражаемый уравнением (2.42).

Так как  $\gamma = -\left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z}\right)_0$ , то, в силу уравнений движения (2.23), имеем

$$\omega^2 = \left( -\frac{1}{\sigma^2} \frac{\partial \sigma}{\partial z} \right)_0 \left( \frac{\partial v_z}{\partial t} \right)_0. \quad (2.43)$$

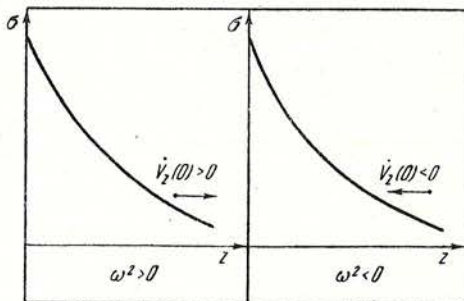
Здесь, согласно начальному условию (2.38),  $\gamma > 0$ ,  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial z}\right)_0 < 0$ , поэтому знак  $\omega^2$  определяется начальным ускорением вдоль магнитного поля  $\dot{v}_z(0)$ .

Равновесие плазмы устойчиво ( $\omega^2 < 0$ ), и плазма совершает колебания около положения равновесия, если начальное ускорение отрицательно (фиг. 1). Равновесие неустойчиво ( $\omega^2 > 0$ ), если начальное ускорение положительно.

Теперь начальное ускорение вдоль магнитного поля есть

$$\dot{v}_z(0) = \left[ -c_0^2 \frac{\partial \sigma}{\partial z} \right]_0 + g_z \sigma(0). \quad (2.44)$$

Если ускорение силы тяжести  $g_0$  антипараллельно магнитному полю  $H_0$  и направлено вниз, то неустойчивость наступает в результате некомпенсированного гравитацией перепада давления от нижних слоев к верхним и выражается в том, что малой начальной скорости вверх достаточно для выталкивания рассматриваемой части плазмы с возрастающей скоростью. Если гравитация преобладает над градиентом давления, то равновесие устойчивое, т. е., несмотря на малую начальную скорость вверх, плазма замедленно возвращается в исходное состояние равновесия.



Фиг. 1. Устойчивость и неустойчивость состояния гидростатического равновесия

По мере отклонения направления оси  $z$  от вертикали к поверхности Солнца, вдоль которой направлена сила  $g_0$ , величина  $g_{0z}$  убывает, и если сперва даже была обеспечена устойчивость [ $\dot{v}_z(0) > 0$ ], то при некотором наклоне оси  $z$  гравитация уже окажется не в состоянии противостоять силе, возникающей в результате перепада давления и стремящейся вытолкнуть плазму в место наименьшего давления. Этот угол наклона  $\varphi$  определяется, согласно (2.42), условием

$$\cos \varphi = - \frac{\gamma c_0^2}{g_0} \quad (2.45)$$

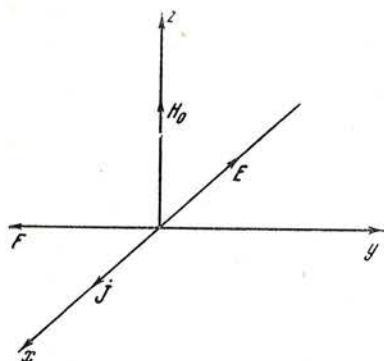
( $g_{0z} = g_0 \cos \varphi$ ). Например, если размер конденсации  $L = 10^9$  см, то  $\gamma = 10^{-9}$ ,  $c_0 = 10^6$ ,  $g_0 = 2.7 \cdot 10^4$  и  $\cos \varphi = -\frac{1}{10}$ ; при  $L = 10^8$  см  $\cos \varphi = -\frac{1}{3}$ . Т. е. если при антипараллельном расположении  $H_0$  и  $g_0$  устойчивость обеспечена, то она нарушается при сравнительно больших наклонах вектора  $H_0$  к вертикали.

Полученные здесь выводы о неустойчивости, однако, очевидны и без предварительного математического анализа. Более того, они не зависят от того, имеется магнитное поле или нет, и выражают тот очевидный факт, что равновесие нарушается при некомпенсированных гравитацией перепадах давления и что такой компенсации нет, когда перепад давления происходит вдоль уровневой поверхности. Перепад давления в свою очередь



вызывает течение вещества в направлении наименьшего давления (ветер), стремящееся выровнять возникшее неравенство давлений — факт, хорошо известный в метеорологии. (При наличии также и вращения этот эффект образует течение, которое в метеорологии называется геострофическим ветром). Для нас здесь существенно лишь наличие составляющей такого течения вдоль магнитного поля. Выясним теперь характер таких течений при наличии магнитного поля.

Рассматривая опять случай  $\alpha = \beta = 0$  (плоская стратификация возмущенных слоев), для составляющих тока (2.12) будем иметь



Фиг. 2. Расположение векторов  $H_0$ ,  $E$ ,  $j$ ,  $F$  в пространстве

$$\begin{aligned} j_x &= \frac{c}{4\pi} B \gamma e^{\omega t - \gamma z}; \\ j_y &= \frac{c}{4\pi} \gamma A e^{\omega t - \gamma z}; \quad j_z = 0. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Без нарушения общности можно выбрать (поворотом) оси  $x$  и  $y$  так, чтобы  $j_y = 0$ ; следовательно,  $A = 0$  и (2.46) будет

$$j_y = j_z = 0; \quad j_x = \frac{c}{4\pi} B \gamma e^{\omega t - \gamma z} = \frac{c}{4\pi} \frac{B \gamma}{D} \sigma. \quad (2.47)$$

Согласно (2.11), сила Ампера будет иметь составляющие

$$F_x = F_z = 0; \quad F_y = -\frac{H_0}{c} j_x = -\frac{H_0 B \gamma}{4\pi D} \sigma. \quad (2.48)$$

Расположение векторов  $H_0$ ,  $j$ ,  $F$  и  $E$  см. на фиг. 2. Если силу (2.22) обозначить через  $G$ , то уравнения движения (2.23) без нарушения общности сводятся к следующим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} &= 0; \quad v_x = \text{const} = 0, \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} &= F_y + G_y = \left( g_{0y} - \frac{H_0 B \gamma}{4\pi \rho_0 D} \right) \sigma, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} &= G_z = (g_{0z} + \gamma c_0^2) \sigma. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Частное решение этой системы есть

$$v_x = 0; \quad \omega v_y = \left( g_{0y} - \frac{H_0 B \gamma}{4\pi \rho_0 D} \right) \sigma; \quad \omega v_z = (g_{0z} + \gamma c_0^2) \sigma. \quad (2.50)$$

Напряжение электрического поля (2.9), очевидно, будет иметь компоненты

$$E_x = -\frac{1}{c\omega} \left( g_{0y} - \frac{H_0 B \gamma}{4\pi \rho_0 D} \right) \sigma; \quad E_y = E_z = 0. \quad (2.51)$$

Линии тока при течении плазмы, согласно (2.50), определяются уравнением

$$z = \frac{g_{0z} + \gamma c_0^2}{H_0 B \gamma} y \equiv ky. \quad (2.52)$$

Рассмотрим угловой коэффициент этой прямой  $k$ . Для этого запишем систему уравнений (2.30) при  $\alpha = \beta = 0$ , заменив  $\gamma$  на  $-\gamma$ :

$$D(\omega^2 - \gamma g_{0z} - \gamma^2 c_0^2) = 0, \quad (2.53a)$$

$$(\omega^2 - h^2 \gamma^2) A + DH_0 \gamma g_{0x} = 0, \quad (2.53b)$$

$$(\omega^2 - h^2 \gamma^2) B + DH_0 \gamma g_{0y} = 0, \quad (2.53b)$$

$$\omega^2 C = 0. \quad (2.53r)$$

Если  $\omega^2 \neq 0$ , то из (2.53) следует:  $C = 0$  и в случае рассматриваемого нами плоского течения ( $g_{0x} = 0$ ),  $A = 0$  в соответствии с вышесказанным. Из условия  $D \neq 0$  (сжимаемая плазма) следует выражение (2.42) для  $\omega^2$  \*. Наконец, из (2.53) следует

$$\frac{B}{D} = -\frac{\gamma H_0 g_{0y}}{\omega^2 - h^2 \gamma^2}. \quad (2.54)$$

Подставив  $\frac{B}{D}$  в выражение  $k$  (2.52), получим

$$k = \frac{\omega^2 - h^2 \gamma^2}{\gamma g_{0y}}. \quad (2.55)$$

Для сильного поля  $H_0 = 10^3$ , величина  $h^2 = 10^{17}$  и при  $\gamma = \frac{1}{L} = 10^{-9}$  величина  $h^2 \gamma^2 = 10^{-1}$ . При  $c_0 = 10^6$  величина  $\omega^2 \approx (\gamma c_0)^2 \approx 10^{-6}$ ; поэтому  $\omega^2 - h^2 \gamma^2 \approx -h^2 \gamma^2$  и величина

$$k \approx -\frac{h^2 \gamma^2}{\gamma g_{0y}} = -\frac{h^2 \gamma}{g_0 \sin \varphi} = -\frac{k_1}{\sin \varphi}, \quad (2.56)$$

где  $\varphi$  — угол между  $\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{g}_0$ . Здесь величина\*\*  $k_1 = \frac{h^2 \gamma}{g_0} \approx 10^4$ , т. е.  $k_1 \gg 1$ , поэтому при всяком  $\varphi$  величина  $k \gg 1$  ( $|k| > 10^4$ ). Следовательно, движение при любом  $\varphi$  будет практически всегда протекать вдоль силовой линии магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  (оси  $z$ ). Так как величина  $k$  очень велика, то небольшие колебания размера узла  $L$  (в 10—100 раз) не изменяют этого вывода, т. е. пучок траекторий узлов плотности будет очень узким. На фиг. 3 представлены схема-

\* Нетрудно заметить, что в случае несжимаемости  $D = 0$ ,  $\omega = \pm h\gamma$ , и мы получаем решение Альфвена  $v_y = -\frac{B}{V 4\pi \rho_0} e^{h\gamma t - \gamma z}$ , которое при  $\gamma = i \frac{\omega}{h}$  представляет из себя поперечную магнитогидродинамическую волну.

\*\* Величина  $k_1 = \frac{h^2 \gamma}{g_0} = \frac{H_0^2}{4\pi g_0 \rho_0 L}$  есть отношение магнитной энергии внешнего поля к гравитационной потенциальной энергии узла или струи.



тически пучки линий тока для различных ориентаций магнитного поля  $H_0$  относительно силы гравитации. Направления движения определяются, очевидно, знаком  $\dot{v}_y$ , ( $\dot{v}_z > 0$ ). Рассмотренный случай сильного поля относится к протуберанцам 2-го класса.

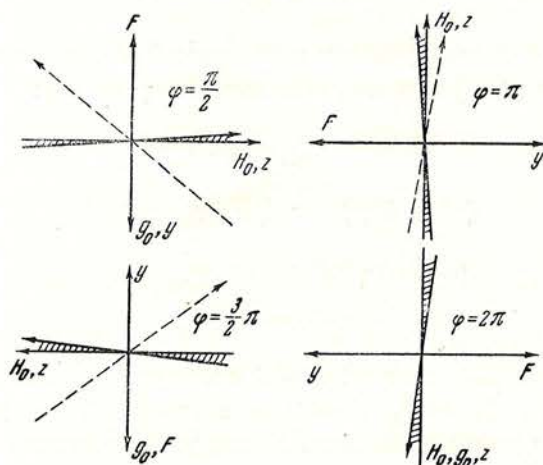
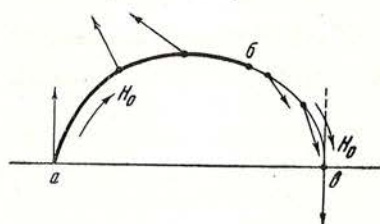


Рис. 3. Линии тока при различных углах между векторами  $H_0$  и  $g_0$

В случае слабого поля  $H_0 = 10$ ,  $h^2 = 10^{13}$  и  $h^{2\gamma^2} = 10^{-5}$ , так что выражение (2.56) остается приблизительно справедливым и в этом случае.

Но величина  $k_1$  будет здесь порядка единицы, так что  $k \approx \frac{1}{\sin \varphi}$  и только

при  $\varphi$ , близком к 0 или  $\pi$ , движение будет протекать вдоль силовых линий поля  $H_0$  (случай слабого поля схематически показан на фиг. 3 пунктиром).



Фиг. 4. Распределение направлений движения в различных местах силовой линии слабого поля  $H_0$

Эти заключения, возможно, имеют отношение к движению эруптивных протуберанцев. Если протуберанец расположен в виде дуги вдоль силовой линии слабого поля, то при возникновении перепада давления вдоль поля, теоретическое распределение направлений движения в этой дуге

будет довольно характерным и похожим на то, которое наблюдается в действительности: одна часть (аб) дуги будет подниматься, другая (бв) опускаться (фиг. 4), что должно привести к вытягиванию вещества протуберанца в виде изогнутой струи и отрыву этой струи от другой, опускающейся части протуберанца.

Оценим скорости рассматриваемого течения при помощи выражения (2.50). Имеем, согласно (2.54),

$$g_{0y} - \frac{H_0 B \gamma}{4\pi \rho_0 D} = g_{0y} \frac{\omega^2}{\omega^2 - h^2 \gamma^2}.$$

Следовательно, в соответствии с выражением (2.42) для  $\omega^2$

$$v_y = g_{0y} \frac{\omega \sigma}{\omega^2 - h^2 \gamma^2}; \quad v_z = \frac{\omega}{\gamma} \sigma.$$

Таким образом,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 = \frac{k^2 + 1}{k^2} \left( \frac{\omega \sigma}{\gamma} \right)^2,$$

где  $k$  определяется формулой (2.55). Как для сильного поля, так и для слабого величина  $\frac{k^2 + 1}{k^2}$  порядка единицы,  $\omega \approx 10^{-3}$ , и если размер неоднородности — около  $10^9$ , то скорость  $v \approx 10^6 \sigma$ , а при размере неоднородности около  $10^8$  скорость  $v \approx 10^7 \sigma$ . При колебаниях плотности  $\rho' \approx \rho_0$ , т. е.  $\sigma \approx 1$ , скорости получаются до 100 км/сек, т. е. близкие к наблюдаемым скоростям движения узлов в протуберанцах «электромагнитного» типа.

Ускорение

$$\dot{v} \approx \frac{\omega^2}{\gamma} \sigma,$$

очевидно, будет меньше величины  $\frac{\omega^2}{\gamma} = \gamma c_0^2 + g_{0z}$ , которая при  $g_{0z} = 0$  — порядка  $10^3$  см/сек<sup>2</sup>, а при  $g_{0z} = g_0$  — порядка  $10^4$  см/сек<sup>2</sup>. Таким образом, и вычисленные ускорения оказываются порядка тех, которые фактически наблюдаются у узлов и струй протуберанцев.

Оценим, наконец, какие перепады давления требуются, чтобы вызвать такие ускорения. Имеем

$$\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p}{L} \approx 10^3 \text{ см/сек}^2,$$

откуда при  $\rho = 10^{-12}$  и  $L = 10^9$  получим  $\Delta p \approx 1$  дине. Для равновесия

$$\left( \frac{\Delta p}{L} \right)_0 \approx g_0 \rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$$

и эта же величина  $(\Delta p)_0 \approx 30$  дин, так что достаточно относительного перепада давления в  $1/30$ , т. е. около нескольких процентов от равновесного перепада, чтобы вызвать необходимые ускорения.

### § 3. Влияние конечной проводимости на полученные результаты

Пусть  $\sigma_{\parallel}$  и  $\sigma_{\perp}$  — проводимость плазмы вдоль и поперек магнитного поля  $H_0$  соответственно. Тогда компоненты тока (2.5) будут

$$j_x = \sigma_{\perp} \left\{ E_x + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H})_x \right\}; \quad j_y = \sigma_{\perp} \left\{ E_y + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H})_y \right\};$$

$$j_z = \sigma_{\parallel} \left\{ E_z + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H})_z \right\}. \quad (3.1)$$

Ограничиваясь членами первого порядка в произведении  $\mathbf{v} \times \mathbf{H}$  из (3.1) получим

$$E_x = \frac{1}{\sigma_{\perp}} j_x - \frac{H_0}{c} v_y; \quad E_y = \frac{1}{\sigma_{\perp}} j_y + \frac{H_0}{c} v_x; \quad E_z = \frac{1}{\sigma_{\parallel}} j_z. \quad (3.2)$$



Следовательно, вместо уравнений (2.10) будем иметь

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_x}{\partial t} &= H_0 \frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{c}{\sigma_{\perp}} \frac{\partial j_y}{\partial z} - \frac{c}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial j_z}{\partial y}, \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= H_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{c}{\sigma_{\perp}} \frac{\partial j_x}{\partial z} + \frac{c}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial j_z}{\partial x},\end{aligned}\quad (3.3)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = -H_0 \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) - \frac{c}{\sigma_{\perp}} \left( \frac{\partial j_y}{\partial x} - \frac{\partial j_x}{\partial y} \right).$$

Уравнения движения остаются прежними, — в виде (2.23). Дифференцируя (3.3) по времени и используя уравнения движений (2.23), а также замечая, что уравнение для конденсаций (2.25) остается тем же, вместо (2.25) — (2.28), получим следующую основную систему уравнений:

$$-\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \frac{H_0}{4\pi\rho_0} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (\text{rot } \mathbf{H}')_y - \frac{\partial}{\partial y} (\text{rot } \mathbf{H}')_x \right] - c_0^2 \nabla^2 \sigma + \mathbf{g}_0 \nabla \sigma, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial^2 H'_x}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} (\text{rot } \mathbf{H}')_y + H_0 G_x \right] + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_y - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_z, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 H'_y}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[ -\frac{H_0}{4\pi\rho_0} (\text{rot } \mathbf{H}')_x + H_0 G_y \right] - \\ &- \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\partial^2}{\partial z \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_x + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_x,\end{aligned}\quad (3.6)$$

$$\left. \begin{aligned}\frac{\partial^2 H'_z}{\partial t^2} &= \frac{H_0^2}{4\pi\rho_0} \left[ \frac{\partial}{\partial y} (\text{rot } \mathbf{H}')_x - \frac{\partial}{\partial x} (\text{rot } \mathbf{H}')_y \right] + \\ &+ c_0^2 H_0 \left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \sigma}{\partial y^2} \right) - H_0 (g_{0x} \frac{\partial \sigma}{\partial x} + g_{0y} \frac{\partial \sigma}{\partial y}) + \\ &+ \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \left[ \frac{\partial^2}{\partial y \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_x - \frac{\partial^2}{\partial x \partial t} (\text{rot } \mathbf{H}')_y \right]\end{aligned} \right\} \quad (3.7)$$

Мы замечаем, что эта система отличается от системы (2.25) — (2.28) тем, что прибавляются члены, содержащие  $c^2/4\pi\sigma_{\perp}$  и  $c^2/4\pi\sigma_{\parallel}$  в правых частях уравнений. Следовательно, если подставить сюда решение в виде (2.29), то система условий для амплитуд будет отличаться от (2.30) только дополнительными членами, содержащими указанные множители. Если левые части уравнений (2.30) обозначить через  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  и  $S$  соответственно, то в рассматриваемом случае получим

$$P = 0,$$

$$\begin{aligned}Q + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} (A\gamma - C\alpha) \omega\gamma - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} (B\alpha - A\beta) \omega\beta &= 0, \\ R - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} (C\beta - B\gamma) \omega\gamma + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}} (B\alpha - A\beta) \omega\alpha &= 0, \\ S + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} [(C\beta - B\gamma) \omega\beta - (A\gamma - C\alpha) \omega\alpha] &= 0.\end{aligned}\quad (3.8)$$

В случае сохранения плоскопараллельной стратификации при возмущениях ( $\alpha = \beta = 0$ ) эта система будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 P &= 0, \\
 Q + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} A \omega \gamma^2 &= 0, \\
 R + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} B \omega \gamma^2 &= 0, \\
 S &= 0,
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

или, согласно (1.30),

$$\begin{aligned}
 D(\omega^2 - \gamma g_{0z} - \gamma^2 c_0^2) &= 0, \\
 \left(\omega^2 - h^2 \gamma^2 - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \omega \gamma^2\right) A + D H_{0g_{0x}} \gamma &= 0, \\
 \left(\omega^2 - h^2 \gamma^2 - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \omega \gamma^2\right) B + D H_{0g_{0y}} \gamma &= 0, \\
 \omega^2 C &= 0.
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Отсюда из первого условия ( $D \neq 0$ ) мы получаем значение  $\omega^2$  (2.42); из последнего уравнения следует  $C = 0$ . Остальные два уравнения дают нам, вместо уравнения (2.54), следующее:

$$\frac{B}{D} = - \frac{\gamma H_{0g_0}}{\omega^2 - h^2 \gamma^2 \left(1 + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \frac{\omega}{h^2}\right)}. \tag{3.11}$$

В случае сильного поля ( $h \approx 10^8$ ),  $\omega \approx \gamma c_0 \approx 10^{-3}$  и  $\sigma_{\perp} \approx 10^6$  имеем

$$\frac{c^2 \omega}{4\pi\sigma_{\perp} h^2} \approx 10^{-5}.$$

В случае слабого поля эта величина близка к  $10^{-1}$ . Таким образом, учет конечной проводимости практически не влияет на результаты, полученные в § 2: течения плазмы под действием некомпенсированных гравитаций перепадов давления будут протекать практически вдоль силовых линий также и в случае конечной проводимости. В случае несжимаемости  $D = 0$  и фундаментальная частота, согласно (3.10), определяется уравнением

$$\omega^2 - \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} \omega \gamma^2 - h^2 \gamma^2 = 0. \tag{3.12}$$

Если решение имеет вид волны  $e^{i\omega t \pm \gamma z}$ , как это принимает Альфвен, то уравнение (3.12) дает для  $\gamma$  выражение

$$\gamma^2 = - \frac{\omega^2}{h^2 + \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}} i \omega},$$

или, так как скорость волны  $V = h$ ,

$$\gamma = \frac{i\omega}{V} \left(1 + \frac{i\omega c^2}{4\pi\sigma_{\perp} V^2}\right)^{-1/2},$$

что совпадает с выражением для затухания магнитогидродинамических волн, найденным Альфвеном [3, стр. 103].



Таким образом, рассматривая еще раз систему условий (2.53а)—(2.53г) или (3.10) для основных частот  $\omega$  и амплитуд движений плазмы в магнитном поле, приходим к выводу, что только в случае несжимаемой среды ( $D = 0$ ) возможны поперечные магнитогидродинамические волны Альфвена, распространяющиеся со скоростью  $V = h$ . Это обстоятельство имеет свою историческую параллель в попытках объяснения Френелем световых волн как упругих колебаний эфира: только при допущении несжимаемости эфира Френель мог объяснить поперечность колебания световых волн. Эффект сжимаемости исключает возможность распространения чисто поперечных волн, поэтому волны Альфвена едва ли могут иметь отношение к реальной газовой плазме; возможно, что они дадут хорошее приближение к действительности только в случае жидкостей.

#### § 4. Волновые движения и их гравитационное затухание

Рассмотрим теперь волновые движения вида

$$e^{i\omega_1 \left( t \pm \frac{\alpha_1 x + \beta_1 y + \gamma_1 z}{V} \right)}, \quad (4.1)$$

которые, очевидно, также удовлетворяют системе основных уравнений (2.25)—(2.28) малого движения магнитогидродинамики. Здесь  $\alpha_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\gamma_1$  — направляющие косинусы нормали к фронту волны,  $V$  — скорость волны,  $\omega_1$  — частота. Выражение для  $\omega_1$  в случае сжимаемой среды ( $D \neq 0$ ) мы, очевидно, получим из уравнения (2.37), полагая

$$\omega = i\omega_1; \quad \alpha = i \frac{\omega}{V} \alpha_1 = ik\alpha_1, \text{ и т. д.}, \quad (4.2)$$

где  $k = \frac{\omega_1}{V} = 2\pi/\lambda$  — волновое число. Величины  $g$  и  $b$  (1.32) в этом случае будут

$$g = ikg_0(\alpha_1\alpha_2 + \beta_1\beta_2 + \gamma_1\gamma_2) = ikg_0 \cos \psi; \quad b = -k^2, \quad (4.3)$$

где  $(\alpha_2, \beta_2, \gamma_2)$  — косинусы углов, образованных вектором  $g_0$  с осями координат, так что  $\psi$  — угол между нормалью к фронту волны и направлением силы тяжести. Произведя эти замены, вместо (2.37), получим

$$2 \frac{\omega_1^2}{k^2 h^2} = 1 + p_1^2 + \frac{q_1^2 \cos \psi}{k} i \pm \left[ \left( 1 + p_1^2 + \frac{q_1^2 \cos \psi}{k} i \right)^2 - 4 \left( p_1^2 \gamma_1^2 + i \frac{q_1^2}{k} \gamma_1 \gamma_2 \right) \right]^{1/2}, \quad (4.4)$$

где

$$p_1^2 = \frac{c_0^2}{h^2}; \quad q_1^2 = \frac{g_0^2}{h^2}. \quad (4.5)$$

В отсутствии гравитации ( $g_0 = 0$ )

$$\frac{2\omega_1^2}{k^2 h^2} = 1 + p_1^2 \pm \left[ (1 + p_1^2)^2 - 4p_1^2 \gamma_1^2 \right]^{1/2}. \quad (4.6)$$

Так как наименьшее значение функции  $\frac{1+p_1^2}{2p_1^2}$  равно единице, то выражение под радикалом существенно положительно и меньше  $1 + p_1^2$ ,

следовательно, в отсутствии гравитации волны распространяются без затухания. В частности, в направлении  $\gamma_1=1$ , т. е. вдоль внешнего магнитного поля, получаются, согласно (4.6), две волны с различными скоростями: обычная звуковая волна со скоростью  $V_1=\pm c_0$  и магнитогиродинамическая волна со скоростью  $V_2=\pm h$ ; эта последняя волна, однако, совместима только с условием несжимаемости  $D=0$ , как это видно из (1.53а—г). В случае  $\gamma_1=0$  мы имеем дело с волной, распространяющейся поперек поля со скоростью

$$V_2 = \sqrt{h^2 + c_0^2}. \quad (4.7)$$

Мы показали (в § 2), что в интересующих нас случаях величина  $p_2^4 \ll 1$ , поэтому выражение (4.4) можно с достаточной степенью точности записать в виде

$$2 \frac{V^2}{h^2} = 2 \frac{\omega_1^2}{k^2 h^2} = 1 + \frac{q_1^2 \cos \psi}{k} i \pm \left[ \left( 1 + \frac{q_1^2 \cos \psi}{k} i \right)^2 - 4i \frac{q_1^2}{k} \gamma_1 \gamma_2 \right]^{1/2}. \quad (4.8)$$

Рассмотрим первый случай: магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  параллельно или антипараллельно силе гравитации, т. е.  $\gamma_2=\pm 1$  ( $\alpha_2=\beta_2=0$ ). Если волна распространяется вдоль поля  $\mathbf{H}_0$  ( $\gamma_1=+1$ ) или противоположно ему ( $\gamma_1=-1$ ), то, выбирая в обоих случаях решение, конечное при  $z=\infty$ , получим из (4.1) затухающие волны вида

$$e^{-\sigma \left( t + \frac{z}{V} \right)} \cos \sigma \left( t + \frac{z}{V} \right),$$

где, согласно (4.5), декремент затухания

$$\sigma = \sigma_1 = \sqrt{\frac{k}{2}} q_1 h = \sqrt{\frac{k}{2} g_0}. \quad (4.9)$$

В этом случае декремент практически не зависит от напряженности поля  $\mathbf{H}_0$  и определяется только гравитацией. Волны, идущие поперек поля  $\mathbf{H}_0$  и, следовательно, поперек  $g_0$  ( $\gamma_1=0$ ,  $\cos \psi=0$ ) распространяются со скоростью  $V_2$ , определяемой выражением (4.7), т. е. так, как если бы гравитации не было.

Обратимся ко второму случаю, когда магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  перпендикулярно силе гравитации  $g$ , ( $\alpha_2=\gamma_2=0$ ,  $\beta_2=1$ ). Здесь волны, идущие поперек поля (т. е. вдоль направлений  $\pm g_0$ ), затухают с декрементом

$$\sigma = \sigma_2 = \frac{kh}{2} \sqrt{-1 + \sqrt{1 + \frac{q_1^4}{k^2}}}. \quad (4.10)$$

Волны же, идущие со скоростью  $V_2$  вдоль поля  $\mathbf{H}_0$  (т. е. поперек силы гравитации  $g$ ) — незатухающие. Хотя эффект затухания волн возникает из-за гравитации, но декремент затухания, в отличие от обычного гравитационного затухания (например, звуковых волн), зависит от расположения магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  относительно силы гравитации.



Оценим теперь декременты гравитационного затухания. Для волны с длиной  $\lambda$  порядка неоднородностей хромосферы ( $\approx 10^8$ ) величина  $k \approx 10^{-7}$ , так что  $\sigma_1 \approx 10^{-1}$  и время затухания — порядка десятка секунд в случае магнитного поля  $H_0$ , параллельного гравитации  $g_0$ .

Для сильного поля  $H_0 = 10^3$ , согласно (4.5), величины  $h^2 = 10^{16}$ ,  $g_0 \approx 10^4$ ,  $q_1^2 \approx 10^{-12}$ , а величина  $\frac{q_1^2}{k} \approx 10^{-4}$ , так что  $\frac{q_1^4}{k^2} \ll 1$ . В случае слабого поля  $H_0 = 10$  величина  $\frac{q_1^2}{k} \approx 10^{-1}$  и  $\frac{q_1^4}{k^2} \approx 10^{-2}$ . Поэтому в любых условиях, вместо выражения (4.10), для  $\sigma_2$  можно пользоваться выражением

$$\sigma_2 \approx \frac{h}{2V_2} q_1^2 = \frac{1}{2V_2} \frac{g_0}{h}, \quad (4.11)$$

если подставить выражение  $q_1^2$ , определяемое уравнением (4.5). Для сильного поля декремент  $\sigma_2$  будет порядка  $10^{-4}$ , а для слабого — порядка  $10^{-2}$ , т. е. в случае магнитного поля  $H_0$ , перпендикулярного гравитации  $g_0$ , время затухания волнового движения тем больше, чем больше напряженность магнитного поля, и заключено в пределах от одной минуты (поле  $H_0 = 10$  гаусс) до нескольких часов (при поле  $H_0 = 10^3$  гаусс).

Итак, мы приходим к заключению, что без затухания магнитогидродинамические волны распространяются только вдоль поверхности Солнца. Волны, идущие вдоль вертикали, затухают тем быстрее, чем ближе к вертикали вектор магнитного поля  $H_0$ . Когда вектор магнитного поля направлен вдоль вертикали, затухание таких волн практически мгновенно; если вектор поля  $H_0$  направлен вдоль поверхности Солнца, то волны, идущие вдоль вертикали, затухают тем медленнее, чем больше напряженность поля (практически — за промежуток времени от одной минуты для слабых полей до нескольких часов для сильных полей). При этом период колебания рассматриваемых вертикальных волн сравним со временем их затухания.

Когда основные расчеты этой работы были завершены, нам пришлось познакомиться с работой ван-де-Холста [14], где также рассматриваются вопросы о малых волновых движениях в сжимаемом газе с точки зрения магнитогидродинамики. Ван-де-Холст сразу составляет уравнения для переменных, зависящих только от одной координаты для случая изотропной проводимости, но с учетом вязкости. Он не пошел дальше условий типа (2.31) и рассмотрения предельных случаев, хотя предельные переходы, как мы видели, здесь нетривиальны и могут привести к коренному изменению характера движения и поля. Основным упущением ван-де-Холста является то, что он пренебрег гравитацией ( $g_0 = 0$ ), которое [см. уравнение (2.58)] приводит его (при условии  $D \neq 0$ ) к системе двух волн — звуковой (2.53а) со скоростью  $V = c_0$  и магнитогидродинамической (2.53б — в) со скоростью  $V = h$  и с произвольными неопределенными амплитудами  $A, B, D$ . Тем самым этот автор упускает очень существенные особенности магнитогидродинамических движений космической плазмы, установленные в § 1.

Хотя полученные нами результаты еще преждевременно рассматривать как окончательное объяснение столь необычных движений в протуберанцах, они все же обнадеживают, указывая направление, разработка которого может оказаться решающей для этой важной проблемы солнечной физики.

#### Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. ДАН СССР 82, № 1, 25, 1952.
2. А. Б. Северный и В. Л. Хохлова. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 3, 1952.
3. Х. Альфвен. Космическая электродинамика. ИЛ, 1952, § 3, 4.
4. П. Е. Колпаков. Астрон. журн. 28, в. 6, 443, 1951.
5. П. Е. Колпаков. Астрон. журн. 29, в. 6, 638, 1952.
6. Т. Г. Каулинг. Сб. «Современные проблемы астрофизики и физики Солнца». ИЛ, 1951, М., стр. 173.
7. С. Б. Пикельнер. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 99, 1951.
8. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика, гл. III, § 20. Гостехиздат, 1952.
9. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 3, 1952.
10. G. Hale. Ap. J. 28, 100, 1908.
11. В. А. Крат. Изв. Главн. астрон. обсерв. в Пулкове 16, в. 6, 1947.
12. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 1, ч. 2, стр. 1, 1948.
13. E. P. Gross. Phys. Rev. 82, 232, 1951.
14. Problems of Cosmical Aerodyn., 1951; Internat. Union of Theoret. a. Applied Mechanics a. Internat. Astron. Union.



ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ  
В СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛАХ*О. Н. Митропольская*

На спектрогелиоскопе в комбинации со спектрографом получены спектры факела и прилегающей фотосферы. Флоккул, связанный с факелом, напоминал вспышку: был очень ярк и просуществовал только один день. Измерены эквивалентные ширины 44 линий. Построенные по 34 линиям железа кривые роста для факела и фотосферы незначительно отличаются по форме и сдвинуты относительно друг друга вдоль оси абсцисс, что является результатом большей ионизации атомов железа в факеле. Интерполяция эквивалентных ширин по данным для Солнца и для более горячих звезд позволяет оценить превышение температуры в факеле по сравнению с фотосферой в  $187^\circ$ , если считать факел подобным звезде с более высокой температурой. Это превышение температуры относится к температуре ионизации: температура возбуждения в факеле ниже, чем в фотосфере.

Уменьшение эквивалентных ширин H и K линий  $\text{Ca}^+$  позволило оценить избыток излучения за пределами серии Лаймана в предположении, что добавочная ионизация  $\text{Ca}^+$  производится этим излучением. Температура излучения оказалась равной  $8000^\circ$ .

Контуры водородных линий в спектре данного факела приподняты сравнительно с фотосферой не только в центральных частях, но и в крыльях. Это должно быть, как показывают приводимые в статье соображения, следствием понижения температуры и уменьшения возбуждения водорода в тех нижних слоях факела, где образуются крылья водородных линий. Оценивается разность температуры, оказавшаяся порядка  $100^\circ$ , и разная для разных линий, образующихся на разной глубине. Изучение этого эффекта для факелов, находящихся на различных расстояниях от центра, позволит определить распределение температуры в факеле по высоте.

Настоящее исследование является продолжением работы [6].

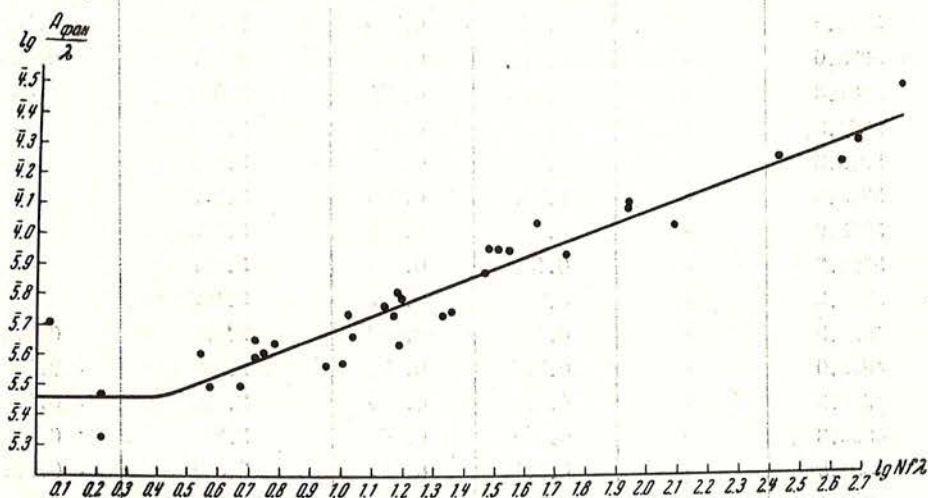
## § 1. Построение кривой роста факела

Изучение спектров — основной метод исследования физических условий в солнечных факелах. Спектры факелов изучались рядом авторов [1, 2, 3, 4].

С 1947 г. в Крымской астрофизической обсерватории началось систематическое фотографирование спектров факелов на спектрогелиоскопе Хэла в комбинации со спектрографом с линейной дисперсией  $8.2 \text{ \AA/мм}$ . Устройство этого инструмента и метод фотографирования спектров деталей при его помощи описаны в статье [5]. Результаты обработки спектра одного из факелов, полученных таким образом, и некоторые выводы о физических условиях в факеле опубликованы в статье [6]. В ней построены

кривые роста для факела и для прилегающей к нему фотосферы, описаны результаты исследования инструмента и дана оценка точности полученного материала.

В дальнейшем представилось целесообразным проверить типичность результатов проведенного исследования и провести ту же самую работу для другого факела. Физические условия в разных факелах могут быть весьма различными, а потому построение кривой роста и исследование физических условий должно проводиться отдельно для каждого факела. Факел, выбранный для построения новой кривой роста, не был похож



Фиг. 1. Кривая роста факела

на обычные солнечные факелы. Он отличался особенно большой яркостью, чем напоминал скорее хромосферную вспышку\*.

Большую яркость этот факел имел только один день 13.IX 1950 г. Спектр факела получался на пластинках Ilford Hypersensitive Panchromatic. Способы наблюдений и обработки спектрограмм этого факела совершенно не отличались от способов наблюдений и обработки спектрограмм факела, описанного в [6]. Спектр факела получался три раза, сразу один после другого, чтобы иметь возможность определить эквивалентную ширину каждой линии как среднее из трех величин. Обращалось внимание на то, чтобы в дополнительную щель спектрогелиоскопа, выделяющую фотографироваемую деталь, попадало каждый раз излучение хотя и сравнительно большой, но одной и той же части факела. На основании полученных данных строились для факела и фотосферы кривые роста, представляющие собой графическую зависимость между эквивалентной шириной линии и числом поглощающих атомов, образующих данную линию. Для построения кривых роста были использованы относительные силы осцилляторов, определенные экспериментально [7] и теоретически [8] в предположении связи Рассела — Саундерса. Для построения

\* Спектр факела был получен Э. Р. Мустелем.



Таблица 1

| $\lambda$                                         | Элемент | $A_{\text{фот}}$ | $A_{\text{фак}}$ | Потенциал возбуждения нижнего уровня | $\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$ |
|---------------------------------------------------|---------|------------------|------------------|--------------------------------------|---------------------------------------------|
| Линии, использованные при построении кривой роста |         |                  |                  |                                      |                                             |
| 5068.8                                            | Fe      | 0.160            | 0.150            | 2.927                                | 0.075                                       |
| 5263.3                                            | »       | 0.212            | 0.163            | 3.252                                | —                                           |
| 5266.6                                            | »       | 0.373            | 0.330            | 2.985                                | 0.136                                       |
| 5233.0                                            | »       | 0.472            | 0.401            | 2.927                                | 0.178                                       |
| 5281.8                                            | »       | 0.288            | 0.211            | 3.025                                | —                                           |
| 5302.3                                            | »       | 0.215            | 0.210            | 3.269                                | —                                           |
| 5215.2                                            | »       | 0.234            | 0.235            | 3.252                                | —                                           |
| 5283.6                                            | »       | 0.356            | 0.290            | 3.227                                | —                                           |
| 5339.9                                            | »       | 0.219            | 0.236            | 3.252                                | —                                           |
| 5393.2                                            | »       | 0.151            | 0.164            | 3.227                                | —                                           |
| 5324.2                                            | »       | 0.313            | 0.307            | 3.197                                | —                                           |
| 4903.3                                            | »       | 0.185            | 0.182            | 2.870                                | 0.023                                       |
| 4919.0                                            | »       | 0.396            | 0.434            | 2.853                                | —0.102                                      |
| 4920.5                                            | »       | 0.511            | 0.598            | 2.820                                | —0.178                                      |
| 4890.8                                            | »       | 0.446            | 0.446            | 2.863                                | 0                                           |
| 4891.5                                            | »       | 0.411            | 0.422            | 2.839                                | —0.030                                      |
| 4294.1                                            | »       | 0.396            | 0.396            | 1.478                                | —                                           |
| 4132.1                                            | »       | 0.543            | 0.437            | 1.601                                | —                                           |
| 4071.7                                            | »       | 0.815            | 0.722            | 1.601                                | —                                           |
| 4063.6                                            | »       | 0.978            | 0.840            | 1.551                                | —                                           |
| 4045.8                                            | »       | 1.462            | 1.299            | 1.478                                | —                                           |
| 4404.8                                            | »       | 0.808            | 0.827            | 1.551                                | —                                           |
| 4415.1                                            | »       | 0.562            | 0.559            | 1.601                                | —                                           |
| 5397.1                                            | »       | 0.258            | 0.254            | 0.911                                | —                                           |
| 5434.5                                            | »       | 0.208            | 0.204            | 1.007                                | —                                           |
| 5405.8                                            | »       | 0.256            | 0.237            | 0.986                                | —                                           |
| 5429.7                                            | »       | 0.363            | 0.326            | 0.954                                | —                                           |
| 5371.5                                            | »       | 0.340            | 0.295            | 0.954                                | —                                           |
| 5269.5                                            | »       | 0.693            | 0.597            | 0.855                                | —                                           |
| 4375.9                                            | »       | 0.300            | 0.278            | 0.000                                | 0.081                                       |
| 4427.3                                            | »       | 0.249            | 0.248            | 0.051                                | 0.005                                       |
| 4466.6                                            | »       | 0.209            | 0.228            | —                                    | —0.100                                      |
| 5125.1                                            | »       | 0.225            | 0.206            | —                                    | —                                           |
| 5090.8                                            | »       | 0.116            | 0.107            | —                                    | —                                           |

Таблица 1 (продолжение)

| $\lambda$                             | Элемент         | $A_{\text{фот}}$ | $A_{\text{фак}}$ | Потенциал возбуждения нижнего уровня | $\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$ |
|---------------------------------------|-----------------|------------------|------------------|--------------------------------------|---------------------------------------------|
| Линии для дополнительных исследований |                 |                  |                  |                                      |                                             |
| 4226.7                                | Ca              | 2.111            | 1.731            | 0.00                                 | +0.222                                      |
| 5895.9                                | Na              | 0.691            | 0.694            | 0.00                                 | —                                           |
| 5890.0                                | Na              | 1.263            | 0.989            | 0.00                                 | —                                           |
| 5183.7                                | Mg              | 1.643            | 1.508            | 2.705                                | —                                           |
| 5172.7                                | Mg              | 1.411            | 1.248            | 2.700                                | —                                           |
| 5167.4                                | Mg              | 1.110            | 1.092            | 2.697                                | —                                           |
| 5018.4                                | Fe <sup>+</sup> | 0.232            | 0.290            | 2.879                                | -0.247                                      |
| 4924.0                                | Fe <sup>+</sup> | 0.306            | 0.290            | 2.879                                | +0.054                                      |
| 3933.7                                | Ca <sup>+</sup> | 13.08            | 11.90            | 0.0                                  | +0.102                                      |
| 3968.5                                | Ca <sup>+</sup> | 10.21            | 9.31             | 0.0                                  | +0.103                                      |

Здесь  $A$  — эквивалентная ширина линии,  $\lg \frac{N_{\text{фот}}}{N_{\text{фак}}}$  — логарифм отношения чисел атомов фотосферы и факела, полученный при помощи кривой роста.

горизонтальной части кривой роста и части, соответствующей затуханию, было отобрано 34 линии нейтрального железа. Эквивалентные ширины всех измеренных линий даны в табл. 1. Часть кривой роста, соответствующую линейной зависимости между числом атомов и эквивалентной шириной, построить не удалось из-за недостаточной дисперсии инструмента. Кривая роста строилась обычным методом — передвижением частей кривых роста, полученных по отдельным мультиплетам, параллельно оси абсцисс до совпадения. Кривая роста исследуемого факела приведена на фиг. 1. Как и в предыдущем случае [6], кривая роста этого факела отличается от кривой роста фотосферы положением на оси абсцисс, что свидетельствует только о том, что число атомов нейтрального железа в основном состоянии в факеле меньше, чем в фотосфере.

Форма кривой роста факела почти не отличается от формы кривой роста фотосферы. Тангенс угла наклона прямолинейной части кривой роста факела равен 0.39, фотосферы — 0.37. Вследствие практически одинаковой формы, можно использовать одну и ту же кривую роста для перевода эквивалентных ширин в числа атомов и для фотосферы и для факела.

## § 2. Некоторые соображения о соотношении температур факела и фотосферы

Если предположить, что факел по своим физическим свойствам может быть рассмотрен в первом приближении как звезда с более высокой температурой, чем температура Солнца, то можно определить разность



температур факела и прилегающей к нему фотосферы. В пользу такого предположения говорит поведение линий при переходе от фотосферы к факелу; эквивалентные ширины при этом изменяются в ту же сторону, что и эквивалентные ширины при переходе от Солнца к звездам более ранних классов. Это можно проследить по работам [9—11]. В работах [9, 10] даны эквивалентные ширины линий нейтральных элементов Ca, Mg, Na, Fe и  $\text{Ca}^+$  для многих звезд главной последовательности. С учетом этих данных была получена интерполяцией разность эффективной температуры факела и фотосферы, равная  $187^\circ$ . Для предыдущего факела она была равна  $64^\circ$  [6]. Полученная разность температур может служить некоторой количественной характеристикой факела: она свидетельствует о более сильном отличии условий в новом факеле от фотосферных. В работе Райта даны эквивалентные ширины почти всех линий, изученных нами, но только для двух звезд главной последовательности — Солнца и  $\delta$ Ф3 ( $\alpha$  Малого Пса). Линейная интерполяция с использованием этих данных дает среднюю величину разности эффективных температур факела и фотосферы, равную  $278^\circ$ .

Этот способ определения разности эффективных температур является первым приближением и справедлив в предположении, что состояние вещества (включая и электронное давление) в факеле такая же функция эффективной температуры,<sup>1</sup> как и в звездах главной последовательности.

Рассмотрение зависимости логарифма отношения  $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$  — числа атомов в  $n$ -м состоянии возбуждения в фотосфере и факеле\* — от потенциала возбуждения этого уровня  $\chi$  может дать представление о различии температур возбуждения в факеле и фотосфере. Есть указание на то, что с ростом потенциала возбуждения  $n$ -го уровня  $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$  растет [4].

Для рассматриваемых нами двух факелов также оказалось, что с ростом  $\chi$  величина  $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$  растет. Правда, разница эквивалентных ширин в факеле и фотосфере мала и искажена ошибками наблюдений, так что в каждом отдельном случае рост  $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$  выражен недостаточно четко. Однако если учесть, что различные факелы дают один и тот же ход  $\lg \frac{N_{n\text{фот}}}{N_{n\text{фак}}}$ , можно считать указанную зависимость установленной более или менее надежно (табл. 2).

Данные второго столбца для второго факела определяются разностью величин сдвига частей кривой роста, построенных по одним и тем же мульт-

\* Для линий с небольшим потенциалом возбуждения, которые только и были в нашем распоряжении.

триплетам, в факеле и фотосфере. Как следует из теории построения кривых роста, этот сдвиг дает интересное нас отношение  $\lg \frac{N_{\text{нфот}}}{N_{\text{нфак}}}$ .

Таблица 2

| $\chi$       | $\lg \frac{N_{\text{нфот}}}{N_{\text{нфак}}}$ | Число<br>линий |
|--------------|-----------------------------------------------|----------------|
| Первый факел |                                               |                |
| 0            | 0.033                                         | 4              |
| 0.9          | 0.003                                         | 6              |
| 1.5          | 0.048                                         | 7              |
| 2.9          | 0.062                                         | 11             |
| Второй факел |                                               |                |
| 0.9          | 0.080                                         | 5              |
| 1.5          | 0.074                                         | 7              |
| 2.9          | 0.200                                         | 5              |

Для первого факела значение  $\lg \frac{N_{\text{нфот}}}{N_{\text{нфак}}}$  получалось по кривой роста переводом эквивалентных ширин в числа атомов. Из формулы Больцмана

$$\frac{N_n}{N_0} = \frac{g_n}{g_0} e^{-\chi/kT} \quad (1)$$

получаем соотношение

$$\lg N_{\text{нфот}} - \lg N_{\text{нфак}} = \lg N_{0\text{фот}} - \lg N_{0\text{фак}} + \chi \left( \frac{5040}{T_{\text{фак}}} - \frac{5040}{T_{\text{фот}}} \right), \quad (2)$$

где  $N_0$  — число атомов в основном состоянии,  $T$  — температура возбуждения.

Из соотношения (2) видно, что если, как выше указывалось,  $\lg \frac{N_{\text{нфот}}}{N_{\text{нфак}}}$  растет с  $\chi$ , то  $T_{\text{фот}} > T_{\text{фак}}$ . Для определения же количественной разницы температур точность материала пока не достаточна. Итак, в слое солнечной атмосферы, где образуются линии железа, температура возбуждения факела, по всем данным, меньше температуры возбуждения фотосферы. К этому вопросу мы еще вернемся в § 3.

Имеющиеся эквивалентные ширины линий железа для рассматриваемого факела позволяют сделать оценку разницы температуры ионизации в факеле и фотосфере. Число атомов, однажды ионизованных и находящихся в основном состоянии, обозначим  $N_+^{(0)}$ , нейтральных —  $N_0^{(0)}$ . Их отношение определяется формулой Саха

$$\frac{N_+^{(0)}}{N_0^{(0)}} n_e = \frac{g_+^{(0)}}{g_0^{(0)}} 2 \frac{(2\pi m k T_i)^{3/2}}{h^3} e^{-E/kT_i}. \quad (3)$$

Здесь  $n_e$  — число электронов в 1 см<sup>3</sup>,  $g_+^{(0)}$ ,  $g_0^{(0)}$  — статистические веса основных уровней ионизованного и нейтрального атомов,  $E$  — потенциал ионизации нейтрального атома,  $T_i$  — температура ионизации.



Число ионизированных атомов в состоянии возбуждения  $n$   $N_+^{(n)}$  связано с  $N_+^{(0)}$  соотношением (1), где  $T$  — температура возбуждения, не обязательно равная  $T_i$ . Из имеющегося материала можно было выбрать линии Fe и  $\text{Fe}^+$ , для которых потенциалы возбуждения нижнего уровня  $\chi_0$  и  $\chi_+$  одинаковы:  $\chi_0 = \chi_+ = \chi = 2.9$  э. в. При этом условии, как показано в [6], из (1) и (3) легко получить соотношение

$$\lg \left( \frac{N_+^{(n)}}{N_0^{(n)}} \right)_{\text{фак}} - \lg \left( \frac{N_+^{(n)}}{N_0^{(n)}} \right)_{\text{фот}} = \lg \frac{n_{\text{е фот}}}{n_{\text{е фак}}} + \frac{3}{2} \lg \frac{T_{i \text{ фак}}}{T_{i \text{ фот}}} - E \left( \frac{5040}{T_{i \text{ фак}}} - \frac{5040}{T_{i \text{ фот}}} \right). \quad (4)$$

Различие температур возбуждения в факеле и фотосфере в этом случае несущественно. Предположим сначала, что  $n_{\text{е фак}} = n_{\text{е фот}}$ . Температуру ионизации фотосферы примем равной  $T_{i \text{ фот}} = 5700^\circ$ . Из табл. 1 находим средние значения для линий с  $\chi = 2.9$

$$\lg \frac{N_{+ \text{ фак}}^{(n)}}{N_{+ \text{ фот}}^{(n)}} = 0.096; \quad \lg \frac{N_{0 \text{ фот}}^{(n)}}{N_{0 \text{ фак}}^{(n)}} = 0.013;$$

$$E = 7.83.$$

Из соотношения (4) получаем тогда

$$\Delta T = T_{\text{фак}} - T_{\text{фот}} = 83^\circ.$$

Наоборот, задав разницу температур, найдем отношение электронных концентраций (табл. 3).

Таблица 3

| $\Delta T$                                  | 0    | 100  | 200  | 300  | 500  |
|---------------------------------------------|------|------|------|------|------|
| $\frac{n_{\text{е фот}}}{n_{\text{е фак}}}$ | 1.28 | 0.95 | 0.71 | 0.54 | 0.31 |

Из оценки разности эффективных температур факела и фотосферы, описанной в начале этого параграфа, видно, что порядок этой разности равен  $200\text{--}300^\circ$ . Эта разница не может быть следствием различия температур возбуждения, так как имеет обратный знак. Если принять, что в основном различие эффективных температур обусловлено разностью в температуре ионизации, то из табл. 3 можно заключить, что электронная концентрация в факеле больше, чем в фотосфере, но вообще мало от нее отличается.

В отличие от линий других ионизированных элементов, линии H и K ионизированного кальция имеют в факеле меньшую эквивалентную ширину, чем в фотосфере. В работе [6] для объяснения такой особенности было предположено, что атомы  $\text{Ca}^+$  ионизируются избытком ультрафиолетового излучения за пределом серии Лаймана, который должен иметь место в активных областях, отчего в факелах эквивалентная ширина линий H и K уменьшается. В пользу такого предположения говорит то обстоятельство, что

атомы  $\text{Ca}^+$  отличаются от многих других ионизованных атомов тем, что у них коэффициент поглощения с основного уровня  $\sigma_v$  весьма медленно убывает\* от  $\lambda = 1044\text{\AA}$  в сторону более коротких длин волн. В [6] был описан метод оценки величины дополнительного излучения за пределом серии Лаймана, ответственного за ионизацию  $\text{Ca}^+$ . Примем, что излучение факела за пределом серии Лаймана имеет интенсивность  $I_v = C B_v(T)$ , где  $B_v(T)$  — функция Планка.

Сделав ряд упрощающих предположений, можно оценить  $C$  по формуле

$$C - 1 = (a - 1) \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{B_v \sigma_v}{h\nu} d\nu}{\int_{\nu_2}^{\infty} \frac{B_v \sigma_v}{h\nu} d\nu}, \quad (5)$$

где  $\nu_2$  соответствует длине волны  $912\text{\AA}$ ,  $\nu_0$  — длине волны  $1044\text{\AA}$ .

Введем величину  $a$ , определяемую соотношением  $\left(\frac{n_2}{n_1}\right)_{\text{фак}} = a \left(\frac{n_2}{n_1}\right)_{\text{фот}}$ , где  $n_2$  — число атомов  $\text{Ca}$  во втором состоянии ионизации,  $n_1$  — в первом. Величина  $a$  определялась из известных эквивалентных ширин линий  $\text{Ca}$  и  $\text{Ca}^+$  в факеле и фотосфере с применением формулы Саха. При этом принималось, что  $p_e = 20$  бар. Оказалось, что величина избытка ультрафиолетового излучения у границы серии Лаймана численно равна излучению черного тела при  $T = 8000^\circ$ .

### § 3. Водородные линии в факеле и фотосфере

На фиг. 2 приведены контуры линий водорода  $\text{H}_\alpha, \text{H}_\beta, \text{H}_\gamma, \text{H}_\delta$  для нашего яркого факела (верхний контур) и фотосферы (нижний контур). Крылья  $\text{H}_\gamma$  и  $\text{H}_\delta$  сильно искажены бледами, поэтому контуры этих линий не доведены до конца. Видно, что все контуры линий водорода подняты в факеле по сравнению с фотосферой; это отмечено специально статьей [12]. Такие же случаи общего поднятия контуров водородных линий имеют место и в некоторых других ярких факелах. Напротив, в большинстве случаев в факеле поднята только центральная часть контура, а крылья опущены по сравнению с фотосферой. Какие же соображения можно применить для объяснения общего подъема контуров в факеле по сравнению с фотосферой?

Подъем линий в крыльях не может быть результатом дополнительного излучения флоккула, так как дополнительное излучение должно быть сосредоточено лишь в узком центральном интервале длин волн, а не по всему контуру. Кроме того, если бы подъем крыльев в  $\text{H}_\delta$  и  $\text{H}_\gamma$  был результатом дополнительного излучения, то дополнительное излучение в линиях  $\text{H}_\alpha$  и  $\text{H}_\beta$  было бы исключительно велико, чего не наблюдается.

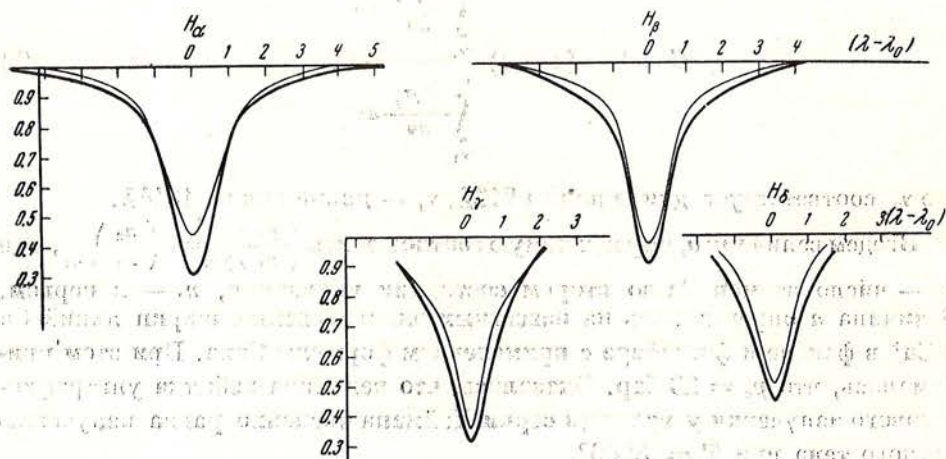
Подъем крыльев не может быть результатом уменьшения ширины линии вследствие увеличения ионизации водорода в факеле, так как для

\* Возможно, что он имеет даже максимум.



этого нужно очень большое увеличение температуры, тогда как температура факела отличается от температуры фотосферы всего на 200—300°. Кроме того, заметная ионизация водорода дала бы абсурдно большое значение  $n_e$  в факеле. Действительно, пусть степень ионизации водорода в факеле будет  $x$ . Тогда концентрация электронов в факеле не меньше  $(n_e)_H = n_H x$ . Если, например,  $x = 0.1$ , то  $n_e = 0.1 n_H$ . Далее, из табл. 13 ([13], стр. 276) для  $\tau = 0.48$  найдем  $\lg n_H = 17.09$  и электронное давление в факеле будет

$$p_e = n_e kT = 0.1 \cdot 1.3 \cdot 10^{17} \cdot 1.4 \cdot 10^{-16} \cdot 6 \cdot 10^3 = 11\,000 \text{ бар}$$



Фиг. 2. Контуры водородных линий в факеле и фотосфере

вместо 20 бар в солнечной атмосфере. Из табл. 3 видно также, что в факеле электронное давление очень мало отличается от фотосферного. Кроме того, подобное изменение  $n_e$  повлияло бы на степень ионизации всех элементов гораздо сильнее, чем это показывают наблюдения.

Остается предположить, что в тех слоях, где образуются крылья водородных линий, число поглощающих атомов водорода во втором состоянии возбуждения в факеле меньше, чем в фотосфере из-за меньшей температуры факела в этих слоях. Подсчитаем, при каких оптических глубинах образуются крылья линий водорода. Воспользуемся выражением коэффициента поглощения, выведенного для крыльев линий водорода ([13], стр. 162) в предположении, что расширяющим механизмом является межатомный эффект Штарка

$$\sigma_v^{(1)} = 321C \frac{p_e}{T} \cdot \frac{1}{(\lambda - \lambda_0)^{5/2}}, \quad (6)$$

где  $\sigma_v^{(1)}$  — рассчитано на один атом,  $p_e$  — электронное давление,  $T$  — температура,  $\lambda - \lambda_0$  — расстояние от центра линии (в Å),  $C$  — постоянная, имеющая свое значение для каждой линии. Чтобы получить коэффициент поглощения  $\sigma_v$ , рассчитанный на 1 см<sup>3</sup>, нужно умножить  $\sigma_v^{(1)}$  на число атомов водорода во втором квантовом состоянии  $n_H^{(2)}$ . Тогда

оптическая толща в крыльях водородных линий серии Бальмера  $\tau_{\lambda}^H$  при мет вид

$$\tau_{\lambda}^H = \int 324 C \frac{p_e}{T} \frac{n_H^{(2)} dh}{(\lambda - \lambda_0)^{5/2}}. \quad (7)$$

Коэффициент непрерывного поглощения в солнечной атмосфере определяется отрицательными ионами водорода. Оптическая толща в частотах непрерывного спектра выражается следующим образом:

$$\tau_{\lambda}^{\text{непр}} = \int n_H x_v(H^-) p_e dh, \quad (8)$$

где  $x_v(H^-)$  — коэффициент непрерывного поглощения, рассчитанный на один нейтральный атом водорода и на единицу электронного давления. Ионизация водорода в солнечной атмосфере так мала, что в (8) можно считать  $n_H$  равным полному числу атомов водорода. Интегрирование в обоих случаях проводится по  $h$ -линейному расстоянию каждого уровня от некоторого начального. Для ряда  $h$  были вычислены  $\tau_{\lambda}^{\text{непр}}$ , а также для трех значений  $\lambda - \lambda_0$  линии  $H_{\beta}$  были вычислены  $\tau_{\lambda}^H$  для различных  $h$ . Величины  $p_e$ ,  $n_H$  и  $T$  взяты из таблицы ([13], стр. 276) для солнечной атмосферы. Значения  $C$  для линий серии Бальмера даны там же (стр. 162),  $k_{\lambda}(H^-)$  взято из [14],  $n_H^{(2)}$  вычислено по формуле Больцмана. Оптическая толща в крыльях линии  $H_{\beta}$  для фиксированных  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$  приведена во втором, третьем и четвертом столбцах табл. 4 для трех уровней.

Таблица 4

| $h$ | $\tau_{\lambda}^{H_{\beta}}$    |                                   |                                 | $\tau_{\lambda}^{\text{непр}}$ |             |              |              | $n_v(H_{\beta})$<br>$\Delta\lambda = 1.64 \text{ \AA}$ |
|-----|---------------------------------|-----------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|-------------|--------------|--------------|--------------------------------------------------------|
|     | $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ | $\Delta\lambda = 1,6 \text{ \AA}$ | $\Delta\lambda = 2 \text{ \AA}$ | $H_{\alpha}$                   | $H_{\beta}$ | $H_{\gamma}$ | $H_{\delta}$ |                                                        |
| + 4 | 0.11                            | 0.03                              | 0.02                            | 0.550                          | 0.406       | 0.395        | 0.347        | 0.18                                                   |
| +14 | 0.21                            | 0.06                              | 0.04                            | 0.702                          | 0.510       | 0.505        | 0.442        | 0.31                                                   |
| +26 | 0.60                            | 0.17                              | 0.11                            | 0.877                          | 0.648       | 0.632        | 0.554        | 0.82                                                   |

Для остальных линий водорода оптические толщи в тех же частотах пропорциональны величине  $C$ . В пятом, шестом, седьмом и восьмом столбцах даны значения оптической толщи в непрерывном спектре около различных линий.

Из табл. 4 видно, что на тех уровнях фотосферы, где  $\tau_{\lambda}^{\text{непр}}$  имеет значение около 0.5, крылья линий водорода имеют  $\tau_{\lambda}^H$  около 0.1. Кроме того, в связи с ростом температуры и степени возбуждения водорода с глубиной коэффициент селективного поглощения растет быстрее, чем коэффициент поглощения в непрерывном спектре, так что крылья линий водорода образуются в самых низких фотосферных слоях. Повидимому, в этих слоях температура факела меньше\*, чем фотосферы, отчего  $n_H^{(2)}$  меньше и крылья линий водорода в факеле подняты по сравнению с фотосферой.

\* См., например, [13], стр. 316—317.



Чтобы подсчитать количественно разницу температур в этих слоях, необходимо задаться какой-нибудь моделью атмосферы. Воспользуемся упрощенной моделью, в которой предполагается, что величина  $\eta_\nu = \frac{\sigma_\nu}{\kappa_\nu} = \text{const}$ ; тогда решение уравнения переноса дает выражение для величины потока в данной частоте внутри линии относительно потока в соседнем непрерывном спектре ([13], стр. 137)

$$r_\nu = \frac{b_\nu + a_\nu q_\nu}{b_\nu + a_\nu \sqrt{3}} \cdot \frac{1 + \frac{2}{3}\sqrt{3}}{1 + \eta_\nu + \frac{2}{3}q_\nu}. \quad (9)$$

Мы измеряем, вообще говоря, не поток, а интенсивность, однако, поскольку факел находится не очень далеко от центра диска и контур водородных линий слабо зависит от расстояния от центра, ошибка будет несущественной. Величины  $a_\nu$  и  $b_\nu$  являются здесь коэффициентами разложения функции Планка  $B_\nu(T) = a_\nu + b_\nu \tau_\nu^{\text{непр}}$  (делается предположение, что такое разложение возможно)

$$q_\nu \approx \sqrt{3(1 + \eta_\nu)}. \quad (10)$$

Предположение  $\eta_\nu = \text{const}$  является, вообще говоря, весьма грубым; на самом деле  $\eta_\nu$  растет вместе с ростом температуры в глубь Солнца. Значения  $\eta_\nu$  для  $H_\beta$  и  $\Delta\lambda = 1.64\text{\AA}$  даны в девятом столбце табл. 4. Однако линии образуются в сравнительно тонком слое, поэтому такое предположение не может внести большой ошибки. Из таблицы видно, что, когда  $\tau_\nu^{\text{непр}}$  изменяется от 0.51 до 0.65,  $\eta_\nu$  для  $H_\beta$  при  $\Delta\lambda = 1.64\text{\AA}$  изменяется от 0.3 до 0.8. Более точно эффективное значение  $\eta_\nu$  можно определить из самих контуров линий, отдельно для каждой линии и для каждой длины волны в линии. Используя (9), строим для каждой линии график зависимости  $r_\nu$  от  $\eta_\nu$  и затем переходим от наблюдаемых значений  $r_\nu$  (фиг. 2) в фотосфере к  $\eta_\nu$ . Сравнение полученных таким образом значений  $\eta_\nu$  для линии  $H_\beta$  с вычисленными (табл. 4) показывает, что крылья образуются на глубине  $\tau_\nu^{\text{непр}} = 0.5\text{--}0.6$ . Приняв эту величину, определим при помощи табл. 4 глубину  $h$ , на которой в основном образуется каждая линия; при помощи же табл. 13 ([13], стр. 276) определим  $b_\nu/a_\nu$  для каждой линии, используя соотношение

$$\frac{b_\nu}{a_\nu} = \frac{1}{B(T)} \cdot \frac{dB(T)}{dT} \cdot \frac{dT}{d\tau}. \quad (11)$$

Оказывается, что  $\frac{b_\nu}{a_\nu}$  довольно слабо зависит от  $h$ , поэтому ошибка в  $\tau_\nu^{\text{непр}}$  мало скажется на результатах. Это же показывает, что линейное разложение функции Планка в первом приближении возможно. Для различных линий глубины, на которых они образуются, несколько различны, поэтому и  $\frac{b_\nu}{a_\nu}$  различно для разных линий.

Дифференцируя (9), находим

$$\Delta r = - \frac{1 + \frac{2}{3} \sqrt{3}}{\frac{b_v}{a_v} + \sqrt{3}} \cdot \frac{\frac{b_v}{a_v} + \frac{1}{2} q_v + \frac{b_v}{a_v} \cdot \frac{1}{q_v}}{(1 + \eta_v + \frac{2}{3} q_v)^2} \Delta \eta_v, \quad (12)$$

откуда

$$\frac{\Delta \eta_v}{\eta_v} = - \frac{\left( \frac{b_v}{a_v} + \sqrt{3} \right) \left( 1 + \eta_v + \frac{2}{3} q_v \right)^2}{\eta_v \cdot 2.15 \left( \frac{b_v}{a_v} + \frac{1}{2} q_v + \frac{b_v}{a_v} \cdot \frac{1}{q_v} \right)} \Delta r. \quad (13)$$

По контурам фиг. 2 находим  $\Delta r$  как разницу остаточной интенсивности в факеле и в фотосфере.

Используя найденные значения  $\eta_v$ ,  $\frac{b_v}{a_v}$  и  $\Delta r$ , находим при помощи (13)

$\frac{\Delta \eta_v}{\eta_v}$  для различных линий и разных частот в линии. Из определения  $\eta_v$  следует, что оно пропорционально числу атомов водорода во втором квантовом состоянии  $n_H^{(2)}$ . Действительно, согласно соотношениям  $\sigma_v = n_H^{(2)} \sigma_v^{(1)}$  и (6), а также предположению о том, что коэффициент непрерывного поглощения определяется поглощением отрицательными ионами водорода,  $\eta_v$  пропорционально  $\frac{n_H^{(2)}}{T \times_{\nu}(H^-)}$ . При этом изменение  $n_H^{(2)}$  с глубиной значительно существеннее, чем изменение  $k_{\nu}(H^-) \cdot T$ , вследствие экспоненциального характера формулы Больцмана, в которой, как в нашем случае, потенциал возбуждения равен 10.15 э. в. Поэтому можно написать

$$\frac{\Delta \eta_v}{\eta_v} = \frac{\Delta n_H^{(2)}}{n_H} = \Delta \ln n_H^{(2)} \approx d \left( - \frac{h\nu}{kT} \right) = \frac{h\nu}{kT} \cdot \frac{\Delta T}{T}, \quad (14)$$

так как

$$\frac{n_H^{(2)}}{n_0} = \frac{g_2}{g_0} e^{-h\nu/kT}.$$

При этом  $T$  принимается соответствующим уровню образования крыла линии, а  $h\nu$  здесь соответствует линии  $L_{\alpha}$ . Из соотношения (14) находим интересное нас  $\Delta T$ . Окончательные результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

| $\Delta\lambda, \text{\AA}$ | $\Delta\eta_v/\eta_v$ | $\Delta T$ | $\Delta\lambda, \text{\AA}$ | $\Delta\eta_v/\eta_v$ | $\Delta T$ |
|-----------------------------|-----------------------|------------|-----------------------------|-----------------------|------------|
| 1                           | 0                     | 0          | 0.5                         | 0.480                 | 140        |
| $H_{\alpha}$ 2              | 0.25                  | 70         | $H_{\gamma}$ 0.74           | 0.425                 | 124        |
| 3                           | 0.50                  | 141        | 1                           | 0.300                 | 89         |
| 1                           | 0.159                 | 46         | $H_{\delta}$ 0.41           | 0.021                 | 130        |
| $H_{\beta}$ 1.64            | 0.153                 | 46         | 0.74                        | 0.014                 | 86         |
| 2                           | 1.156                 | 46         |                             |                       |            |



Понижение температуры в факеле оказывается сравнительно небольшим. Различие для разных линий естественно, так как они образуются в разных слоях. Довольно значительный разброс отчасти объясняется неуверенным определением из наблюдений малой разности  $\Delta\tau$ .

Итак, наблюдаемый подъем контуров линий в рассмотренном факеле может быть объяснен тем, что крылья линий образуются в тех слоях, где температура факела\* меньше температуры фотосферы примерно на  $100^\circ$ . У других факелов слой с уменьшенной  $T$  может быть ниже или выше слоя образования крыльев водородных линий, а поэтому описанный эффект не наблюдается. Вообще, если факел находится далеко от центра и виден как светлое пятно, мы, в связи со специфическим распределением температуры в факелах ([13], стр. 316—317), видим более горячие слои. В этом случае можно ожидать, что крылья линий водорода в факеле будут опущены сравнительно с фотосферой. Интересно изучить изменение  $\Delta\tau$  в разных факелах в зависимости от расстояния этих факелов от центра, используя фотоэлектрическую методику для увеличения точности. Это даст возможность определить разность температур факела и фотосферы на разных глубинах, оценить глубину слоя с пониженной температурой\*\*. О том, что такой слой имеется, говорит найденное в § 2 по линиям железа соотношение  $T_{\text{возб, фак}} < T_{\text{возб, фот}}$ . Правда, температура ионизации, определенная по линиям железа, в факеле больше. Но это может быть результатом действия ионизирующего излучения флоккула, расположенного над факелом.

Выражаю глубокую благодарность Э. Р. Мустелю за ценные указания при выполнении этой работы.

### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Амбарцумян и Н. А. Козырев. Циркуляры Пулковской обсерватории, № 2, 1931.
2. C. John. Centr. Jeff. Phys. Lab. 15.
3. P. Kremer. Proc. Amst. Akad. 33, 379, 1939.
4. Т. В. Крат. Астрон. журн. 24, 329, 1947.
5. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
6. О. Н. Митропольская. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 93, 1952.
7. R. King a. A. King. Ap. J. 82, 377, 1935; 87, 24, 1938.
8. P. ten Bruggencate u. H. Klüber. Zs. Astroph. 18, 284, 1939.
9. E. Williams. PASP. 48, 113, 1936.
10. A. Thackeray. M. N. 109, 436, 1949; 94, 539, 1934; 97, 107, 1936.
11. K. Wirght. Publ. Astroph. Obs. Victoria 8, № 1, 1949.
12. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 3, 1951.
13. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
14. S. Chandrasekhar a. F. Green. Ap. J. 104, 430, 1946.

\* И вообще тех факелов, где наблюдается повышение контуров водородных линий.

\*\* Существованием слоя факела с пониженной температурой объясняется между прочим факт невидимости факела в центре диска.

## К ВОПРОСУ О МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ ФЛОККУЛОВ В ЛИНИЯХ $H_2$ и $K_2$

*Э. Р. Мустель*

В настоящей работе рассматривается роль рекомбинаций в свечении линий  $H_2$  и  $K_2$  спектра флоккулов. Показано, что при наличии одних только рекомбинаций энергия, излучаемая в линии 3706 Å, должна быть не на много меньше энергии, излучаемой в линии  $H_2$ . Это противоречит наблюдениям автора — линии 3706 и 3737 Å не показывают никакого излучения; следовательно, механизмом флоккульного свечения в линиях  $H_2$  и  $K_2$  не являются рекомбинации. Этот результат согласуется с более ранними выводами автора [1, 2], где также показано, что механизмом свечения флоккулов в линиях  $H_2$  и  $K_2$  является электронный удар.

В предварительном сообщении [1], а также в более подробной работе [2] автор представил аргументы в пользу того, что механизмом свечения флоккулов в линиях  $H_2$  и  $K_2$  является возбуждение атомов  $Ca^+$  электронным ударом. Напротив, рекомбинации не должны играть здесь сколько-нибудь значительной роли.

Утверждение, что механизмом флоккульного свечения в  $H_2$  и  $K_2$ -линиях являются не рекомбинации, основывалось в указанных работах на следующем:

а) В случае чисто рекомбинационного механизма линия  $H_\alpha$  во флоккулах была бы на три порядка ярче линии  $K_2$ .

б) Число квантов, излучаемых флоккулами в  $H_2$  и  $K_2$ -линиях оказывается значительно большим, чем следует из рекомбинационных расчетов.

Мы приводим здесь новый аргумент в пользу сказанного. Рассмотрим вновь рекомбинационный механизм. Нашей задачей будет сравнение интенсивностей линий 3737 и 3706  $Ca^+$ , с одной стороны, и линий  $H_2$  и  $K_2$ , с другой, считая основным механизмом свечение рекомбинации. Обратимся для этого к схеме уровней атомов однажды ионизованного кальция.

Каждый электрон, захватываемый на уровень  $5^2S_{1/2}$ , должен тотчас же опускаться на уровень  $4^2P_{3/2}$  или уровень  $4^2P_{1/2}$ . Вероятность обоих переходов по порядку одинакова. Далее, легко подсчитать, что вероятность переходов с уровня  $5^2S_{1/2}$  вверх, по сравнению с переходами вниз, весьма мала. Поэтому при наличии стационарности можно считать, что каждый



захват электрона на уровень  $5^2S_{1/2}$  ведет к излучению кванта или в частоте линии 3737, или в частоте линии 3706Å.

Рассмотрим теперь захваты электрона на уровень  $4^2P_{3/2}$  или  $4^2P_{1/2}$ . Попад на уровень  $4^2P_{3/2}$ , электрон может опускаться или на уровень  $4^2S_{1/2}$ , или на уровни  $3^2D_{3/2}$  и  $3^2D_{5/2}$ . Попад на уровень  $4^2P_{1/2}$ , электрон может опуститься или на уровень  $4^2S_{1/2}$ , или на уровень  $3^2D_{3/2}$ .

Однако в обоих случаях наиболее вероятен переход электрона на уровень  $4^2S_{1/2}$ . Кроме того, так же как и в предыдущем случае, переходами с уровней  $4^2P_{3/2}$  и  $4^2P_{1/2}$  вверх можно пренебречь. Иначе говоря, в стационарном состоянии каждый захват электрона на уровень  $4^2P_{3/2}$  сопровождается в большинстве случаев переходами на уровень  $4^2S_{1/2}$ , создающими линию К; каждый захват электрона на уровень  $4^2P_{1/2}$  сопровождается в большинстве случаев переходами на уровень  $4^2S_{1/2}$ , создающими линию Н.

Таким образом, при наличии чисто рекомбинационного механизма мы по интенсивности рассмотренных линий можем непосредственно судить о числе захватов на соответствующие уровни и, наоборот, рассчитывая вероятности захватов электронов на уровни  $5^2S_{1/2}$ ,  $4^2P_{3/2}$  и  $4^2P_{1/2}$ , можем делать заключения о предполагаемой интенсивности линий  $H_2$  и  $K_2$ , с одной стороны, и линий 3737 и 3706Å с другой. Такими расчетами мы сейчас и займемся. А именно, мы сравним вероятности захватов на уровень  $5^2S_{1/2}$  и уровень  $4^2P_{1/2}$ .

В соответствии с ([4], формула (8.25)), число захватов  $Z_{\Phi, p}^k$ , совершающихся в 1 сек, в  $1 \text{ см}^3$  на какой-либо уровень  $kr$ —раз ионизованного атома можно записать так:

$$Z_{\Phi, p}^k = n_e n_{r+1} 4\pi \left( \frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty (\beta_v)_k e^{-\frac{m_e v^2}{2kT_e}} v^3 dv, \quad (1)$$

где

$$(\beta_v)_k = \frac{g_{r,k} v^2 h^2}{u_{r+1} c^2 m_e^2 v^2} (k_v)_k \quad (2)$$

есть коэффициент фоторекомбинаций на уровень  $k$ , а  $(k_v)_k$  — коэффициент фотоэлектрического поглощения с уровня  $k$ . Остальные обозначения см. [4].

Уровню  $5^2S_{1/2}$  мы припишем индекс  $k$ , уровню  $4^2P_{1/2}$  индекс  $i$ . Тогда для отношения числа захватов на уровни  $5^2S_{1/2}$  и  $4^2P_{1/2}$  получим

$$\frac{Z_{\Phi, p}^k}{Z_{\Phi, p}^i} = \frac{g_{r,k}}{g_{r,i}} \frac{\int_{v_k}^\infty \frac{\chi_{r,k}}{e^{\frac{\chi_{r,k}}{kT_e}}} (k_v)_k v^2 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} dv}{\int_{v_i}^\infty \frac{\chi_{r,i}}{e^{\frac{\chi_{r,i}}{kT_e}}} (k_v)_i v^2 e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} dv}, \quad (3)$$

где  $\chi_{r,k}$ ,  $\chi_{r,i}$  — энергия связи соответственно уровней  $5^2S_{1/2}$  и  $4^2P_{1/2}$ , причем  $\chi_{r,k} = h\nu_k$ ;  $\chi_{r,i} = h\nu_i$ .

При переходе от  $\nu$  к  $\nu_i$  мы воспользовались очевидной формулой

$$h\nu = \frac{1}{2}m_e v^2 + \chi_{r,k(i)}. \quad (4)$$

Для обоих уровней  $5^2S_{1/2}$  и  $4^2P_{1/2}$  статистические веса

$$g_{r,k} = g_{r,i} = 2.$$

Основной вопрос, возникающий при применении (3), это вопрос о коэффициентах поглощения  $(k_\nu)_k$  и  $(k_\nu)_i$ . Для коэффициента фотоэлектрического поглощения  $(k_\nu)_i$  с уровня  $4^2P$  мы можем взять результаты квантовомеханических расчетов [5]. Для уровня  $5^2S_{1/2}$  соответствующих расчетов не имеется. Однако с несомненностью этот уровень уже в значительной степени водородоподобный, ибо он достаточно удален от основного уровня  $4^2S_{1/2}$ . В данном случае для числового значения  $(k_\nu)_k$  мы можем взять сразу же за пределом (т. е. для частоты  $\nu \approx \nu_k$ ) значение  $10^{-17} \text{ см}^2$  и принять, что с ростом частоты величина  $(k_\nu)_k$  убывает как  $\nu^{-3}$ . Иначе говоря, примем

$$(k_\nu)_k \approx k_0 \left( \frac{\nu_k}{\nu} \right)^3, \quad (5)$$

причем  $k_0 = 10^{-17} \text{ см}^2$ .

О том, что величина  $k_0$  не может заметно отличаться от принятого значения  $10^{-17} \text{ см}^2$ , говорит то, что для уровня  $4^2P$  коэффициент поглощения при  $\nu \approx \nu_i$  также близок к  $10^{-17} \text{ см}^2$ .

При проведении расчетов по формуле (3) мы приняли для электронной температуры  $T_e$  значение  $7500^\circ$ . Вообще же зависимость отношения  $Z_{\text{ф.р}}^k : Z_{\text{ф.р}}^i$  от  $T_e$  весьма слаба и изменение  $T_e$  от  $5000$  до  $10\,000^\circ$  меняет это отношение лишь незначительно.

Использование всех указанных данных приводит к следующему результату:

$$Z_{\text{ф.р}}^k : Z_{\text{ф.р}}^i \approx 0,5. \quad (6)$$

С другой стороны, мы видели, что примерно лишь половина электронов, захватываемых на уровень  $5^2S_{1/2}$ , создает излучение в линии  $3706\text{\AA}$ ; остальные электроны опускаются на уровень  $4^2P_{1/2}$ . Следовательно, отправляясь от чисто рекомбинационного механизма, мы можем считать, что количество переходов, создающих во флоккуле излучение в линии  $3706\text{\AA}$ , должно быть приблизительно в четыре раза меньше числа переходов, создающих излучение в линии  $H_2$ . Так как в обоих случаях величина кванта одинакова, то же самое отношение (1 : 4) должно соблюдаться и для энергий. Иначе говоря, при чисто рекомбинационном механизме линия излучения  $3706\text{\AA}$  должна быть всего в четыре раза слабее линии  $H_2$ . Совершенно аналогично обстоит дело с линиями  $H_\alpha$  ( $\lambda = 6563\text{\AA}$ ) и  $P_\alpha$  ( $\lambda = 18751\text{\AA}$ ) рекомбинационного спектра излучения водорода. Известно (см., например, [4]), что в данном случае энергия излучения в линии  $P_\alpha$  не намного отличается от энергии, излучаемой в линии  $H_\alpha$ .



Сделанный нами только что вывод о соотношении энергий  $E(\text{H}_2) : E(3706) \approx 4$  мы должны сопоставить с результатами наблюдений. Для этого на большом спектрографе обсерватории фотографировались (в 1952 г.) спектры флоккулов различной интенсивности. Чтобы на снимаемой пластинке помещались одновременно линия  $\text{H}_2$  и линия  $3706\text{\AA}$ , фотографирование производилось в первом порядке с дисперсией  $\sim 2.6 \text{ \AA/мм}$ . Изучение всех спектров показало, что даже в случаях весьма большой интенсивности линий  $\text{H}_2$  и  $\text{K}_2$ , излучение в линиях  $3706$  и  $3737\text{\AA}$  полностью отсутствует. В качестве примера приведена на фиг. 1 одна из фотографий спектра флоккулов.

Из сказанного следует, что действительно рекомбинационный механизм для линий  $\text{H}_2$  и  $\text{K}_2$  не играет сколько-нибудь значительной роли. Даже при отношении  $E(3706) : E(\text{H}_2) \approx 0.01$ , то есть при значительном уменьшении величины  $k_0$  против принятой ( $10^{-17} \text{ см}^2$ ), мы могли бы для ярких флоккулов, где само  $E(\text{H}_2)$  достаточно высоко, обнаружить излучение в линиях  $3706$  и  $3737\text{\AA}$ .

Вместе с тем, как легко показать, возбуждение атомов электронным ударом должно быть для уровня  $5^2\text{S}_{1/2}$  значительно менее эффективным, чем для уровней  $4^2\text{P}_{3/2}$  и  $4^2\text{P}_{1/2}$ .

Судя по всем данным ([2], стр. 36), эффективное сечение соударениями для линий Н и К должно быть вообще аномально большим, во всяком случае на один-два порядка больше, чем сечение для переходов  $4^2\text{S}_{1/2} \rightarrow 5^2\text{S}_{1/2}$ . Кроме того, температурный фактор

$$F = \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{E}{kT_e} \right) e^{-\frac{E}{kT_e}} \quad (7)$$

должен быть для уровня  $5^2\text{S}_{1/2}$  значительно меньше, чем, скажем, для уровня  $4^2\text{P}_{1/2}$ , ибо различие между этими уровнями составляет около 3.5 э. в. Следовательно, отсутствие заметного излучения в линиях  $3706$  и  $3737\text{\AA}$  не противоречит механизму возбуждения уровней атомов  $\text{Ca}^+$  электронным ударом.

Таким образом, мы имеем теперь три совершенно независимых доказательства того, что рекомбинационный механизм в свечении флоккулов не играет для линий  $\text{H}_2$  и  $\text{K}_2$  существенной роли. Напротив, как было показано в [2], механизм возбуждения атомов  $\text{Ca}^+$  в линиях Н и К электронным ударом находит себе полное подтверждение и с количественной стороны. В соответствии с этим следующая задача физики кальциевых флоккулов должна состоять в том, чтобы по наблюдаемому контуру  $\text{H}_2$  и  $\text{K}_2$ -линий и его изменению на солнечном диске найти внутри флоккулов распределение температуры, электронного давления и т. д. с глубиной. Для этого крайне необходимо найти эффективное сечение возбуждающих соударений для линий Н и К.

Кроме того, для окончательного подтверждения результатов настоящей работы, было бы весьма важным определить коэффициент фотоэлектрического поглощения для уровня  $5^2\text{S}_{1/2}$ .



Фиг. 1.



## Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. ДАН СССР 82, 21, 1952.
  2. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 9, 25, 1952.
  3. W. Grotrian. Graphische Darstellung der Spektren von Atomen und Ionen mit ein, zwei und drei Valenzelektronen. 1928.
  4. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
  5. L. Green. Ap. J. 109, 289, 1949.
-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
НЕСКОЛЬКИХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ И ВОЛОКОН*В. Л. Хохлова и И. И. Назарова*

В работе изложены результаты изучения спектров 13 протуберанцев и трех волокон в линиях бальмеровской серии водорода. Определены числа атомов водорода в третьем, четвертом, пятом и шестом возбужденных состояниях. Контуров линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  для четырех протуберанцев изучались подробнее с целью определения чисел атомов во втором и третьем возбужденных состояниях. В конце работы проведено сравнение наблюдаемых остаточных интенсивностей волокон (в центре линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$ ) с остаточными интенсивностями, вычисленными по физическим характеристикам, определенным по спектрам протуберанцев.

## 1. Наблюдательный материал и обработка

На спектрогелиоскопе в комбинации со спектрографом (описание инструмента см. [1]) Э. Р. Мустелем, А. Б. Северным и нами были получены спектры нескольких протуберанцев и волокон в линиях бальмеровской серии. Устройство спектрографа не позволяет получать спектр во всех линиях одновременно, поэтому спектр снимался на трех пластинках непосредственно одна за другой: 1)  $H_{\alpha}$ , 2)  $H_{\beta}$ , 3)  $H_{\gamma}$ ,  $H_{\delta}$ ,  $H_{\epsilon}$ . При гидировании на щель спектрографа ставилась по возможности одна и та же часть протуберанца. В качестве стандарта фотографировался спектр центральной части солнечного диска с той же экспозицией, что и для протуберанцев, ослабленный в нужное число раз при помощи комбинации шоттовских нейтральных фильтров NG7 и NG4\*.

В обработку не были включены эруптивные и активные протуберанцы, а также протуберанцы с несимметричными контурами линий (табл. 1).

Для протуберанцев № 10, 11, 12 и волокон имелись также прямые фотографии, полученные с интерференционно-поляризационным фильтром [2] или на спектрогелиографе [3].

Обработка спектров была проведена при помощи саморегистрирующего микрофотометра Молля и фотоэлектрического микрофотометра Цейсса.

\* Пропускаемость фильтров в изучаемых областях спектров бралась из лабораторных определений.



| №<br>пп.     | Дата                  | Спектральная область                                                                         | φ (широта) |
|--------------|-----------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| Протуберанцы |                       |                                                                                              |            |
| 1            | 17.IX 1948 . . . . .  | H <sub>α</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                                    | —          |
| 2            | 15.X . . . . .        | H <sub>α</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 3            | 16.X . . . . .        | H <sub>α</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 4            | 11.X . . . . .        | H <sub>α</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 5            | 4.VIII 1949 . . . . . | H <sub>α</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                                    | —          |
| 6            | 11.VIII . . . . .     | H <sub>α</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 7            | 12.VIII . . . . .     | H <sub>α</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 8            | 21.XI 1950 . . . . .  | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> . . . . .                                                    | —          |
| 9            | 28.XI . . . . .       | H <sub>β</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> . . . . .                                   | —          |
| 10           | 28.VI 1951 . . . . .  | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> . . . . .                                                    | —          |
| 11           | 17.VII . . . . .      | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> . . . . .                                                    | + 20W      |
| 12           | 27.VIII . . . . .     | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> . . . . .                                                    | — 18W      |
| 13           | 27.IX . . . . .       | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> , H <sub>γ</sub> , H <sub>δ</sub> , H <sub>ε</sub> . . . . . | + 40E      |

| №<br>пп. | Дата                                  | Спектральная область            | φ    | L  | Примечание                                  |
|----------|---------------------------------------|---------------------------------|------|----|---------------------------------------------|
| Волокна  |                                       |                                 |      |    |                                             |
| I        | 3.VII, 6.VII 1951 . . . . .           | H <sub>α</sub>                  | + 45 | 98 | Наблюдалось в виде протуберанца: 28.VI 1951 |
| II       | 12.VII, 13.VII 1951 . . . . .         | H <sub>α</sub>                  | — 16 | 68 | 17.VII                                      |
| III      | 30.VIII, 31.VIII, 2.IX 1951 . . . . . | H <sub>α</sub> , H <sub>β</sub> | + 37 | 56 | 27.VIII                                     |

После учета рассеянного света для протуберанцев были найдены полные энергии излучения по формуле

$$E_{ik} = \frac{1}{4\pi} A_{ik} N_i h\nu_{ik}, \quad (1)$$

где  $N_i$  — числа атомов на возбужденных уровнях (приведены в табл. 2),  $W$  — эквивалентная ширина линий в ангстремах.

Приведенные значения  $N_3$ ,  $N_4$ ,  $N_5$ ,  $N_6$  неплохо согласуются с данными, полученными из наблюдений Зуйкова [4] и Вязаницына [5].

Без дополнительных предположений относительно физических условий в протуберанцах нельзя определить число атомов во втором квантовом состоянии по полному излучению в линиях бальмеровской серии. Значения  $N_3$ , определенные по формуле (1), занижены из-за существующего в протуберанцах самопоглощения в линии H<sub>α</sub>, на что указывалось ранее [6].

| № мп.   | $N_2 \cdot 10^{-10}$ | $w_\alpha$ | $N_3 \cdot 10^{-10}$ | $w_\beta$ | $N_4 \cdot 10^{-10}$ | $w_\gamma$ | $N_5 \cdot 10^{-10}$ | $w_\delta$ | $N_7 \cdot 10^{-10}$ | $w_\varepsilon$ |
|---------|----------------------|------------|----------------------|-----------|----------------------|------------|----------------------|------------|----------------------|-----------------|
| 1       | 1.31                 | 0.0472     | —                    | —         | —                    | —          | 1.34                 | 0.0012     | —                    | —               |
| 2       | 2.83                 | 0.1010     | —                    | —         | 2.69                 | 0.0052     | 3.59                 | 0.0029     | —                    | —               |
| 3       | 4.95                 | 0.1780     | —                    | —         | 1.40                 | 0.0027     | 2.44                 | 0.0020     | —                    | —               |
| 4       | 0.96                 | 0.0340     | —                    | —         | 1.10                 | 0.0021     | 1.72                 | 0.0014     | —                    | —               |
| 5       | 0.99                 | 0.0350     | —                    | —         | —                    | —          | 4.04                 | 0.0033     | —                    | —               |
| 6       | 1.51                 | 0.0540     | —                    | —         | 1.00                 | 0.0019     | 2.18                 | 0.0018     | —                    | —               |
| 7       | 1.58                 | 0.0566     | —                    | —         | 2.30                 | 0.0044     | 4.94                 | 0.0040     | —                    | —               |
| 8       | 3.32                 | 0.1190     | 1.01                 | 0.0068    | —                    | —          | 0.86                 | 0.0007     | —                    | —               |
| 9       | —                    | —          | 1.38                 | 0.0094    | 0.28                 | 0.0005     | —                    | —          | —                    | —               |
| 10      | 0.88                 | 0.0317     | 1.04                 | 0.0070    | —                    | —          | —                    | —          | —                    | —               |
| 11      | 1.60                 | 0.0575     | 1.16                 | 0.0078    | —                    | —          | —                    | —          | —                    | —               |
| 12      | 4.10                 | 0.1480     | 4.53                 | 0.0306    | —                    | —          | —                    | —          | —                    | —               |
| 13      | 0.95                 | 0.0342     | 0.57                 | 0.0039    | 1.31                 | 0.0025     | 1.12                 | 0.0009     | 0.98                 | 0.0004          |
| Среднее | 2.09                 | 0.0755     | 1.62                 | 0.0108    | 1.44                 | 0.0028     | 2.46                 | 0.0020     | —                    | —               |

Для определения  $N_2$ ,  $N_3$  и  $N_4$  мы использовали наиболее надежные контуры линий протуберанцев № 10—13. С этой целью спектры этих проту-

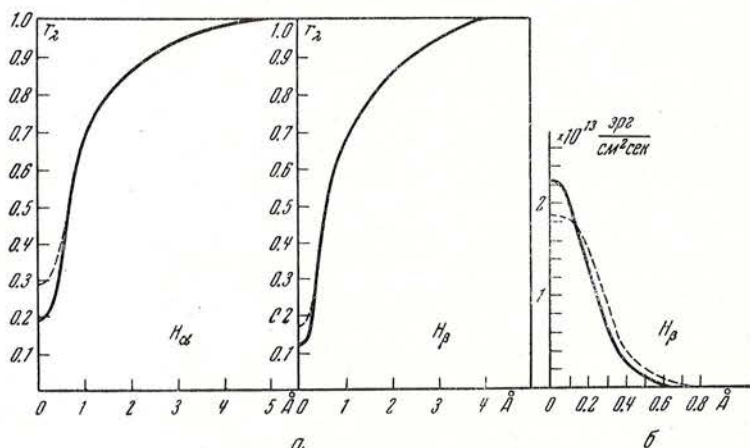


Рис. 1. Наблюдаемые (пунктирная линия) и исправленные (сплошная линия) контуры линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  волокна (а) и  $H_\beta$  протуберанца (б).

беранцев, а также волокон были подвергнуты более детальной обработке; были введены исправления за инструментальный контур и за рассеянный свет.

Линия  $H_\alpha$  в протуберанцах настолько широка (полная полуширина 0.8—1.0 Å), что инструментальный контур на нее практически не влияет —



учет инструментального контура изменяет полуширину ее приблизительно на 3%. На все другие линии серии инструментальный контур влияет значительно.

Рассеянный свет также мало влиял на контур линии  $H_\alpha$ , так как при фотографировании спектра протуберанца диск Солнца загораживался на щели, и его прямой свет в спектрограф не попадал, а ореол по сравнению с протуберанцем очень слаб. Контуров линии  $H_\beta$  протуберанцев и  $H_\alpha$ ,  $H_\beta$  волокон исправлялись как за инструментальный контур, так и за рассеянный свет по способу, описанному в [7]. На фиг. 1 в виде примера приведены исправленные контуры линий  $H_\beta$  протуберанца от 28.VIII 1951 г. и  $H_\alpha$ -и  $H_\beta$ -волокон.

## 2. Определение чисел водородных атомов во втором, третьем и четвертом квантовом состояниях в протуберанцах по контурам линий $H_\alpha$ и $H_\beta$

Распределение интенсивности внутри линии, излучаемой массой светящегося газа, с учетом самопоглощения излучения дается формулой

$$I_{ik} = p_{ik} (1 - e^{-k_{ik} N_i}), \quad (2)$$

где  $p_{ik} = \frac{\varepsilon_{ik}}{\kappa_{ik}}$  — отношение коэффициента излучения к коэффициенту поглощения, рассчитанных на единицу объема,  $N_i$  — число атомов водорода в  $i$ -м квантовом состоянии над  $1 \text{ см}^2$  по лучу зрения.

В формуле (2)  $p_{ik}$  постоянно внутри линии (см. [8]) и выражается формулой

$$p_{ik} = p = \frac{N_i}{N_k} \cdot \frac{g_k}{g_i} \cdot \frac{2hc^2}{\lambda_0^5}. \quad (3)$$

Эта формула была выведена в предположении, что вынужденное излучение отсутствует [8]. Как показывают расчеты Э. Р. Мустеля [9], вынужденным излучением во флоккулах в линиях бальмеровской серии можно пренебречь. Для протуберанцев это тем более справедливо, так как диллюция солнечного излучения в этом случае больше.

Применение формулы (2) предполагает постоянство  $p$  и  $k_\lambda$  по всей толще протуберанца. При расчетах мы рассматривали  $p$  и  $k_\lambda$  как некоторые средние значения по всей толще.

При выборе выражения для коэффициента поглощения в формуле (2) мы исходили из того, что механизм расширения линий — доплеровский. Рассмотрение этого вопроса дано в [5]. Тогда коэффициент поглощения будет иметь вид

$$k_\lambda = \frac{c^3}{8\pi^{3/2}} \cdot \frac{N_i}{v_D} \cdot \frac{g_k}{g_i} A_{ki} \frac{1}{v_0} e^{-\frac{c^2}{v_D^2} \cdot \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{\lambda_0^2}}, \quad (4)$$

где

$$v_D = \sqrt{(v_D)_{\text{кин}}^2 + (v_D)_{\text{турб}}^2}. \quad (5)$$

Для определения чисел атомов во втором, третьем и четвертом квантовом состояниях мы подбирали такие  $N_2$ ,  $N_3$ ,  $N_4$  и  $v_D$ , которые, будучи подставлены в формулу (2), давали лучшее согласие с наблюдаемыми контурами линий. На фиг. 2 представлены подобранные таким образом и наблюдаемые контуры линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  протуберанцев от 28.VI и 27.VIII 1951 г., причем  $v_D$  определено по контуру линии  $H_\beta$  по формуле

$$v_D = \frac{c \Delta \lambda_{1/2}}{\lambda_1 \beta V \ln 2}, \quad (6)$$

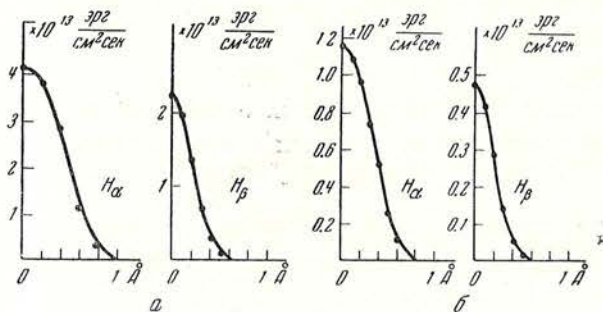


Рис. 2. Наблюдаемые (сплошная линия) и подобранные (точки) контуры линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  протуберанцев от 28.VIII 1951 г. (а) и от 27.VIII 1951 г. (б)

где  $\Delta \lambda_{1/2}$  — полуширина линии  $H_\beta$ , считая, что она свободна от самопоглощения.

Контуры линий  $H_\alpha$  протуберанцев от 17.VII и 27.IX 1951 г. оказалось невозможным удовлетворительно представить, если при вычислениях брать скорость  $v_D$ , полученную по формуле (6) из  $H_\beta$ . Наблюдаемые контуры линий  $H_\alpha$  этих протуберанцев вообще не удалось представить каким-либо одним значением  $v_D$ . Однако они неплохо представляются, если предположить, что средняя скорость частиц, участвующих в образовании крыльев линии, больше средней скорости частиц, участвующих в образовании центра линии. Так как в центре линии  $H_\alpha$  протуберанцев  $\tau \geq 1$  (см. табл. 3), то это должно означать, что скорость движения атомов во внутренних частях протуберанцев больше, чем в наружных. На фиг. 3 изображены наблюдаемые и вычисленные контуры линий этих протуберанцев.

При вычислении контуров  $H_\beta$  для этих протуберанцев с подстановкой в формулу (2) значений  $N_2$  и  $v_D$ , подобранных по  $H_\alpha$ , получилось расхождение с наблюдениями. Вычисленные контуры шире наблюдаемых (фиг. 3).

Возможно, это расхождение объясняется тем, что  $p_\lambda$  не остается постоянным внутри протуберанца, а растет наружу, точнее, растут наружу  $N_4/N_2$  и  $N_3/N_2$ .

Однако, делать какие-либо окончательные выводы по нашему немногочисленному материалу невозможно. Можно только отметить, что в двух из детально обработанных протуберанцев скорости и числа атомов на возбужденных уровнях более или менее одинаковы по всей толще проту-



беранцев, а в двух других такой однородности нет. В табл. 3 приводятся вычисленные по контурам значения величин  $N_2$ ,  $N_3$ ,  $N_4$   $\tau_0$  (оптическая толщина в центре линии  $H_\alpha$ ) и  $v_D$  (среднее).

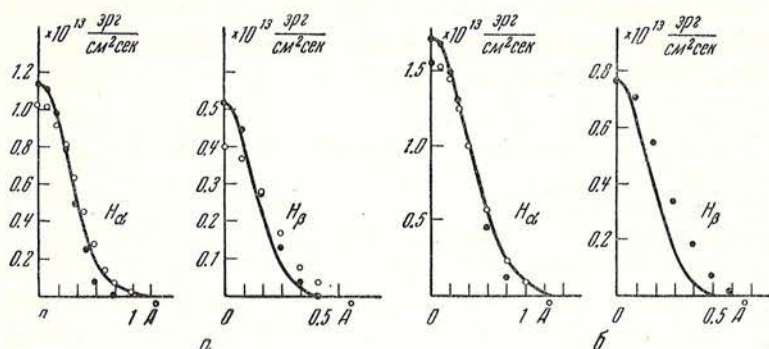


Рис. 3. Наблюдаемые (сплошная линия) и подобранные (точки и кружки) контуры линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  протуберанцев от 27.IX 1951 г. (а) и 17.VII 1951 г. (б)

В случае (а) точки — для  $v_D = 1.5 \cdot 10^6$  см/сек

кружки — для  $v_D = 2.0 \cdot 10^6$  см/сек

В случае (б) точки — для  $v_D = 2.0 \cdot 10^6$  см/сек

кружки — для  $v_D = 2.4 \cdot 10^6$  см/сек

Таблица 3

| № пп. | Дата                 | $N_2 \cdot 10^{-18}$ | $N_3 \cdot 10^{-10}$ | $N_4 \cdot 10^{-10}$ | $\tau_0$ | $v_D$ км/сек. |
|-------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------|---------------|
| 10    | 28.VI 1951 . . . . . | 0.30                 | 1.20                 | 0.93                 | 1.13     | 17.0          |
| 11    | 17.VII . . . . .     | 0.40                 | 2.26                 | —                    | 1.24     | 22.0          |
| 12    | 27.VIII . . . . .    | 0.80                 | 8.10                 | 5.15                 | 2.75     | 18.4          |
| 13    | 27.IX . . . . .      | 0.50                 | 1.52                 | —                    | 2.10     | 17.5          |

Определив линейную толщину протуберанцев № 10, 11 и 12 (см. ниже), мы подсчитали среднее число атомов водорода во втором, третьем и четвертом квантовом состояниях в 1 см<sup>3</sup> (табл. 4).

Таблица 4

| № пп. | Дата              | $n_2$ | $n_3$ | $n_4$ |
|-------|-------------------|-------|-------|-------|
| 10    | 28.VI 1951 . .    | 220   | 0.89  | 0.70  |
| 11    | 17.VII . . . . .  | 1250  | 7.05  | 3.60  |
| 12    | 27.VIII . . . . . | 4700  | 47.50 | 30.20 |

Для протуберанца № 13 мы не имели возможности определить размеры.

По определению Унзольда [6],  $n_2 = 500$  атомов/см<sup>3</sup>, по определению Вязаницына [5],  $n_2 = 4000$  атомов/см<sup>3</sup> и по определению Зуйкова [4],  $n_2 =$

$=400$  атомов/см<sup>3</sup>. Эти значения были получены как среднее для многих протуберанцев, а размеры протуберанцев также брались средними.

Если предположить, что температура, определяющая тепловые движения частиц в протуберанцах, порядка 5000°, то по данным  $v_D$  (табл. 3), по формуле (5) для турбулентных скоростей получаются значения  $(v_D)_{\text{турб}} \approx 16-18$  км/сек, т. е. порядка тепловых.

### 3. Обработка спектров волокон

Исследованию спектров волокон и связи волокон с протуберанцами, насколько нам известно, посвящено очень мало работ [10, 11].

Мы попытались сопоставить некоторые физические характеристики волокон с данными, полученными по протуберанцам. Если принять, что волокно — это протуберанец, проектирующийся на диск Солнца и видимый в поглощении, то распределение интенсивности в линии спектра волокна будет выражаться формулой

$$I_{\lambda}^{\text{вол}} = p_{\lambda} (1 - e^{-k N_2^{\text{вол}}}) + I_{\lambda_0} e^{-k_{\lambda} N_2^{\text{вол}}}, \quad (7)$$

где  $I_{\lambda_0}$  — интенсивность фотосферного излучения в линии  $H_{\alpha}$ ,  $N_2^{\text{вол}}$  — число атомов водорода во втором квантовом состоянии над 1 см<sup>2</sup> в толще волокна.

Если считать, что масса газа, образующая протуберанец, однородна, то  $N_2^{\text{вол}}$  будет относиться к  $N_2^{\text{прот}}$  [см. формулу (2)], как линейные толщи волокна и протуберанца. Сравнивая формулы (2) и (7), видим, что отношение абсолютных яркостей протуберанца и волокна зависит от отношения их линейной толщи, т. е. от геометрической формы протуберанца. В зависимости от этого абсолютная яркость волокна может быть и больше и меньше абсолютной яркости протуберанца. Первый случай наблюдали Вулли и Ньютон [12] и сделали неправильный вывод, что протуберанец является монохроматически непрозрачным и светится отраженным светом.

Мы сравнили вычисленную по формуле (7) интенсивность в центре линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  волокон с наблюдаемой. Числа атомов  $N_2^{\text{вол}}$  и  $N_2^{\text{прот}}$ , входящие в формулу (7), вычислялись следующим образом. На спектрогелиограммах или кинопленках, снятых на коронографе с интерференционно-поляризационным фильтром, измерялась высота протуберанца и ширина волокна, а также угол  $\theta$  между направлением волокна и меридианом на Солнце. За линейную толщину протуберанца  $S_{\text{прот}}$  принималась ширина волокна, умноженная на  $\sec \theta$ , а за толщину волокна — высота протуберанца. Тогда числа атомов в волокне и протуберанце относятся, как  $S_{\text{вол}}/S_{\text{прот}}$ . Таким образом, исходя из чисел атомов, определенных по протуберанцам, мы вычислили остаточную интенсивность  $r_v$  в центре линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  в спектре волокна. Сравнение вычисленных и наблюдаемых  $r_v$  в волокне дается в табл. 5.

Расхождения между вычисленными и наблюдаемыми значениями не превосходят 5% в случае I и II. Расхождения для линий  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  в случае



Таблица 5

| №<br>пп. | Дата               | H $\alpha$     |                         |                        | H $\beta$      |                         |                        |
|----------|--------------------|----------------|-------------------------|------------------------|----------------|-------------------------|------------------------|
|          |                    | $r_{\nu\odot}$ | $r_{\nu}^{\text{набл}}$ | $r_{\nu}^{\text{выч}}$ | $r_{\nu\odot}$ | $r_{\nu}^{\text{набл}}$ | $r_{\nu}^{\text{выч}}$ |
| I        | 3, 6.VII 1951 . .  | 0.28           | 0.22                    | 0.23                   | 0.16           | —                       | —                      |
| II       | 12, 13.VII . . . . | 0.28           | 0.19                    | 0.23                   | 0.16           | —                       | —                      |
| III      | 30, 31.VIII, 2.IX  | 0.28           | 0.19                    | 0.15                   | 0.16           | 0.12                    | 0.16                   |

III, повидимому, реальны, так как контур волокна в H $\beta$  получен усреднением семи контуров, а H $\alpha$  — усреднением девяти контуров.

### Л и т е р а т у р а

1. А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 4, 191, 1949.
2. А. Б. Северный и А. Б. Гильварг. Изв. Крымской астрофиз. обсер. 6, 45, 1949.
3. Г. А. Монин и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 113, 1951.
4. В. Н. Зуйков. Изв. ГАО 19, № 2, 47, 1952.
5. В. П. Вязаницын. Изв. ГАО 17, № 1, 1, 1947.
6. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. ИЛ, 1949.
7. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 5, 3, 1950.
8. Э. Р. Мустель и А. Б. Северный. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 8, 19, 1952.
9. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 7, 3, 1951.
10. В. Н. Кучерова. Изв. ГАО 17, № 5, 75, 1947.
11. Mary T. Conway. M. N. 112, 55, 1952.
12. R. Woolley and H. W. Newton. 97, 531, 1937.

---

## О ВЕРОЯТНОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

*С. Б. Пикельнер и К. К. Чуваев*

Рассматривается природа излучения ночного неба в непрерывном спектре на основе измерений интенсивности его в различных участках спектра [2, 3]. Показано, что рекомбинации электронов и нейтральных атомов кислорода, приводящие к образованию отрицательных ионов кислорода  $O^-$  в слое  $F$ , могут дать излучение, близкое по интенсивности к наблюдаемому. Распределение энергии в спектре позволяет оценить ход  $k_v$  за пределом серии, если задаться значением  $T_e$ . Образование отрицательных ионов других атомов и молекул, имеющих в атмосфере, по видимому, не может дать заметного излучения в видимой области спектра.

Образование отрицательных ионов должно привести к сильному уменьшению электронной концентрации и уменьшению свечения за время порядка одного часа, если отрицательные ионы в течение ночи не разрушаются и число электронов не восстанавливается. Поскольку свечение в течение ночи сильно не убывает, должен существовать какой-то, пока не известный механизм, разрушающий отрицательные ионы. В качестве примера рассмотрено взаимодействие с возбужденными атомами кислорода, которое при самых благоприятных, вообще говоря сомнительных, предположениях может разрушать отрицательные ионы со скоростью, близкой к скорости их образования. По видимому, должен существовать какой-то другой механизм, характер которого в данном случае несущественен для настоящей работы.

---

Спектральное исследование излучения ночного неба является одним из основных методов изучения физического состояния верхних слоев земной атмосферы.

Монохроматическое излучение ночного неба в линиях кислорода, натрия и других элементов было известно сравнительно давно. После введения в практику наблюдений фотометров с вторично-электронными умножителями, позволяющими измерять малые световые потоки с большой точностью, было открыто излучение, имеющее непрерывный спектр [1]. Первые сведения об этом излучении были получены при наблюдении в двух фильтрах, один из которых пропускал линию  $\lambda$  5577, а другой охватывал область спектра без интенсивных линий излучения ночного неба. При этом предполагалось, что распределение энергии в непрерывном спектре такое же, как у звезд класса G0. Поскольку это предположение сомнительно и, кроме того, важный вывод о существовании свечения с непрерывным спектром был получен на основании измерений только в одной об-



ласти спектра, одним из нас [2, 3] было предпринято исследование свечения при помощи более совершенной методики, чтобы проверить ранее отмеченные свойства излучения и определить распределение энергии по спектру. Наблюдения проводились с четырьмя интерференционными фильтрами, центрированными на длины волн 4720, 4910, 5220, 5580 Å. Фильтры не пропускали других эмиссионных линий, кроме  $\lambda$  5577. Измерения калибровались радиофосфором, абсолютная яркость которого была найдена из сравнения со звездами класса G0. При обработке наблюдений учитывалось поглощение и рассеяние света в земной атмосфере.

Основными фактами, свидетельствующими о том, что наблюдаемое в непрерывном спектре излучение обусловлено не только зодиакальным светом и светом слабых звезд, но и свечением верхних слоев земной атмосферы, служат следующие:

1) Яркость одного и того же (относительно звезд) участка неба в полярной области за несколько часов изменялась иногда до 40%, тогда как прозрачность в это время существенно не менялась.

2) Яркость одной и той же площадки по мере приближения ее к горизонту обычно увеличивалась. Это естественно для атмосферного свечения, так как к горизонту толщина излучающего слоя увеличивается; для заатмосферных же источников увеличивается поглощение и яркость их должна убывать.

3) Распределение энергии в суммарном непрерывном спектре ночного неба отличается от распределения для звезд класса G0, как принимается для зодиакального света и Млечного Пути, а скорее напоминает распределение у звезд типа K5.

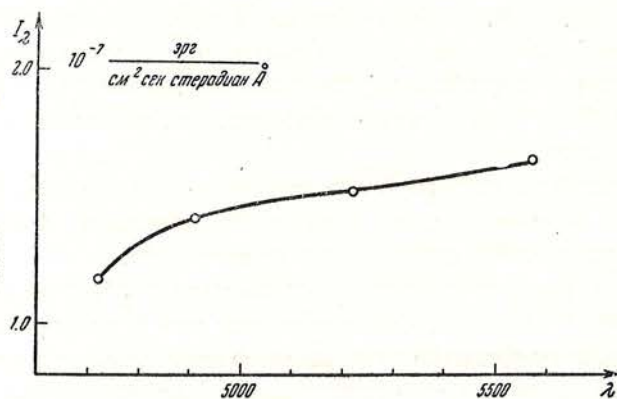
Результаты обработки наблюдений указывают на сильные колебания яркости непрерывного спектра в течение отдельных ночей, особенно от ночи к ночи.

В среднем интегральная интенсивность свечения в интервале 4720—5580 Å изменяется от  $4.0 \cdot 10^{-5}$  до  $2.2 \cdot 10^{-4}$  эрг/см<sup>2</sup> сек стерадиан, что в среднем в несколько раз превышает интенсивность излучения в  $\lambda$  5577. Распределение энергии в спектре для некоторого среднего значения интегральной интенсивности представлено на фиг. 1. Характер его noticeably меняется от ночи к ночи. Обращает внимание намечающийся крутой спад у синего конца спектра.

Высота свечения определялась в [1] и оказалась равной 460 км. Нужно сказать, что измерения при больших высотах очень неуверенны, малая ошибка в измерениях или в редукции за другие составляющие свечения может дать большую ошибку в высоте. Приведенный результат означает лишь, что свечение исходит из не очень низких слоев.

Каков механизм возбуждения излучения с непрерывным спектром? Обычно применяемые в астрофизике свободно—свободные переходы электронов в поле ионов и рекомбинации электронов на возбужденные уровни ионов здесь недостаточны, так как концентрация электронов и ионов в атмосфере  $n_e$  не превышает  $10^6$ , а толщина атмосферы слишком мала, чтобы дать заметное излучение.

Интенсивность выходящего излучения, обусловленного электронно-ионными процессами, пропорциональна  $n_e^2 l$ , где  $l$  — толщина слоя. Поскольку в туманностях  $n_e^2 l$  значительно больше, чем в атмосфере, а непрерывный спектр их не очень ярк (и к тому же объясняется в основном специфически небулярным процессом расщепления  $L_\alpha$ -кванта), следует искать причину излучения не во взаимодействии электронов с ионами. Качественным отличием атмосферы от туманностей является обилие нейтральных атомов и молекул, поэтому естественно рассмотреть взаимо-



Фиг. 1. Распределение энергии в непрерывном спектре свечения земной атмосферы

действие электронов с нейтральными атомами и молекулами, — образование отрицательных ионов. Известно, что при этом, как и при всякой рекомбинации, излучается непрерывный спектр за пределом серии, т. е. за частотой, соответствующей потенциалу ионизации отрицательного иона  $\nu_0$ .

Единица объема, содержащая  $n_e$  электронов и  $n_0$  атомов, излучает в единицу телесного угла за 1 сек. энергию [4]

$$j_{\nu} d\nu = n_e n_0 \frac{g_i}{u_0} \frac{h^4 \nu^3}{c^2} \frac{k_\nu}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{k T_e}} d\nu, \quad (1)$$

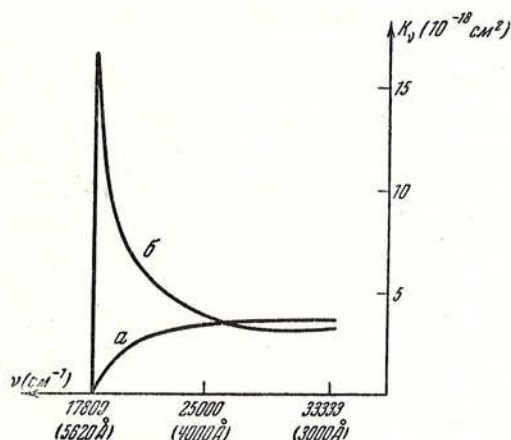
где  $g_i$  и  $u_0$  — статистические веса отрицательного иона и нейтрального атома,  $T_e$  — электронная температура,  $k_\nu$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один отрицательный ион. Из всех отрицательных ионов величины  $\nu_0$  и  $k_\nu$  приближенно известны только для водорода, натрия, ртути, хлора и кислорода [5, 6]. Поскольку кислород является одним из самых обильных элементов в атмосфере, мы рассчитаем его излучение.

Излучение при образовании отрицательных ионов  $O^-$  может исходить из слоя, где молекулы кислорода в значительной степени диссоциированы и где достаточно велика электронная концентрация. Кроме того, должна быть значительной высота слоя. Лучшее всего этим требованиям удовлетворяет слой  $F$ , который ночью имеет высоту около 250 км, электронную концентрацию  $n_e \approx 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$  и концентрацию нейтральных атомов кислорода  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  [7], если считать химический состав атмосферы на этой высоте таким же, как в тропосфере, кислород диссоции-



рованным, а азот слабо диссоциированным. Последнее обстоятельство, впрочем, не очень существенно. Температура в этих слоях, по данным ионосферных наблюдений, равна приблизительно  $1500^\circ$  [7]. Нельзя, однако, считать эти данные окончательными.

Энергия диссоциации отрицательного иона кислорода из лабораторных измерений по одним данным соответствует приблизительно  $\lambda$  5620, по другим —  $\lambda$  4000. Бейтс [6] считает более вероятным первое значение. Коэффициент поглощения  $k_\nu$  для этого случая по [6] представлен на фиг. 2. Две кривые соответствуют двум значениям неизвестного параметра поля-



Фиг. 2. Коэффициент поглощения отрицательного иона кислорода по [6] с разными значениями параметра поляризуемости

Таблица 1

Вычисленные относительные значения  $k_\nu$  для  $O^-$

| $\lambda$ в $\text{\AA}$ | $k_\nu \cdot 10^{-18}$ |
|--------------------------|------------------------|
| 5580                     | 1.4                    |
| 5220                     | 3                      |
| 4910                     | 6.3                    |
| 4720                     | 9.8                    |

ризуемости. На некотором расстоянии от предела параметр поляризуемости влияет на  $k_\nu$  незначительно, и для  $\lambda$  5220  $\text{\AA}$  можно принять  $k_\nu = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Используя указанные выше значения остальных параметров, находим при помощи (1), что  $j_{\lambda\rho} = 5.8 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек стерадиан } \text{\AA}$ .

Считая эффективную толщину излучающего слоя равной 50 км, получим, что интенсивность излучения равна  $3 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек стерадиан } \text{\AA}$ , что, учитывая неточность в принятых значениях  $k_\nu$ ,  $n_e$  и  $n_0$ , близко к данным наблюдений (фиг. 1).

Было бы интересно сравнить теоретическое и наблюдаемое распределение энергии в спектре, но для этого нужно знать ход  $k_\nu$  у предела серии, который, к сожалению, неизвестен.

Измерения в более коротковолновой части спектра, где  $k_\nu$  меньше зависит от длины волны и от параметра поляризуемости, а экспонента в (1) быстро убывает с ростом частоты, позволят провести качественное сравнение и оценить величину  $T_e$ .

Пока же можно решить обратную задачу: задавшись  $T_e = 1500^\circ$  и наблюдаемым распределением энергии, вычислить ход  $k_\nu$ . Элементарный расчет, который мы не приводим, дает, если принять  $k(5220 \text{ \AA}) = 3 \cdot 10^{-18}$  значения  $k$ , приведенные в табл. 1.

Повидимому,  $k_\nu$  растет от предела серии. Бейтс также считает более вероятным возрастание  $k_\nu$  с увеличением частоты.

Для подтверждения нашего отождествления необходимо провести наблюдения в более длинноволновой части спектра перед пределом. В случае правильности отождествления, излучения с непрерывным спектром там не должно быть. Такого рода наблюдения могут уточнить значение  $\nu_0$ , которое в лабораторных условиях трудно измерить.

Оценим, насколько существенными могут быть некоторые другие механизмы излучения в непрерывном спектре.

В подавляющем большинстве случаев непрерывный спектр излучается при частичном превращении в излучение кинетической энергии участвующих частиц. Как хорошо известно, тяжелые частицы не могут, в силу законов сохранения энергии и количества движения, превратить в излучение большую часть своей энергии. Поэтому для излучения спектра с энергией, изменяющейся в пределах свыше 0.4 э. в., как в данном случае, требуется, чтобы энергия относительного движения взаимодействующих тяжелых частиц заметно превышала 1 э. в. При  $T_e \approx 1500^\circ$  число таких частиц сравнительно невелико. Поэтому, не исключая этой возможности, следует скорее искать источник излучения во взаимодействии тяжелых частиц с электронами. Как уже указывалось, концентрация положительных ионов слишком мала, чтобы дать заметное излучение. Концентрация других газов (помимо кислорода и азота) также мала, кроме того, наиболее обильные из них инертные газы имеют очень малое электронное сродство, так что захват ими электрона мало вероятен и излучаемая энергия должна лежать в далекой инфракрасной области спектра. Энергия связи атомного и молекулярного азота также очень мала — этим объясняется его химическая инертность. По расчетам Месси, основанным на экстраполяции, энергия связи электрона с атомом азота около 0.04 э. в. [5].

Чтобы оценить роль молекул  $O_2$  и  $N_2$  нужно учесть, что в слое  $E$  (высота около 100 км) плотность газа на два порядка больше, чем в слое  $F$ , а электронная концентрация ночью меньше, повидимому, на один-полтора порядка. Если бы излучение определялось молекулами, то оно было бы сильнее в слое  $E$ , где диссоциация должна быть меньше, тогда как измерения высот указывают скорее на слой  $F$ , чем на  $E$ . Отсюда следует далее вывод, что если рассматриваемый нами механизм имеет место, то в слое  $E$  кислород не может быть сильно диссоциирован, концентрация  $O$  в этом слое не должна превышать концентрацию в слое  $F$  больше, чем на один-полтора порядка. Более точные данные об электронной концентрации в слое  $E$  ночью позволят уточнить этот вывод.

В общем можно сказать, что выбор возможных механизмов излучения в данном случае сильно ограничен, однако нельзя заранее считать, что рассмотренный нами механизм является единственным, могут существовать и другие, пока еще не известные. Их наличие не исключает возможности излучения при образовании отрицательных ионов кислорода, которое должно входить в состав непрерывного спектра ночного неба.

Разделив (1) на  $h_\nu$  и проинтегрировав от  $\nu_0$  до бесконечности, можно



подсчитать, что в  $1 \text{ см}^3$  за 1 сек. излучается 50—100 квантов, т. е. за 1 сек. 50—100 электронов прилипают к атомам кислорода.

Если отрицательные ионы кислорода диссоциируют только под действием солнечного излучения, а в течение ночи сохраняются, то через  $2\text{—}3 \cdot 10^3$  сек. (около 1 часа) число электронов уменьшится в несколько раз и свечение должно сильно ослабеть, чего не наблюдается. Поскольку электронная концентрация в течение ночи заметно не убывает, нужно предполагать, что существует обратный механизм, разрушающий отрицательные ионы. Могут ли быть таким обратным механизмом электронные удары? Оценим их эффективность. Число ионизаций отрицательных ионов кислорода в  $1 \text{ см}^3$  за 1 сек. равно

$$N_i = \int_{v_0}^{\infty} n_i \sigma(v) v dn_e(v) \approx n_i \bar{\sigma} v_0 n_e(v > v_0), \quad (2)$$

где  $v_0 = 8.85 \cdot 10^7$  см/сек — скорость, соответствующая энергии ионизации (2.2 э. в.),  $\sigma(v)$  — эффективное сечение ионизации, обычно имеющее величину порядка  $10^{-17}$  см<sup>2</sup>. Как верхний предел примем значение  $\bar{\sigma} = 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Число электронов, имеющих скорость  $v > v_0$ , определяется выражением

$$n_e(v > v_0) = n_e \left\{ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_0}{\bar{v}} e^{-v_0^2/\bar{v}^2} + 1 - P\left(\frac{v_0}{\bar{v}}\right) \right\}, \quad (3)$$

где  $\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}$  — средняя тепловая скорость электрона,

$$P(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du. \quad (4)$$

Полагая верхний предел  $T_e = 2000^\circ$  и верхний предел  $n_i$  равным  $n_e = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ , находим, что число отрицательных ионов  $O^-$ , разрушаемых в  $1 \text{ см}^3$  за 1 сек., не превосходит  $10^{-3}$ , тогда как образуется их 50—100. Следовательно, электронные удары не могут поддерживать электронную концентрацию постоянной. Хотя число тяжелых частиц значительно больше числа электронов, но их столкновения не будут эффективными, так как тяжелая частица не может израсходовать значительную часть своей энергии на неупругий удар, ее энергия для ионизации должна быть значительно больше 2.2 э. в. и при сравнительно низкой температуре земной атмосферы таких частиц будет очень мало.

Разрушение отрицательных ионов ночью может производиться какой-либо фотохимической реакцией или столкновением с возбужденными атомами (так называемые сверхупругие столкновения). Например, в атмосфере довольно много возбужденных атомов кислорода в состоянии  $^1D_2$ , исходном для излучения красных линий ночного неба  $\lambda 6300$  и  $\lambda 6364$ . Концентрацию их  $n_2$  можно оценить по наблюдаемой интенсивности свечения  $I_\nu$

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} h\nu n_2 A_{21} l. \quad (5)$$

Полагая  $l = 5 \cdot 10^6$ ,  $A_{21} = 10^{-21}$  [8], верхний предел интенсивности  $I_\nu = 3 \cdot 10^7 h\nu$  эрг/см<sup>2</sup> сек стерадиан, находим  $n_2 \approx 10^4$  см<sup>-3</sup>. Возможно, что излучение  $\lambda\lambda$  6300, 6364 образуется в том же слое  $F$ . Энергия диссоциации отрицательного иона кислорода, как указано выше, пока точно не известна, она может быть несколько меньше 2.2 э. в. и близка к энергии кванта красной линии. В этом случае сечение сверхупругого столкновения очень велико — порядка  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  см<sup>2</sup> [5].

Число столкновений возбужденных атомов с отрицательными ионами, приводящее к разрушению последних, равно или меньше  $n_2 n_i v \sigma \approx 10^4 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 2 \cdot 10^5 \cdot 10^{-13} \approx 40$  см<sup>-3</sup> сек<sup>-1</sup>, если принять как верхний предел  $n_i \approx n_e \approx 2 \cdot 10^5$  и относительную скорость атомов кислорода  $v \approx 2$  км/сек. Скорость разрушения отрицательных ионов в таком наиболее благоприятном случае близка к скорости их образования, хотя и меньше ее. Однако нужно иметь в виду допущенное нами предположение, что энергия диссоциации отрицательного иона равна энергии кванта красной линии, которое, вообще говоря, не обосновано.

Приведенная оценка только показывает, что могут в принципе существовать механизмы разрушения отрицательных ионов; характер же их в данном случае не имеет существенного значения для основного результата, полученного в настоящей работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. D. Barbier, J. Dufay, D. Williams. Ann. Astrophys, 14, 399, 1951.
2. К. К. Чуваев. ДАН СССР 87, 551, 1952.
3. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 1953.
4. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соколов. Теоретическая астрофизика. Гостехиздат, 1952.
5. В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. I. Гостехиздат, 1952.
6. D. Bates. M. N. 106, 128, 1946.
7. Н. С. Герзон. УФН 47, № 4, 561, 1952.
8. S. Pasternack. Ap. J. 92, 129, 1940.



**ЭЛЕКТРОННЫЙ УДАР КАК ОДИН ИЗ ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМОВ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ СВЕЧЕНИЯ КРАСНОЙ ЛИНИИ НОЧНОГО НЕБА***С. Б. Пикельнер*

Показано, что если кинетическая температура в слое  $F$  ночью близка к  $1300\text{--}1500^\circ$ , возбуждение электронным ударом может объяснить наблюдаемое свечение в красной линии ночного неба.

Одной из наиболее ярких линий в спектре ночного неба является красный триплет  $\lambda\lambda$  6300, 6364, 6392 Å [1]. Эти линии связаны с запрещенным переходом  $^1D_2 \rightarrow ^3P_{0,1,2}$ , причем нижний уровень является основным состоянием атома кислорода.

Наблюдения показывают весьма сложный характер поведения красной линии. В сумерках ее яркость велика и быстро убывает со временем. С наступлением ночи яркость имеет еще заметную величину и очень медленно убывает до утренних сумерек, после чего начинает быстро возрастать [1]. Изменение яркости в сумерках хорошо объясняется резонансной флюоресценцией атомов кислорода в верхних слоях атмосферы под действием освещающих эти слои солнечных лучей. Ночную яркость красной линии таким образом объяснить нельзя. И. А. Хвостиков [1] предложил механизм «селективной рефракции», согласно которому солнечные лучи попадают на неосвещенную сторону Земли, преломляясь параллельно земной поверхности. Для такой рефракции нужно, чтобы коэффициент преломления воздуха в верхних слоях для красной линии был несколько больше, чем для соседних длин волн. Увеличение коэффициента преломления внутри линии связано с явлением так называемой аномальной дисперсии.

Селективная рефракция и в состоянии, возможно, объяснить часть свечения красной линии, но сам автор указывает, что некоторая, более стабильная часть излучения около полуночи должна возбуждаться другим механизмом. Селективная рефракция не может также полностью объяснить асимметрию кривой изменения яркости красной линии относительно полуночи, постепенный спад яркости в течение ночи и асимметрию в вечерние и утренние сумерки.

Не очень понятны с точки зрения селективной рефракции резкие вариации абсолютной интенсивности красной линии, которая изменяется в разные ночи от 20% интенсивности зеленой линии  $\lambda$  5577 до 100%.

Все это заставляет, не отрицая теории селективной рефракции и не рассматривая ее по существу, искать дополнительный механизм возбуждения свечения красной линии.

В последние годы при помощи радиометодов установлено, что в верхних слоях атмосферы температура достигает высоких значений. Например, в слое  $F$ , который ночью имеет высоту около 250 км и электронную концентрацию  $n_e \approx 2 \cdot 10^5$ , температура близка к  $1500^\circ$  [2]. Это обстоятельство заставляет рассчитать возбуждение атомов кислорода электронным ударом.

Такая попытка была сделана в 1940 г. [3], однако авторы предполагали, что имеется небольшое число (около  $10^3 \text{ см}^{-3}$ ) быстрых электронов с энергией около 9 э. в., что, вообще говоря, сомнительно.

Число возбуждений в  $1 \text{ см}^3$  за 1 сек. определяется выражением

$$Z_{12} = n_1 \int_{v_0}^{\infty} \sigma(v) v dn_e(v), \quad (1)$$

где  $n_1$  — концентрация нейтральных атомов кислорода,  $v_0$  — скорость, соответствующая энергии возбуждения,  $\sigma(v)$  — сечение возбуждения электроном, имеющим скорость  $v$ ,  $dn_e(v)$  — число электронов со скоростью от  $v$  до  $v + dv$ , определяемое распределением Максвелла. Подставляя вместо  $dn_e(v)$ , его выражение и вводя вместо  $v$  новую переменную  $x = \frac{v}{\bar{v}}$ ,

где  $\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ , приводим (1) к виду

$$Z_{12} = n_1 n_e \frac{4}{\sqrt{\pi}} \bar{v} \int_{x_0}^{\infty} \sigma(x) x^3 e^{-x^2} dx. \quad (2)$$

Вид функции  $\sigma(x)$  не известен. Был произведен квантовомеханический расчет, который дал очень большое эффективное сечение, достигающее при энергии электрона 8.7 э. в. значения, в 150 раз больше предельного [3]. Для сечения неупругого рассеяния существует предельная теорема [4], согласно которой полное сечение не может превосходить некоторой величины

$$\sigma(v) \leq \frac{h^2}{4\pi m^2 v^2} (2l + 1), \quad (3)$$

где  $l$  — момент падающего электрона в атомных единицах.

Для малых скоростей наибольшее значение имеет рассеяние с  $l = 0$ . Однако для многих атомов, например ОII, ОIII,  $l = 1$ . Для ОI также  $l = 1$  [5]. Для оптически разрешенных переходов сечение обычно медленно возрастает от  $v_0$ , достигая максимума при энергии, на несколько электрон-вольт большей энергии возбуждения, а затем так же медленно убывает.



Сечения, соответствующие запрещенным переходам, обычно быстро и почти линейно относительно энергии достигают максимума и затем быстро уменьшаются [5]. Максимального значения сечение в этом случае достигает при энергии, приблизительно на 1 э. в. большей, чем энергия возбуждения. Если квантовомеханический расчет методом Оппенгеймера (для запрещенных переходов) дает для сечения величину большую, чем определяемая выражением (3), то обычно сечение в максимуме близко к предельному. Если же расчет дает меньшую величину, то обычно сечение и в максимуме меньше предельного [5]. Поскольку в нашем случае расчет дал очень большую величину сечения, мы примем, что сечение линейно относительно энергии возрастает до предельного значения в максимуме, соответствующем энергии, на 1 э. в. большей, чем энергия возбуждения. Поведение сечения за максимумом нас не интересует, так как при  $T \approx 1500^\circ$  доля электронов, имеющих соответствующую энергию, очень мала. В этом предположении сечение можно записать в виде

$$\sigma(x) = \frac{3h^2}{4\pi m^2 x_m^2 \bar{v}^2} \frac{x^2 - x_0^2}{x_m^2 - x_0^2}, \quad (4)$$

где  $x_0$  и  $x_m$  соответствуют энергии возбуждения и максимуму функции; разность их квадратов равна 1 э. в. /  $\frac{1}{2} m \bar{v}^2$ .

Подставляя в (2) и интегрируя, находим

$$Z_{12} = n_1 n_e \frac{3h^2 (kT)^{1/2}}{(2\pi m)^{3/2} \cdot 1 \text{ э. в. } x_m^2} e^{-x_0^2} (x_0^2 + 2), \quad (5)$$

где  $\bar{v}$  заменено его значением. Переходы на первый уровень могут происходить с излучением кванта или без излучения. Число ударов второго рода  $Z_{21}$  связано с  $Z_{12}$  соотношением

$$\frac{Z_{12}}{Z_{21}} = \frac{n_1 g_2}{n_2 g_1} e^{-x_0^2}. \quad (6)$$

Число переходов с излучением кванта красных линий равно

$$F_{21} = n_2 A_{21}, \quad (7)$$

где  $A_{21} = 0.0026 + 0.0078 = 0.0104$  [6].

Из (5), (6) и (7) находим относительную роль ударов второго рода

$$\frac{Z_{21}}{F_{21}} = \frac{n_e g_1}{A_{21} g_2} \frac{3h^2 (kT)^{1/2} (x_0^2 + 2)}{(2\pi m)^{3/2} \cdot 1 \text{ э. в. } x_m^2}. \quad (8)$$

Из (8) следует, что если  $T = 1500^\circ$ , то  $Z_{21} = F_{21}$  при  $n_e = 0.9 \cdot 10^5$ . Поскольку в слое  $F$   $n_e \approx 2 \cdot 10^5$ , удары второго рода, повидимому, несколько эффективнее, чем переходы с излучением, хотя и незначительно. Если удары первого и второго рода уравнивают друг друга, распределение

атомов по состояниям возбуждения определяется формулой Больцмана, пригодной, вообще говоря, для термодинамического равновесия.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\epsilon_2}{kT}}, \quad (9)$$

где  $g_2 = 5$ ,  $g_1 = 9$ .

Если наша оценка  $\frac{Z_{21}}{F_{21}}$  была завышена в несколько раз, то это отразится на  $\frac{n_2}{n_1}$  не очень сильно, и ошибка будет несколько меньше, чем ошибка в  $\frac{Z_{21}}{F_{21}}$ .

Приняв число атомов кислорода на первом уровне в слое  $F$  ночью равным  $5 \cdot 10^{10}$  [2], найдем  $n_2 = 5.8 \cdot 10^3$ .

Число квантов красных линий, выходящих из слоя  $F$ , эффективную толщину которого  $l$  можно принять равной 30 км, будет равно

$$N = \frac{1}{4\pi} n_2 A_{21} l \approx \frac{1}{4\pi} 5.8 \cdot 10^3 \cdot 0.0104 \cdot 3 \cdot 10^6 = 1.43 \cdot 10^7 \frac{\text{квант}}{\text{см}^2 \text{сек стерадиан}}. \quad (10)$$

Наблюдения дают для красной линии около 70% интенсивности зеленой линии, в которой, по данным Чуваева [7], излучается в среднем  $0.3 - 1.3 \cdot 10^7 \frac{\text{квант}}{\text{см}^2 \text{сек стерадиан}}$ . Если считать, что часть излучения красной линии может быть обусловлена другими механизмами, то можно принять наблюдаемое число квантов равным  $0.3 - 0.7 \cdot 10^7$ . Выражение [10] дает в несколько раз большее значение. Экспонента в (9) сильно зависит от принятого значения  $T$ ; при  $T = 1300^\circ$ ,  $N = 1.3 \cdot 10^6$  квант/см<sup>2</sup> сек стерадиан.

Мы видим, что наличие высокой кинетической температуры в верхних слоях атмосферы может объяснить свечение красной линии. Постепенное падение интенсивности в течение ночи может быть следствием небольшого постепенного охлаждения излучающих слоев, а изменения от ночи к ночи — следствием нерегулярных изменений температуры.

Напомним, что наш расчет сильно зависит от принятых значений кинетической температуры и плотности. Если в дальнейшем окажется, что принятые нами значения температуры, а следовательно, и связанной с ней плотности завышены, предложенный механизм не будет иметь значения. С другой стороны, он ограничивает возможную температуру сверху. Температура не может быть существенно выше  $1500^\circ$ , так как экспонента в (9) при этом сильно увеличивается и излучение красной линии было бы значительно интенсивнее, чем это наблюдается.

### Л и т е р а т у р а

1. И. А. Хвостиков. Свечение ночного неба. Изд. АН СССР, 1948.
2. Н. С. Герзон. УФН 47, 561, 1952.
3. Т. Yamanouchi, Т. Inui, А. A meniya. Proc. Phys. Math. Soc. Japan. 22, 847, 1940.
4. Л. Ландау и Е. Лифшиц. Квантовая механика. I. 1948.
5. D. Bates, A. Fundaminsky, H. Massey, T. Leech. Phil. trans. A243, 93, 1950.
6. S. Pasternack. Ap. J, 92, 129, 1940.
7. К. К. Чуваев. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. 10, 1953.



# НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В СИМЕИЗЕ

И. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен-Кодак 103а-0;  $\sigma$  — предварительные номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Для некоторых малых планет не даны разности  $O - C$  из-за отсутствия эфемерид.

| 1952 г.  | У. Т.   | Название               | $\alpha$ 1950                     | $\delta$ 1950 | Величина          | $O - C$                  |
|----------|---------|------------------------|-----------------------------------|---------------|-------------------|--------------------------|
| Сентябрь | 11.7752 | $\sigma$ 196 . . . . . | <sup>h</sup> 21 <sup>m</sup> 57.7 | +15° 8'       | <sup>m</sup> 12.5 | —                        |
|          |         | $\sigma$ 202 . . . . . | 22 1.6                            | +16 13        | 12.0              | —                        |
|          | 13.8007 | $\sigma$ 196 . . . . . | 21 56.7                           | +15 4         | 12.5              | —                        |
|          |         | $\sigma$ 202 . . . . . | 21 58.9                           | +16 29        | 12.0              | —                        |
| 13.8594  |         | $\sigma$ 198 . . . . . | 23 11.2                           | —18 43        | 12.5              |                          |
|          |         | 250 Беттина . . . . .  | 23 21.8                           | —16 56        | 11.5              | <sup>m</sup> + 0.1' + 2' |
|          |         | 87 Сильвия . . . . .   | 23 36.0                           | —19 53        | 11.0              | + 0.2 + 2                |
| 17.7887  |         | 1280 Байода . . . . .  | 22 27.5                           | — 2 23        | 13.6              | — 2.7 —17                |
|          |         | 760 Массинга . . . . . | 22 37.0                           | — 5 47        | 12.9              | — 2.9 —28                |
|          |         | $\sigma$ 203 . . . . . | 22 39.9                           | — 9 24        | 12.5              | —                        |
|          |         | 711 Мармулла . . . . . | 22 50.3                           | — 9 40        | 12.7              | + 0.3 0                  |
|          |         | 573 Реха . . . . .     | 22 51.3                           | — 6 24        | 12.3              | — 5.9 —54                |
|          |         | 396 Эолия . . . . .    | 22 53.8                           | — 2 38        | 12.4              | — 5.2 —31                |
|          |         | 150 Нува . . . . .     | 22 59.0                           | — 4 8         | 11.1              | — 0.7 — 3                |
|          |         |                        |                                   |               |                   |                          |
| 17.8770  |         | 371 Богемия . . . . .  | 23 4.8                            | + 5 51        | 11.7              | + 0.8 +10                |
|          |         | 465 Алектос . . . . .  | 23 5.3                            | — 0 44        | 13.8              | —                        |
|          |         | 894 Эрда . . . . .     | 23 12.9                           | + 2 13        | 12.6              | + 2.3 + 9                |
|          |         | $\sigma$ 204 . . . . . | 23 17.9                           | + 0 10        | 13.2              | —                        |
|          |         | 853 Нансения . . . . . | 23 23.3                           | — 0 52        | 13.3              | + 6.3 +17                |
|          |         | $\sigma$ 205 . . . . . | 23 23.9                           | + 0 47        | 13.5              | —                        |
|          |         | 617 Валерия . . . . .  | 23 25.2                           | + 2 40        | 12.4              | + 0.9 + 3                |
|          |         | 105 Артемиды . . . . . | 23 27.2                           | + 6 5         | 11.0              | + 2.4 —15                |
|          |         | $\sigma$ 205 . . . . . | 23 28.6                           | + 3 23        | 13.4              | —                        |
|          |         | 874 Ротраут . . . . .  | 23 32.3                           | + 2 9         | 13.8              | — 1.2 — 5                |
|          |         | 149 Медуса . . . . .   | 23 47.6                           | — 1 55        | 12.7              | + 0.1 — 1                |
|          |         | 67 Азия . . . . .      | 23 48.9                           | + 4 16        | 9.6               | — 0.1 — 3                |

| 1952 г.  | U. T.   | Название                 | $\alpha$ 1950                                              | $\delta$ 1950     | Величина                                          | O - C                                                   |
|----------|---------|--------------------------|------------------------------------------------------------|-------------------|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|
| Сентябрь | 17.8770 | 723 Гаммония . . . . .   | $\begin{smallmatrix} h & m \\ 23 & 49.1 \end{smallmatrix}$ | $- 2^{\circ} 55'$ | $\begin{smallmatrix} m \\ 12.0 \end{smallmatrix}$ | $\begin{smallmatrix} m \\ - 1.3 - 8' \end{smallmatrix}$ |
|          |         | 107 Камилла . . . . .    | 23 52.3                                                    | $- 1 26$          | 10.0                                              | $+ 0.1 + 1$                                             |
|          |         | 169 Зелля . . . . .      | 23 53.5                                                    | $- 0 20$          | 10.6                                              | $- 0.6 + 3$                                             |
| 17.9689  |         | 1024 Томака . . . . .    | 0 50.5                                                     | $- 21 48$         | 12.0                                              | $- 0.1 - 2$                                             |
|          |         | 1278 Кения . . . . .     | 1 1.6                                                      | $- 18 48$         | 12.2                                              | $+ 3.2 + 25$                                            |
|          |         | 1556 1942 AA . . . . .   | 1 8.5                                                      | $- 17 47$         | 14.0                                              | $+ 4.1 + 30$                                            |
|          |         | 451 Пациенция . . . . .  | 1 29.9                                                     | $- 14 36$         | 10.7                                              | 0 $- 2$                                                 |
| 18.8048  |         | 663 Герлинда . . . . .   | 23 10.9                                                    | $+ 17 36$         | 13.3                                              | $+ 0.4 + 5$                                             |
|          |         | 115 Фира . . . . .       | 23 24.6                                                    | $+ 14 39$         | 9.7                                               | $- 2.2 - 4$                                             |
|          |         | 216 Клеопатра . . . . .  | 23 28.0                                                    | $+ 13 14$         | 9.4                                               | $- 4.3 - 12$                                            |
|          |         | 456 Абноба . . . . .     | 23 35.2                                                    | $+ 15 38$         | 12.8                                              | $+ 4.6 + 21$                                            |
| 20.8587  |         | $\sigma$ 202 . . . . .   | 21 50.8                                                    | $+ 17 12$         | 12.0                                              | —                                                       |
| 22.8064  |         | $\sigma$ 196 . . . . .   | 21 52.0                                                    | $+ 14 32$         | 12.7                                              | —                                                       |
|          |         | $\sigma$ 202 . . . . .   | 21 48.8                                                    | $+ 17 21$         | 12.0                                              | —                                                       |
| 22.8830  |         | 974 Люба . . . . .       | 22 50.4                                                    | $- 17 21$         | 12.4                                              | —                                                       |
|          |         | $\sigma$ 198 . . . . .   | 23 5.1                                                     | $- 21 11$         | 12.7                                              | —                                                       |
|          |         | 913 Отила . . . . .      | 23 7.5                                                     | $- 17 27$         | 13.1                                              | $- 4.2 - 25$                                            |
|          |         | 250 Беттина . . . . .    | 23 14.3                                                    | $- 17 8$          | 11.3                                              | 0 0                                                     |
|          |         | 87 Сильвия . . . . .     | 23 29.7                                                    | $- 20 24$         | 10.7                                              | $+ 03 - 3$                                              |
| 22.9608  |         | 5 Астрей . . . . .       | 0 49.9                                                     | $- 1.0$           | 10.0                                              | $+ 2.4 + 11$                                            |
|          |         | $\sigma$ 207 . . . . .   | 1 15.5                                                     | $- 1.55$          | 13.3                                              | —                                                       |
|          |         | 806 Гюльденни . . . . .  | 1 22.0                                                     | $- 3.20$          | 13.8                                              | $+ 2.2 + 14$                                            |
| 25.8121  |         | $\sigma$ 196 . . . . .   | 21 51.1                                                    | $+ 14 18$         | 12.7                                              | —                                                       |
|          |         | $\sigma$ 202 . . . . .   | 21 46.2                                                    | $+ 17 32$         | 12.0                                              | —                                                       |
| Октябрь  | 14.9057 | 1001 Гауссия . . . . .   | 1 48.9                                                     | $+ 23 25$         | 12.1                                              | $+ 1.6 + 4$                                             |
|          |         | 382 Додона . . . . .     | 1 52.5                                                     | $+ 22 13$         | 13.0                                              | 0.0 $+ 14$                                              |
|          |         | 493 Гризельдис . . . . . | 2 5.8                                                      | $+ 27 27$         | 13.2                                              | $+ 5.6 + 45$                                            |
|          |         | 726 Иоэлла . . . . .     | 2 12.0                                                     | $+ 30 40$         | 11.8                                              | $- 23.9 - 20$                                           |
|          |         | 1234 Элиана . . . . .    | 2 16.4                                                     | $+ 27 33$         | 13.6                                              | $- 0.6 - 1$                                             |
| 16.7939  |         | 67 Азия . . . . .        | 23 30.9                                                    | $+ 0 1$           | 10.3                                              | —                                                       |
|          |         | 123 Брунгильда . . . . . | 23 44.0                                                    | $+ 8 1$           | 11.5                                              | $- 5.7 - 41$                                            |
|          |         | $\sigma$ 208 . . . . .   | 23 44.5                                                    | $+ 3 58$          | 13.3                                              | —                                                       |
|          |         | 345 Терцидиния . . . . . | 23 44.6                                                    | $+ 5 34$          | 10.3                                              | —                                                       |
|          |         | 549 Иессонда . . . . .   | 23 48.3                                                    | $+ 5 43$          | 12.7                                              | —                                                       |
|          |         | 1542 1941 QE . . . . .   | 23 50.9                                                    | $+ 0 57$          | 13.5                                              | $- 1.9 - 13$                                            |
|          |         | 1157 Аравия . . . . .    | 23 52.0                                                    | $+ 6 32$          | 13.6                                              | $+ 14.1 + 138$                                          |
|          |         | 231 Виндобона . . . . .  | 0 4.9                                                      | $+ 2 55$          | 12.5                                              | $+ 0.5 + 4$                                             |
|          |         | 108 Гекуба . . . . .     | 0 7.5                                                      | $+ 2 39$          | 12.1                                              | $+ 0.1 - 1$                                             |
| 17.8046  |         | 67 Азия . . . . .        | 23 30.7                                                    | $- 0 6$           | 10.3                                              | —                                                       |
|          |         | 123 Брунгильда . . . . . | 23 43.4                                                    | $+ 7 57$          | 11.5                                              | $- 5.7 - 40$                                            |
|          |         | $\sigma$ 208 . . . . .   | 23 43.9                                                    | $+ 3 52$          | 13.3                                              | —                                                       |
|          |         | 345 Терцидиния . . . . . | 23 44.1                                                    | $+ 5 24$          | 10.6                                              | —                                                       |
|          |         | 549 Иессонда . . . . .   | 23 47.7                                                    | $+ 5 37$          | 12.6                                              | —                                                       |



| 1952 г. | У. Т.   | Название                 | $\alpha$ 1950      | $\delta$ 1950     | Величина    | О — С                |
|---------|---------|--------------------------|--------------------|-------------------|-------------|----------------------|
| Октябрь | 17.8046 | 1542 1941 QE . . . . .   | $h \ m$<br>23 50.3 | $+ 0^{\circ} 53'$ | $m$<br>13.2 | $m$<br>$- 2.0 - 13'$ |
|         |         | 1157 Аравия . . . . .    | 23 51.4            | $+ 6 \ 29$        | 13.6        | $+14.0 +138$         |
|         |         | 231 Виндобона . . . . .  | 0 4.2              | $+ 2 \ 51$        | 12.5        | $+ 0.4 + 5$          |
|         |         | 108 Гекуба . . . . .     | 0 6.8              | $+ 2 \ 37$        | 12.1        | $- 0.2 \ 0$          |
|         | 20.8065 | 1035 Амата . . . . .     | 0 35.9             | $+12 \ 42$        | 13.1        | $+ 0.8 + 9$          |
|         |         | 248 Ламея . . . . .      | 0 43.9             | $+ 9 \ 58$        | 12.8        | $- 0.8 - 2$          |
|         |         | 978 Айдамина . . . . .   | 0 55.9             | $+15 \ 53$        | 11.8        | $+ 4.0 + 6$          |
|         |         | 225 Генриетта . . . . .  | 0 57.6             | $+ 6 \ 23$        | 11.9        | $- 0.1 - 1$          |
|         |         | 355 Габриелла . . . . .  | 1 4.8              | $+10 \ 48$        | 12.4        | $+ 3.5 +25$          |
|         | 20.8965 | 493 Гризельдис . . . . . | 1 59.9             | $+27 \ 41$        | 13.5        | $+ 5.9 +50$          |
|         |         | 726 Иоэлла . . . . .     | 2 7.6              | $+29 \ 19$        | 11.8        | $-23.9 -22$          |
|         |         | 1234 Элиана . . . . .    | 2 11.4             | $+27 \ 18$        | 13.8        | $- 0.5 + 1$          |
|         |         | 1436 YA . . . . .        | 2 22.8             | $+28 \ 41$        | 13.4        | $- 1.1 - 1$          |
|         | 24.8691 | 757 Портландия . . . . . | 2 19.5             | $+17 \ 28$        | 11.8        | 0 12                 |
|         |         | 126 Велледа . . . . .    | 2 19.5             | $+15 \ 3$         | 11.5        | $+ 1.5 +13$          |
|         |         | 541 Дебора . . . . .     | 2 24.6             | $+21 \ 43$        | 13.0        | $- 0.4 - 6$          |
|         |         | 961 Гунния . . . . .     | 2 30.9             | $+18 \ 30$        | 13.6        | $- 2.4 - 6$          |
|         |         | 946 Поэзия . . . . .     | 2 41.6             | $+14 \ 32$        | 13.4        | $- 0.8 - 2$          |

## Точные положения малых планет

| 1952 г.               | У. Т.   | $\alpha$ 1950              | $\delta$ 1950              |
|-----------------------|---------|----------------------------|----------------------------|
| $\sigma$ 196 Август   | 15.8455 | $h \ m \ s$<br>22 19 56.05 | $+ 14^{\circ} \ 9' \ 13''$ |
|                       | 16.8297 | 22 19 9.68                 | $+ 14 \ 15 \ 42.9$         |
|                       | 24.8245 | 22 12 26.76                | $+ 14 \ 56 \ 19.1$         |
|                       | 28.8428 | 22 8 58.17                 | $+ 15 \ 8 \ 12.7$          |
| Сентябрь              | 11.7752 | 21 57 57.73                | $+ 15 \ 8 \ 15.7$          |
|                       | 13.8007 | 21 56 38.56                | $+ 15 \ 3 \ 35.2$          |
|                       | 22.8064 | 21 52 4.57                 | $+ 14 \ 32 \ 7.7$          |
|                       | 25.8124 | 21 51 6.00                 | $+ 14 \ 18 \ 39.6$         |
| $\sigma$ 198 Август   | 16.9271 | 23 27 9.3                  | $- 10 \ 26 \ 0$            |
|                       | 28.9216 | 23 21 37.08                | $- 13 \ 55 \ 12.6$         |
|                       | 30.9365 | 23 20 26.36                | $- 14 \ 31 \ 39.8$         |
| Сентябрь              | 13.8594 | 23 11 13.36                | $- 18 \ 43 \ 2$            |
|                       | 13.9071 | 26 11 11.52                | $- 18 \ 43 \ 47.9$         |
|                       | 22.8830 | 23 5 7.19                  | $- 21 \ 10 \ 24.0$         |
| $\sigma$ 202 Сентябрь | 11.7752 | 22 1 37.89                 | $+ 16 \ 13 \ 18.8$         |
|                       | 13.8007 | 21 58 58.26                | $+ 16 \ 29 \ 3.6$          |
|                       | 20.8587 | 21 50 47.16                | $+ 17 \ 12 \ 11.0$         |
|                       | 22.8064 | 21 48 52.38                | $+ 17 \ 21 \ 4.1$          |
|                       | 25.8124 | 21 46 14.94                | $+ 17 \ 32 \ 44.7$         |

# ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

| Стр. | Строка                                               | Напечатано                       | Должно быть                      |
|------|------------------------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| 39   | 4 и 5 св.                                            | 23                               | 22                               |
| 43   | 1 св.                                                | 15''                             | 15'                              |
| 76   | 16 св.                                               | $\Delta m'_{0*} = \Delta m_{0*}$ | $\Delta m_{0*} = \Delta m'_{0*}$ |
| 100  | 1 св.                                                | 9—10 сент. •                     | 9—10 сент. $\perp$               |
| 140  | 13 св.                                               | 2.74.                            | $2.74 \cdot 10^4$                |
| 163  | 17 св.                                               | $n_H$                            | $n_H^{(2)}$                      |
| 171  | 12 св.                                               | —                                | + 20 W                           |
| »    | 13 св.                                               | + 20 W                           | — 18 W                           |
| »    | 14 св.                                               | — 18 W                           | + 40 E                           |
| »    | 15 св.                                               | + 40 E                           | —                                |
| 173  | 1 св.                                                | $(v_D)_{кин}$                    | $(v_D)_{кин}^2$                  |
| 174  | 7 св.                                                | $\lambda_1 \beta$                | $\lambda_{H\beta}$               |
| 175  | Рис. 3, б,<br>ось ординат<br>около зна-<br>чения 1.5 | черная точка                     | светлый кружок                   |
| 177  | 1 св                                                 | 97                               | М. N 97                          |