

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ IV



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА · ЛЕНИНГРАД

1949

Ответственный редактор
академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора
В. Ф. Газе

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФИЛЬТР
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЦА И ОПЫТ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ***А. Б. Северный и А. Б. Гильварг*

В работе приведен расчет и дано описание интерференционно-поляризационного светофильтра, изготовленного из отечественного кварца для целей наблюдения Солнца.

При температуре 32°C полоса пропускания изготовленного фильтра центрирована на линию H_{α} (λ 6563) солнечного спектра; ширина этой полосы составляет 1.8 Å. С помощью установки типа коронографа Лио был получен ряд фотографий протуберанцев. Указана фотометрическая процедура, позволяющая с помощью таких фотографий получить количественные сведения о состоянии возбуждения атомов водорода в протуберанцах.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что последние 10 лет ознаменовались успехами в технике изучения Солнца, в особенности тех его образований, которые ранее могли наблюдаться главным образом во время затмений. Эти успехи связаны с применением интерференционно-поляризационного светофильтра в комбинации с коронографом типа Лио. Хотя принцип действия такого фильтра был указан еще в начале текущего столетия, этот прибор лишь сравнительно недавно прочно внедрился в практику регулярных наблюдений Солнца. Так, на высокогорных обсерваториях Пик дю Миди в Пиренеях (Лио) и Кляймакс в Колорадо (Робертс) он применяется для наблюдений короны и протуберанцев, а на обсерваториях Ароза в Швейцарии (Вальдмейер) и в Пассадене (Петтит) — главным образом для наблюдений протуберанцев. Первый шаг в этом направлении сделал Лио [1] во Франции, который к 1944 г. изготовил и начал работу с фильтром, имеющим полосу пропускания шириной 3 Å для H_{α} -линии водорода. Почти одновременно в 1940—1941 гг. Эвансом [2] и Петтитом [3] (США) были изготовлены менее эффективные фильтры с полосой около 5 Å для той же линии. Вальдмейер до последнего времени применял фильтр с полосой пропускания около 10 Å. Фирма Цейсс начала в 1945 г. работы по изготовлению фильтров с полосой до 1 Å.

Первая попытка у нас была сделана в 1945 г. Н. Меланхолиным и С. Барановым [4], которые рассчитали и изготовили из палофановых пленок фильтр с широкой полосой, около $80 \text{ \AA}$, для линии D натрия. Однако для целей астрофизики фильтр должен обладать полосой пропускания не более $10 \text{ \AA}$, если иметь в виду исследования Солнца (протуберанцев, короны) в лучах либо водородных линий (H_α и H_β), либо корональных линий (6374 и 5303), либо каких-нибудь других достаточно интенсивных хромосферных линий.

Летом 1947 г. мы предприняли попытку рассчитать и изготовить из отечественного кварца интерференционно-поляризационный свето-фильтр с полосой пропускания, центрированной на наиболее интенсивную водородную С-линию ($\lambda 6563$) в спектре Солнца. Работа была начата осенью 1947 г. и закончена осенью 1948 г. Будучи поставлена у нас впервые, она проходила в порядке экспериментальной работы, описание и результаты которой могут представить интерес как для оптиков, так и для астрономов.

В отличие от светофильтров, получаемых с помощью красителей, интерференционно-поляризационные светофильтры поддаются предварительному расчету на любую интересующую нас полосу пропускания. Как показывают расчет и измерения, они имеют пропускную способность, вполне достаточную для эффективной работы с ними как в лаборатории, так и в области физики Солнца. Кроме того, интерференционно-поляризационный светофильтр может быть изготовлен на весьма узкую полосу пропускания. При такой же ширине полосы пропускания фильтр из красителя, если бы он мог быть осуществлен, пропускал бы по крайней мере в 10 раз меньше света.

§ 2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И РАСЧЕТ

Принцип действия прибора хорошо известен и может быть без труда понят из рассмотрения явлений поляризации и интерференции в пластине двупреломляющего кристалла кварца или шпата, находящейся между двумя поляризаторами. Воспроизведем вкратце описание этого явления. Пусть плоско-поляризованный луч падает нормально к грани двупреломляющей кристаллической пластины, вырезанной так, что ее грани параллельны главной оптической оси кристалла.

Пусть OA (фиг. 1) — направление колебаний падающего луча, а OB и OC — направления главной и побочной осей соответственно; v — угол между OA и OB . Если $a \cos \omega t$ — колебание в падающей волне, то при входе в пластинку это колебание разделяется на два, одно происходит в направлении главной оси, а другое — в направлении оси, к ней перпендикулярной; эти колебания будут

$$x = a \cos \omega t \cos v,$$

$$y = a \cos \omega t \sin v.$$

Ввиду различия скоростей распространения или показателей преломления μ_0 и μ_e для обыкновенного и необыкновенного лучей, по выходе из пластины возникает разность фаз между этими колебаниями, так что по выходе будем иметь

$$x' = a \cos \omega t \cos v,$$

$$y' = a \cos (\omega t + \delta) \sin v.$$

Если эти колебания падают вновь на поляризатор, направление колебаний в котором OA' составляет угол w с направлением OB , то результирующее колебание по выходе из поляризатора будет $x' \cos w + y' \sin w$.

Интенсивность этого колебания будет пропорциональна величине

$$A^2 = a^2 \left\{ \cos^2 (v - w) - \sin 2v \sin 2w \sin^2 \frac{\delta}{2} \right\}. \quad (2.1)$$

В случае скрещенных поляризаторов $v - w = 90^\circ$ и $A^2 = a^2 \sin^2 2v \sin^2 \frac{\delta}{2}$, а в случае параллельных $v - w = 0$ и $A^2 = a^2 \left(1 - \sin^2 2v \sin^2 \frac{\delta}{2} \right)$. Величина δ зависит от длины волны, и если угол v отличен от 45° , то наиболее контрастная картина интерференции при падении белого света будет видна в спектрокоп при скрещенных николях, а наименее контрастная — при параллельных. Но при угле $v = 45^\circ$ мы имеем для параллельных николей:

$$A^2 = a^2 \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (2.2)$$

а для скрещенных: $A^2 = a^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}$, и картина одинаково контрастна в обоих случаях. При переходе от параллельных к скрещенным николям в этом случае мы получаем дополнительные цвета по отношению к исходным. Если d — толщина пластинки, то разность фаз

$$\delta = 2\pi \left(\frac{d}{\lambda / \mu_0} - \frac{d}{\lambda / \mu_e} \right) = 2\pi \frac{\mu d}{\lambda}, \quad (2.3)$$

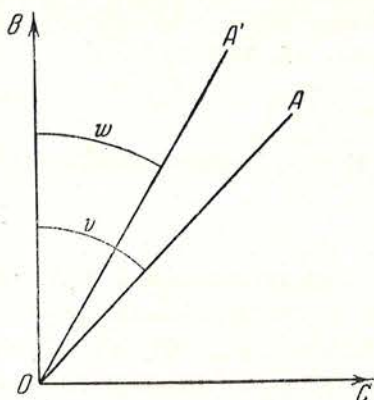
где λ — длина волны, а $\mu = \mu_0 - \mu_e$ — двупреломление, которое для кварца положительно, а для шпата — отрицательно. Если разность хода

$$\Gamma \equiv \mu d = m\lambda, \quad (2.4)$$

т. е. равна целому числу волн, то при параллельных николях возникает интерференционный максимум интенсивности; если

$$\Gamma = (m + 1/2)\lambda, \quad (2.5)$$

то будет минимум интенсивности. Для скрещенных николей условия



Фиг. 1. Расположение осей кристалла и направлений поляризации

(2.4) и (2.5) поменяются ролями. При падении белого света спектр выходящего излучения будет состоять из отдельных светлых полос, разделенных темными промежутками. Светлые полосы будут для тех волн, для которых

$$\lambda = \frac{1}{m} \mu d, \quad (2.6)$$

а темные полосы располагаются в местах спектра, где

$$\lambda = \frac{2}{2m+1} \mu d. \quad (2.7)$$

Пластина двойной толщины $2d$ между параллельными николями, кроме светлых полос первой пластины d , дает еще светлые полосы в тех местах, где имелись темные полосы первой пластины. Таким образом, при каждом удвоении толщины чередование максимумов и минимумов становится более частым, причем число темных полос между первоначальными светлыми полосами удваивается. Если теперь сложить блок, скажем, из трех пластин, каждая из которых в два раза толще предыдущей, с поляризаторами между ними и по краям блока, то результирующее действие сведется к тому, что в спектре сохранятся только узкие светлые полосы, разделенные широкими темными промежутками. Эти светлые полосы располагаются именно в тех местах спектра, где возникают максимумы для первой, самой тонкой пластины: ширина же этих полос приблизительно равна расстоянию между минимумами в самой толстой из пластин. Если теперь нежелательные полосы пропускания удалить с помощью обычного фильтра из красителя, то составной блок будет представлять собой монохроматор, пропускающий достаточно узкую полосу и пригодный для непосредственного наблюдения объектов в монохроматическом свете.

Нетрудно найти выражение для интенсивности излучения, прошедшего через фильтр. Если I_0 — интенсивность падающего излучения, то после прохождения через первую пластину, согласно (2.2), интенсивность будет

$$I_1 = I_0 \cos^2 \frac{\delta_0}{2};$$

аналогично, интенсивность по выходе из второй пластины будет

$$I_2 = I_1 \cos^2 \frac{\delta_1}{2},$$

а для всего блока из n пластин будем иметь

$$I_n = I_{n-1} \cos^2 \frac{\delta_{n-1}}{2} = I_0 \cos^2 \frac{\delta_0}{2} \cos^2 \frac{\delta_1}{2} \dots \cos^2 \frac{\delta_{n-1}}{2}. \quad (2.8)$$

Здесь величины

$$\frac{\delta_k}{2} = \pi \frac{\Gamma_k}{\lambda} = \pi p_k, \quad (2.9)$$

где p_k — разность хода, выраженная числом волн (порядок интерфе-

ренции). Если обозначить через d_1 толщину первой (самой тонкой) пластины, то

$$d_k = 2^{k-1} d_1, \quad p_k = 2^{k-1} p_1, \quad (2.10)$$

и формула (2.8) может быть также записана в виде:

$$I_n = I_0 [\cos \pi p_1 \cos 2\pi p_1 \dots \cos 2^{n-1} \pi p_1]^2$$

Нетрудно свести эту формулу к такой [5]:

$$I_n = I_0 \left[\frac{\sin 2^n \pi p_1}{2^n \sin \pi p_1} \right]^2.$$

Сравним эту формулу с выражением для интенсивности света от дифракционной решетки

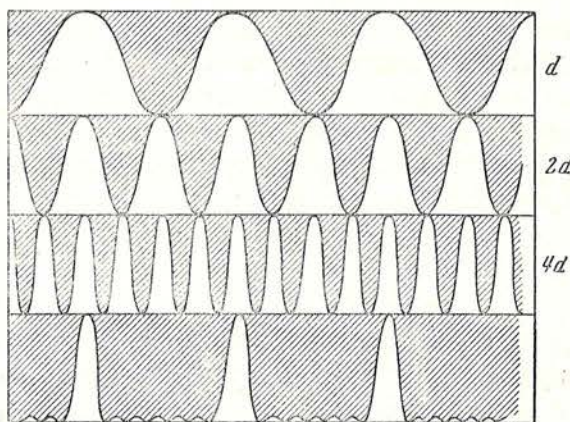
$$I = I_0 \left[\frac{\sin \beta}{\beta} \right]^2 \left[\frac{\sin N\alpha}{\sin \alpha} \right]^2,$$

где

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda} d \sin \theta,$$

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda} (d + b) \sin \theta$$

Здесь N — число штрихов в решетке, d и $d + b$ — постоянные решетки. Мы видим, что фильтр из n пластин эквивалентен дифракционной решетке с числом штрихов 2^n , а вторичные полосы (фиг.



Фиг. 2. Картины интерференции в пластинах d , $2d$, $4d$ и результирующая картина в составном блоке из трех пластин

2) равносильны вторичным максимумам. Например, фильтр из 8 пластин (см. ниже) эквивалентен решетке с числом линий 256.

Допустим, что нас интересует фильтр с полосой пропускания для наперед заданной волны λ_0 . Тогда пластина толщиной

$$d_0 = \frac{\lambda_0}{\mu(\lambda_0)}, \quad (2.11)$$

согласно (2.6), дает нужную нам полосу при разности хода в одну волну λ_0 ; если пластина толщины d_k дает нужную полосу пропускания при разности хода в $p_k \lambda_0$, то положение светлых полос в спектре, согласно (2.6) и (2.11), дается формулой:

$$\lambda_M = \frac{\lambda_0}{m} \frac{\mu(\lambda)}{\mu(\lambda_0)} \frac{d_k}{d_0} = \frac{1}{m} x(\lambda) \frac{d_k}{d_0} \lambda_0; \quad \left. \begin{array}{l} m = 1, 2, \dots, p_k, \dots \end{array} \right\} \quad (2.12)$$

где $x(\lambda) = \mu(\lambda) / \mu(\lambda_0)$ — относительное двупреломление, зависящее от

длины волны, — дисперсия двупреломления, а d_k должно быть равно $p_k d_0$. Величина d_0 для данного кристалла есть величина постоянная при заданной температуре. Положение полос пропускания, как было сказано, определяется главными максимумами, т. е. теми, которые дает первая ($k = 1$), самая тонкая пластина. Так как эта пластина должна давать светлую полосу при $\lambda = \lambda_0$, то для нее толщина

$$d_1 = p_1 d_0, \quad (2.13)$$

где p_1 — целый порядок интерференции. Соседние главные максимумы справа и слева от интересующей нас полосы, согласно (2.12), будут

$$\lambda_1 = \frac{p_1}{p_1 - 1} \lambda_0, \quad \lambda_2 = \frac{p_1}{p_1 + 1} \lambda_0, \quad (2.14)$$

если пренебречь на мгновение дисперсией двупреломления. Из (2.13) и (2.14) мы видим, что желательно иметь толщину d_1 по возможности малой для того, чтобы полосы пропускания были расставлены широко и тем самым могли быть изолированы поочередно обычными фильтрами с широкой полосой. Например, для H_α -линии водорода ($\lambda_0 = 6562.8$) при температуре 18°C имеем

$$\mu = 9.03 \cdot 10^{-3}, \quad d_0 = 0.07268 \text{ мм}. \quad (2.15)$$

Практически трудно изготовить пластину из кварца (тем более — из шпата) с толщиной менее 0.5 мм, поэтому d_1/d_0 приходится выбирать больше 7. С другой стороны, при разностях хода более 60 волн, или при $d_1 > \infty 4.5$ мм, главные полосы уже отстоят друг от друга не более чем на $100 \text{ \AA}$ в интересующей нас спектральной области, и их изолировать обычным фильтром уже трудно.

Напротив, выгодно иметь толщину последней n -й пластины по возможности большей, так как ширина полосы пропускания в фильтре, грубо говоря, обратно пропорциональна толщине d_n самой толстой пластины. Действительно, аналогично (2.12) имеем формулу минимума

$$\lambda_m = \frac{2}{2m + 1} x(\lambda) \frac{d_k}{d_0} \lambda_0; \quad m = 1, 2, \dots, p_k, \dots, \quad (2.16)$$

из которой положения прилегающих к λ_0 минимумов в пластине d_n суть

$$\lambda'_1 = \frac{p_n}{p_n - 1/2} \lambda_0; \quad \lambda'_2 = \frac{p_n}{p_n + 1/2} \lambda_0, \quad (2.17)$$

где $p_n = d_n/d_0$. Таким образом, полная ширина (при p_n большом)

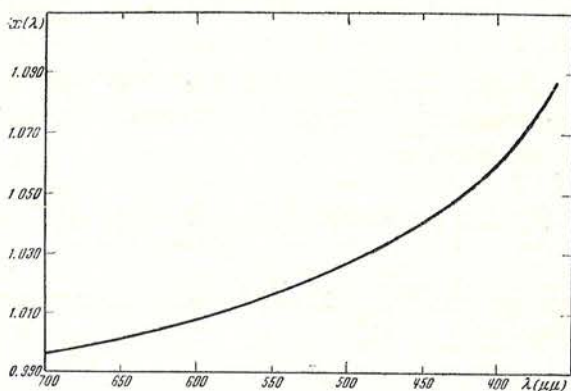
$$\Delta\lambda \simeq \frac{\lambda_0}{p_n} = \frac{d_0}{d_n} \lambda_0. \quad (2.18)$$

Практически трудно найти однородный монокристалл кварца, чтобы сделать пластину толще 15 см и иметь полную полосу пропускания

уже 2 Å для линии H_{α} . Шпат позволил бы пройти дальше в этом направлении, но обработка больших кристаллов представляет здесь серьезные трудности. Поэтому приходится выбирать оптимальные условия, при которых ширина полосы пропускания минимальна, а полосы можно изолировать с помощью стеклянных фильтров.

Так как водород доминирует в химическом составе солнечной атмосферы, а физические условия там благоприятствуют его свечению, водородные линии в спектре Солнца являются одними из наиболее

интенсивных. Поэтому существенно иметь фильтр с узкой полосой пропускания, центрированной на наиболее интенсивную водородную линию H_{α} (λ 6562.8). Столь же существенно было бы иметь полосы пропускания в области H- и K-линий кальция (λ 3968, 3933), которые, как известно, весьма широки и интенсивны в спектре солнечной атмосферы и являются



Фиг. 3. Изменение относительного двупреломления с длиной волны

основными при изучении физических процессов на Солнце, наряду с водородными линиями. Однако, если не прибегать к николям, которые делают фильтр чрезвычайно громоздким, пока мы не имеем поляризаторов, обладающих необходимым пропусканием в области H- и K-линий. В настоящей работе мы ограничились расчетом и изготовлением фильтра только для водородной линии H_{α} , исходя из разности хода в первой пластине $d_1/d_0 = 9$ волнам.

При расчете, изготовлении и испытаниях кварцевых пластин необходимо учитывать: 1) дисперсию двупреломления, 2) зависимость двупреломления от температуры, 3) зависимость положения полос от избытка в толщине кварцевой пластины, 4) зависимость положения полос от угла наклона лучей к нормали к грани пластины, ограничивающую полезное поле фильтра. Рассмотрим влияние этих факторов и способ их учета.

Дисперсия двупреломления, т. е. увеличение $n(\lambda)$ в синюю часть спектра, несколько сказывается на положении полос (особенно в синей части). На фиг. 3 приведен график изменения относительного двупреломления с длиной волны. Вычислим с учетом дисперсии двупреломления $n(\lambda)$ положение главных максимумов (в самой тонкой пластине), т. е. полос пропускания фильтра. Мы исходим из условия, что при $\lambda_0 = 6562.8$ имеет место максимум при разности хода в 9 волн λ_0 .

Для первого максимума с фиолетовой стороны от λ_0 , согласно (2.6), имеем

$$\lambda_0 - \Delta\lambda_1 = \frac{d_1}{m+1} \mu(\lambda_0 - \Delta\lambda_1).$$

Раскладывая μ в ряд по $\Delta\lambda$ и ограничиваясь первыми двумя членами, имеем формулу:

$$\Delta\lambda_1 = \frac{\lambda_0^2}{d_1 \mu(\lambda_0)} \cdot \frac{1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}}{1 - \frac{\lambda_0}{\mu(\lambda_0)} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \right)_0},$$

в которой Лию [1] опускает второй член в числителе, что для тонких пластин, где $\Delta\lambda \cong 600 \text{ \AA}$, кажется рискованным. Из этой формулы строго следует

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_0} = \left\{ 1 + \frac{d_1 \mu(\lambda_0)}{\lambda_0} \left[1 - \frac{\lambda_0}{\mu(\lambda_0)} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \right)_0 \right] \right\}^{-1} = \left[1 + m - d_1 \left(\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \right)_0 \right]^{-1},$$

откуда находим $\lambda_1 = \lambda_0 - \Delta\lambda_1$. Аналогичная формула может быть записана для $\Delta\lambda_2$ и т. д., а вообще для k -го максимума с фиолетовой стороны от λ_0 имеем

$$\frac{\Delta\lambda_k}{\lambda_{k-1}} = \left[1 + (m + k - 1) - d_1 \left(\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \right)_{k-1} \right]^{-1}.$$

Вводя величину $x = \frac{\mu(\lambda)}{\mu(\lambda_0)}$, $\frac{d_1}{d_0} = p_1$ и $d_0 \mu(\lambda_0) = \lambda_0$, окончательно получим

$$\Delta\lambda_k = \frac{\lambda_{k-1}}{k + p_1 \left[1 - \lambda_0 \left(\frac{\partial x}{\partial \lambda} \right)_{k-1} \right]}, \quad \lambda_k = \lambda_{k-1} - \Delta\lambda_k. \quad (2.19)$$

Здесь $\frac{\partial x}{\partial \lambda} < 0$. Эта формула позволяет последовательно вычислить все λ_k . Числа $\left(\frac{\partial x}{\partial \lambda} \right)_{k-1}$ получаются путем графического дифференцирования из кривой фиг. 3. В результате несколько длинной вычислительной процедуры мы получаем следующие длины волн полос пропускания:

$$\lambda_M = 6563, 5948, 5446, 5025, 4668, 4362, 4099 \text{ \AA}. \quad (2.20)$$

Мы видим, что кроме полосы, центрированной на H_α , фильтр имеет полосы, достаточно близкие к линиям водорода H_γ ($\lambda 4340$) и H_δ ($\lambda 4102$); центровка полос на эти линии могла бы быть достигнута путем изменения температуры (см. ниже).

Положение интерференционной картины в каждой, скажем, первой пластине кварца и, следовательно, положение полос пропускания фильтра в целом изменяются с температурой благодаря зависимости двупреломления от температуры (явно и неявно, через длину волны λ)

и зависимости толщины k -й пластины $d_k = 2^{k-1} d_1$ от температуры. Согласно формуле (2.6) имеем

$$\Delta\lambda = \frac{2^{k-1}}{m} \left\{ \mu \Delta d_1 + d_1 \Delta \mu + d_1 \frac{\Delta \mu}{\Delta \lambda} \Delta \lambda \right\},$$

откуда, замечая, что $\frac{2^{k-1}}{m} \mu d_1 = \lambda$, получим

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \left\{ \frac{1}{d_1} \frac{\Delta d_1}{\Delta T} + \frac{1}{\mu} \frac{\Delta \mu}{\Delta T} \right\} \frac{\Delta T}{1 - \frac{\lambda}{\mu} \frac{\Delta \mu}{\Delta \lambda}}. \quad (2.21)$$

Увеличение температуры на 1°C ведет к уменьшению μ на $1.14 \cdot 10^{-6}$ [6], так что $\frac{\Delta \mu}{\Delta T} = -1.14 \cdot 10^{-6}$. Поэтому, согласно (2.15), будет

$$\mu(\lambda_0, T) = 0.00903 - 1.14 \cdot 10^{-6} (T - 18^\circ), \quad (2.22)$$

и основная величина d_0 (2.11), определяющая толщину всех кварцевых пластин, зависит от выбора температуры T , при которой предполагается использовать фильтр. Мы выбрали температуру $T = 36^\circ\text{C}$, исходя из максимальных температур, которые возможны в помещении в летнее время в Крыму. Это дает для $\lambda_0 = 6562.8$ значение $\mu(36^\circ) = 9.0095 \cdot 10^{-3}$ и $d_0 = 0.0728$. Это значение d_0 и определяет по формуле (2.10) (где $d_1 = 9d_0$) толщины остальных пластин при рабочей температуре 36°C . Они приведены в табл. 1.

Таблица 1

Толщина кварцевых пластин

k	p_k	$T = 33^\circ, d_0 = 0.0728$		Изготовленная толщина
		$d_k(36^\circ)$	$d_k(18^\circ)$	
1	9	0.656	0.655	0.655
2	18	1.311	1.311	1.311
3	36	2.622	2.622	2.622
4	72	5.245	5.244	5.245
5	144	10.490	10.487	10.485
6	288	20.980	20.975	20.977
7	576	41.960	41.950	41.952
8	1152	83.920	83.900	83.902

Если при температуре T толщина есть $d_k(T)$, то для температуры T' она будет

$$d_k(T') = d_k(T) + \frac{\Delta d_k}{\Delta T} (T' - T) = d_k(T) \left[1 + \frac{1}{d_k} \frac{\Delta d_k}{\Delta T} (T' - T) \right]. \quad (2.23)$$

Величина $\frac{1}{d_k} \frac{\Delta d_k}{\Delta T} = \beta_2$ есть термический коэффициент расширения кварца перпендикулярно к оптической оси, который для интересующего нас диапазона температур равен $13.70 \cdot 10^{-6}$ [7]. Поэтому

$$d_k(T') = d_k(T) [1 + 1.37 \cdot 10^{-5} (T' - T)]. \quad (2.24)$$

Если обработка пластин производится, например, при температуре 18° а $T = 36^\circ$, то

$$d_k(18^\circ) = 0.999753 d_k(36^\circ). \quad (2.25)$$

Эти значения d_k приведены в табл. 1. Таким образом, при $T = 36^\circ$ на 1°C изменения температуры имеем $\frac{\Delta\mu}{\mu} = \mp 1.26 \cdot 10^{-4}$, $\frac{\Delta d_k}{d_k} = 1.37 \cdot 10^{-5}$, и величина

$$\frac{\Delta d_1}{d_1} + \frac{\Delta\mu}{\mu} = \mp 1.12 \cdot 10^{-4},$$

причем знак минус соответствует увеличению температуры, а знак плюс — ее уменьшению. Согласно фиг. 3, мы имеем

$$1 - \frac{\lambda_0}{\mu(\lambda_0)} \left(\frac{\partial \mu}{\partial \lambda} \right)_0 = 1 - \lambda_0 \left(\frac{\partial x}{\partial \lambda} \right)_0 = 1.0757.$$

Следовательно, полоса, центрированная на линию H_α , при температуре 36° сдвигается при изменении температуры на 1°C так, что

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \mp 1.042 \cdot 10^{-4} \quad \text{или} \quad \Delta\lambda = \mp 0.68 \text{ \AA}. \quad (2.26)$$

Таким образом, при повышении температуры полоса пропускания сдвигается в синюю часть спектра, а при понижении — в красную часть на величину около $0.7 \text{ \AA}$ на 1°C . Этот наш расчет согласуется с данными Лио и Эванса. Петтит сперва нашел сдвиг полосы $0.82 \text{ \AA}$ на 1°C , но затем, после исследования обнаружил, что $\Delta\lambda = 0.7 \text{ \AA}/1^\circ\text{C}$; он же нашел далее, что этот коэффициент температурного сдвига несколько изменяется с температурой [8]. Возможно, что существует также колебание этой величины в зависимости от месторождения кварца. Разность между температурой, при которой фильтр должен работать (36°C) и температурой воздуха в лаборатории, где изготавливаются пластины, будучи умножена на 0.7, дает число ангстремов, на которое нужная нам полоса должна быть сдвинута в красную часть от водородной линии H_α , когда достигнута правильная толщина. Это обстоятельство делает возможным спектрометрический контроль изготавливаемых пластин, даже без их термостатирования для рабочей температуры фильтра (см. ниже).

Рассмотрим теперь влияние избытка в толщине k -й пластины Δd_k на положение полос. Из (2.6) очевидно, что избыток Δd_k вызывает смещение светлой полосы:

$$\Delta\lambda = \frac{1}{m} \mu(\lambda) \Delta d_k$$

в красную сторону. Для интересующей нас полосы λ_0 будет $d_k = m d_0$ и, согласно (2.11),

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta d_k}{d_k}.$$

Так как ширина полосы в k -й пластине дается формулой (2.18), то

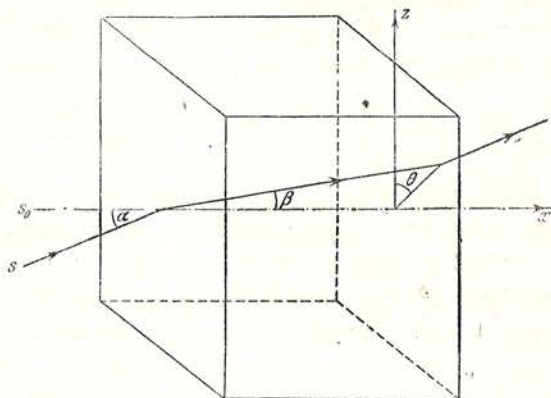
$$\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \cong \frac{\Delta d_k}{d_0} \cong 13.7 \Delta d_k,$$

и избыток в толщине на 1μ ведет к сдвигу полосы

$$\Delta\lambda \cong 0.0137 \delta\lambda. \quad (2.27)$$

Например, для 6-й пластины с полосой шириною $22 \text{ \AA}$ это дает $0.3 \text{ \AA}$, а для 7-й пластины с полосой в $11 \text{ \AA}$ это дает $0.15 \text{ \AA}$ и т. п. Так как температура практически не влияет на величину $\Delta\lambda/\delta\lambda$, то при спектральном контроле всякий сдвиг полосы, превышающий температурный сдвиг $0.7 (T - T')$, свидетельствует о наличии избытка в толщине. Это было учтено при изготовлении пластин.

Зависимость положения полосы от угла наклона лучей может быть получена из рассмотрения изохроматических поверхностей в двупреломляющих кристаллах. Рассмотрим кварцевую пластинку (фиг. 4), правая и левая грани которой параллельны оптической оси кристалла (ось Z).



Фиг. 4. К зависимости положения полосы от угла наклона лучей

Пусть луч S_0 распространяется по нормали к граням (ось X), луч S наклонен к нормали на угол α , а внутри кристалла на угол β , и образует в плоскости правой грани угол θ с осью Z по выходе из пластины. Мы имеем, очевидно, $\alpha = \mu\beta$ (α — малый угол). Если для луча S_0 имеем максимум при $\lambda_0 = \mu d/m$, то соответствующий максимум для луча S будет:

$$\lambda_1 = \lambda_0 \left(1 - \frac{\alpha^2}{2\mu^2} \cos 2\theta \right),$$

где μ — средний показатель преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей, равный 1.547 (ср. [2]). Наибольший сдвиг (при $\theta = 0$ или $\pi/2$) будет

$$\frac{\Delta_1\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_1 - \lambda_0}{\lambda_0} \cong -0.209\theta^2. \quad (2.28)$$

Как видим, смещение происходит в фиолетовую сторону, поэтому установка пластины по нормали к лучу осуществляется весьма просто, путем поворота ее на максимум отклонения полос

в красную сторону. Например, для $\lambda_0 = 6562.8$ мы получаем при поворотах на 1, 2 и 3° величины $\Delta\lambda \cong 2; 4.5$ и $7.8 \text{ \AA}$ соответственно, а сдвигу на одну полосу, например, в 7-й пластине с шириной полосы $11 \text{ \AA}$ соответствует $\alpha \cong 5^\circ$. С одной стороны, это делает возможным центрировку полосы пропускания на линию H_α с помощью поворота всего фильтра; такой поворот действует так же, как сместитель линий в спектрогелиоскопе. Таким образом, с помощью поворота можно грубым образом определять лучевые скорости. Так как, с другой стороны, интенсивность лучей, параллельных S , уменьшается (λ_0 уже не в центре полосы), то мы будем иметь потерю контраста при наблюдениях протуберанцев (интенсивность непрерывного фона не уменьшается при небольшом повороте). При малых α интенсивность для всего фильтра при $\lambda = \lambda_0$ выражается следующей формулой [2]:

$$I = I_1 \left(1 - \frac{\pi^2}{4\mu^4} p_n^2 \alpha^4 \cos^2 2\theta \right),$$

которая для освещения параллельными лучами дает распределение интенсивности в различных точках поля. Для нашего фильтра, где $p_n = 1152$ волны, угол θ не должен превосходить $1^\circ.1$, чтобы не было заметной потери контраста. Для фильтра, помещенного в сходящемся пучке возле фокуса, соответствующая формула дана Эвансом [2]:

$$I' = I_1 \left(1 - \frac{\pi^2 p_n^2}{24\mu^4} \alpha_1^4 \right),$$

где α_1 — половина углового раствора конуса лучей. Для $p_n = 1152$ мы имеем следующие значения I'/I_1 :

$\alpha_1 = 0.01$	0.03	0.04	0.05
$d/f = 1/50$	1/16.6	1/12.5	1/10
$I'/I_1 = 1.00$	0.96	0.87	0.67

Отсюда следует, что потеря контраста незначительна при относительном отверстии $\frac{d}{f} \leq \frac{1}{15}$, и полезное угловое поле фильтра не больше $1^\circ.9 - 2^\circ.0$.

При использовании фильтра в сходящемся пучке обыкновенный и необыкновенный лучи не будут иметь, как отметил Эванс, фокуса в одной и той же плоскости. Это возникает благодаря незначительной разнице показателей преломления для этих лучей. Расстояние между фокусами достигает 0.04 мм на 1 см кварца. Такое различие фокусов может быть компенсировано поворотом на 90° самой толстой пластины относительно остальных, без изменения положения поляроидов. Тогда обыкновенный луч в этой пластине становится необыкновенным в остальных. Так как самая толстая пластина лишь немного превышает половину полной толщины, то компенсация получается почти полная (разница в фокальных плоскостях тогда сводится к $0.04/2^{n-1}$ мм на 1 см кварца).

§ 3. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ФИЛЬТРА ИЗ КВАРЦА

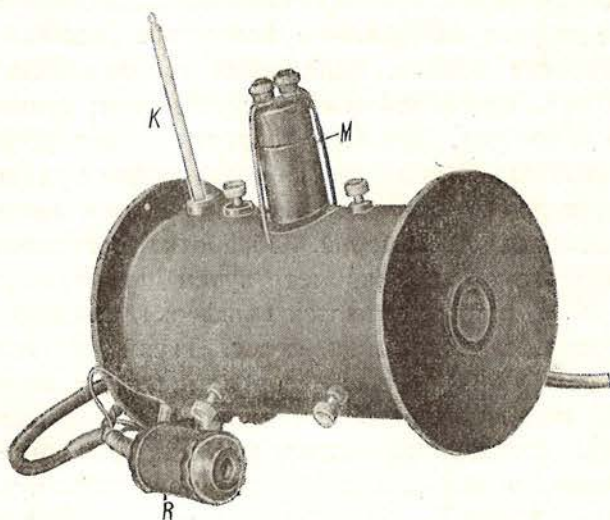
Обратимся теперь к процессу изготовления. При выборе кварца следует избегать всяких включений, пузырей, оптических двойников, голубых нитей, которые портят изображение вследствие рассеяния. Предварительная ориентировка блоков, вырезанных из монокристаллов отечественного кварца*, производилась по естественным граням кристалла и с помощью коноскопа. При этом точность ориентировки достигала 15—20' дуги. Окончательная проверка ориентировки с уменьшением ошибки до 2' дуги производилась с помощью рентгено-гониометра, снабженного ионизационной камерой. Обработка ориентированных пластин производилась под микрометр путем шлифовки до избытка в толщине 20—30 μ . Затем начиналась шлифовка, сопровождаемая спектральным контролем положения полос. Такой контроль требует спектрометра достаточной разрешающей силы: мы использовали спектрометр с дифракционной решеткой—репликой (разрешающая сила около 20 000), снабженный окулярным микрометром**. Последний позволяет измерить положение необходимого максимума интенсивности относительно линии H_{α} , положение которой устанавливалось в поле зрения с помощью гейслеровой трубки. Ввиду чувствительности интерференционных измерений очень существенно при этом было устранить всевозможные источники ошибок, могущие повлиять на результаты измерений, как-то: различие фокусов для интерференционной картины и гейслеровой трубки, ошибки, возникающие от виньетирования щели или источника, неравномерное и несимметричное расширение щели и т. п. Спектральный контроль был проведен для каждой пластины в отдельности и для фильтра в целом. При сборке фильтра существенно соблюдать параллельность направлений колебаний поляроидов и следить за тем, чтобы эти направления достаточно точно биссектировали угол между плоскостями колебаний кварцевых пластин.

В качестве поляризаторов были использованы герпатитовые поляроидные пленки, которые, хотя и дают заметное рассеяние, но не обладают свистистостью, присущей поливиниловым фильмам. Для устранения вредных отражений, возникающих как от поверхностей кварцевых пластин, так и от поверхностей поляроидов, фильтр собирается на иммерсии. Выбор последней имеет важное значение: необходимо избегать органических масел, как правило, разрушающих поляроиды. Лео, который вынужден был отказаться от поляроидов, повидимому, допустил ошибку, применив в качестве иммерсии канадский бальзам.

* Мы обязаны проф. Г. Г. Леммлейну за полезные советы при выборе кварца.

** Мы обязаны проф. С. А. Боровику за любезное предоставление реплики и монтажа спектрометра.

Так как температурный коэффициент составляет около $0.7 \text{ Å}/1^\circ\text{C}$, то точность термостатирования кварцевого фильтра с полосой около 2 Å должна быть не ниже $\pm 0.15^\circ\text{C}$. Термостат с фильтром, находящимся



Фиг. 5. Вид термостата с фильтром

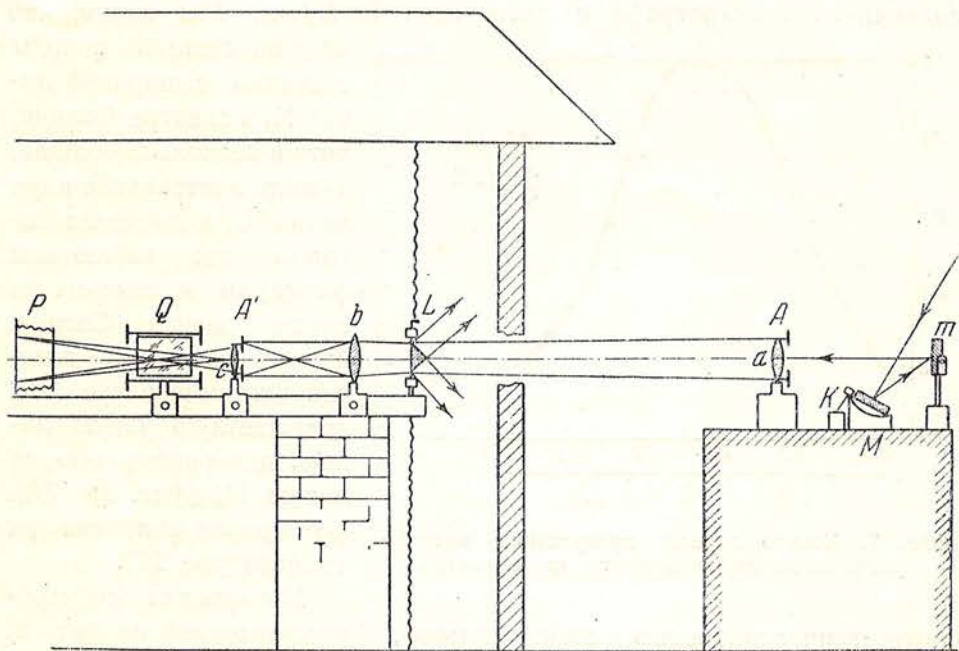
внутри, показан на фиг. 5. Для поддержания температуры внутри термостата требуется около 40 ватт, так что установка с фильтром питается от аккумуляторной батареи в 10—12 вольт. Для равномерности температуры в верхней части термостата поставлен мотор *М* с пропеллером для перемешивания воздуха. Постоянство температуры поддер-

живается терморегулятором, состоящим из контактного ртутного термометра (внутри коробки) и электромагнитного реле *Р*. Для контроля температуры термостат имеет контрольный термометр *К*. Фильтр в термостате юстируется шестью винтами, что обеспечивает минимальный тепловой контакт со стенками коробки термостата. Для установления стационарного режима требуется около 20 мин.

§ 4. ИСПЫТАНИЕ И УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ФИЛЬТРА

К весне 1948 г. было закончено изготовление фильтра из 7 пластин с полосой пропускания около 5 Å . Непосредственные измерения окулярным микрометром ширины изображения полосы пропускания и ее зависимости от ширины щели, а также измерения на фотопластинке дали значение полуширины полосы 4.8 Å . Спектрометрическое исследование контура полосы, проведенное с помощью спектрографа большой дисперсии ($3.5 \text{ Å}/\text{мм}$) нашей обсерватории, дало значения полуширины контура 4.6 Å и пропускания около 3.5%. Спектрограммы с весьма большой экспозицией показывают наличие весьма слабых „духов“ — побочных максимумов, интенсивность которых составляет не более нескольких процентов от интенсивности основной полосы. Так как двупреломление может колебаться в пределах до $50 \cdot 10^{-6}$ от образца к образцу и в зависимости от месторождений кварца, то рабочая температура фильтра из 7 пластин оказалась на 3° ниже рассчитанной (36°).

Не располагая готовым коронографом типа Лио, как системой, сводящей к минимуму инструментальный рассеянный свет, мы решили осуществить такую систему с помощью имевшихся в нашем распоряжении средств. Небольшая горизонтальная целостатная установка с линзой, служащей для питания спектрогелиоскопа, была использована в качестве питающей оптики (фиг. 6). Лучи от линзы a ($d = 90$ мм, $f = 5.04$ м) через отверстие в стене павильона падают на конусообразную бленду L с поперечником, равным размеру изображения



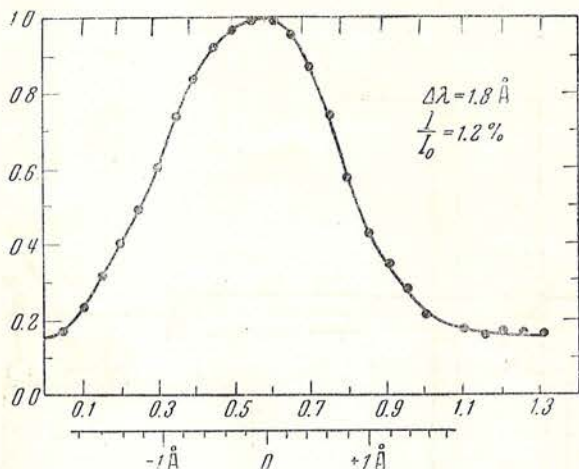
Фиг. 6. Схема коронографа типа Лио, работающего в Симеизе

Солнца (50 мм). Эта бленда отбрасывает в стороны свет от солнечной фотосферы. На массивной оптической скамье, установленной на каменном столбе, смонтирована приемная система Лио: бленда L (или „искусственная луна“, затмевающая Солнце), линза поля b ($d = 80$ мм, $f = 500$ мм), проектирующая изображение входного зрачка A на плоскость диафрагмы A' , которая срезает свет от краев питающей линзы, и линза камеры C ($d = 70$ мм, $f = 270$ мм), проектирующая изображение „искусственного затмения“ в адаптер P , снабженный затвором Компур, на плоскость фотолампы. Фильтр Q поставлен в слабо сходящемся ($f/30$) пучке перед фотолампой. Мы могли получать на фотолампе изображения Солнца диаметром 30 и 60 мм. Оптика — не специальная и вносила заметное рассеяние.

Фильтр с полосой пропускания $5 \text{ \AA}$ сразу показал свое преимущество по сравнению с параллельно работающим спектрогелиоскопом в отношении видимости протуберанцев и обилия деталей. В то же

время присутствовал достаточно яркий фон (ореол около „луны“) обусловленный как рассеянием света в атмосфере, так и рассеянием в оптике.

Дальнейший шаг в усовершенствовании фильтра был сделан летом 1948 г., когда к работавшему фильтру из 7 пластин была добавлена 8-я пластина из кварца толщиной около 8 см, которая уменьшила полосу пропускания фильтра с 5 до 2 Å. На фиг. 7 показана картина интерференции в 8-й пластине кварца, снятая с помощью нашего солнечного спектрографа с дисперсией 3.5 Å/мм. Мы видим, что

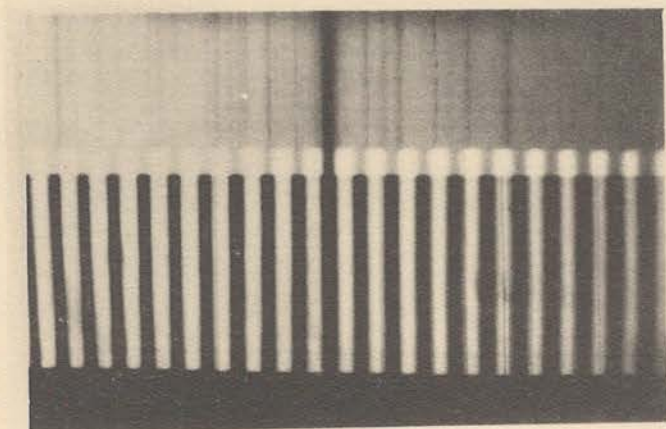


Фиг. 9. Контур полосы пропускания интерференционно-поляризационного светофильтра

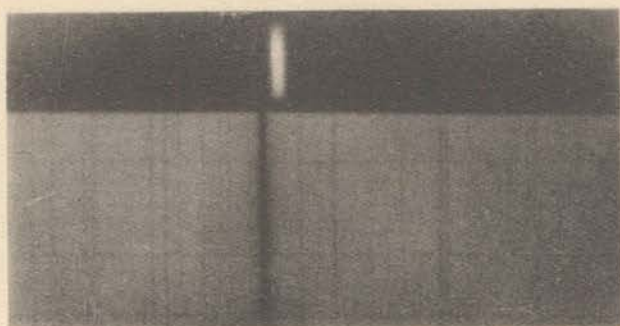
ширина светлой полосы сравнима с шириной линии H_{α} в спектре Солнца, хотя и несколько больше, нежели центральное ядро линии H_{α} , в пределах которого мы наблюдаем флоккулы и волокна на самом диске Солнца. Фильтр из восьми пластин при температуре 32°C дает светлую узкую линию, центрированную на линию H_{α} (фиг. 8). Эта фотография получена при температуре 26°.

Мы провели спектрофотометрический анализ спектрограммы, представленной на фиг. 8. Это позволило построить контур полосы пропускания; полуширина контура оказалась 1.8 Å, в отличие от фильтра, описанного Лио [1], с полушириной полосы 3 Å для той же спектральной линии H_{α} . Из той же спектрограммы коэффициент пропускания был найден 1.2% (фиг. 9).

Новый фильтр с полосой 1.8 Å показал отличные качества: фон возле края „луны“ сильно уменьшился, а контраст возрос более чем в два раза. Визуальные наблюдения в условиях хорошей атмосферной видимости показывают исключительное богатство деталей и тонкую, ажурную структуру протуберанцев. Однако, если при визуальных наблюдениях видимость протуберанцев не оставляет желать лучшего (при прозрачной атмосфере), то при фотографировании подчас наблюдается размытость. Причина этого, пока неустраненного недостатка кроется в том, что питающее коронограф зеркало вращается с помощью зубчатого часового механизма от простого будильника и притом толчками (1 толчок в 0.5). Эти толчки вызывают колебания изображения на фотопластинке в пределах до ± 0.15 мм. Поэтому при экспозициях, больших 0.5, на пластинках и возникает размытость.



Фиг. 7. Фотография картины интерференции в 8-й пластине; наверху спектр Солнца с линией H_{α} посередине



Фиг. 8. Полоса пропускания фильтра из 8 пластин (наверху); внизу спектр Солнца с линией H_{α} посередине



30/VIII, 14^h 30^m



30/VIII, 14^h 51^m



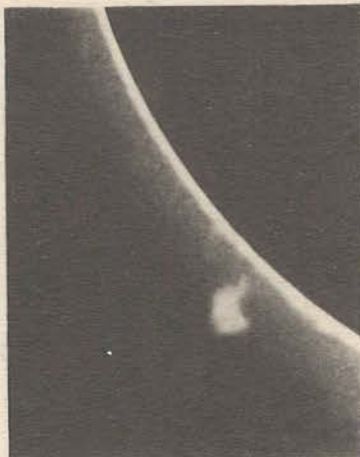
30/VIII, 14^h 57^m



30/VIII, 15^h 00^m



30/VIII, 15^h 21^m



23/IX, 15^h 07^m

Фиг. 10. Фотографии прогуберанцев 30/VIII и 23/IX 1948 г.



11^h 20^m



11^h 45^m



11^h 52^m



11^h 56^m



12^h 55^m



12^h 15^m

Фиг. 11. Фотографии протуберанца 8/X 1948 г.



12^h 54^m



13^h 30^m



13^h 38^m



13^h 40^m



13^h 45^m



13^h 49^m

Фиг. 12. Фотографии протуберанца 27/X 1948 г.

§ 5. ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ПРОТУБЕРАНЦЕВ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ ОПЫТОВ

До сих пор исследования протуберанцев с интерференционно-поляризационным светофильтром ограничивались, главным образом, кинематографированием кинематики газов в протуберанцах в лучах H_α . Не имея пока в своем распоряжении кинонасадки для замедленной киносъемки, мы вынуждены были ограничиться последовательным фотографированием развития протуберанцев. Некоторые примечательные протуберанцы показаны в различных стадиях их развития на photographиях, воспроизведенных на фиг. 10—12, где отмечено местное время каждого снимка. Следует указать на огромные скорости взрывов протуберанцев, например 30/VIII 1948 г. между 14^h51^m и 14^h57^m , а также 27/X 1948 г., начиная с 13^h30^m . Эти скорости достигали в отдельных случаях 500 км/сек., как показывают измерения на негативах, полученных с фильтром, а также независимые определения по доплеровскому смещению в спектрах этих протуберанцев, полученных с помощью спектрографа. Интересно отметить, что лучевые скорости протуберанцев можно также грубо определять с помощью поворота фильтра вокруг вертикальной оси.

Однако мы не склонны были бы вообще ограничиться только кинематографированием протуберанцев. Интерференционно-поляризационный фильтр открывает, как мы покажем, новые интересные возможности, которые до сих пор не были использованы, а именно, исследование физического состояния протуберанцев и его изменения со временем. Так как фотографирование протуберанцев ведется в узкой спектральной полосе, то, снимая на ту же пластинку через фильтр центр солнечного диска, т. е. осуществляя привязку к центру Солнца, мы можем спектрофотометрическим путем определить распределение излучения в самом протуберанце в абсолютных единицах. Пренебрегая, далее, самопоглощением, мы можем вычислить полное число возбужденных атомов. Действительно, интенсивность излучения непрерывного спектра в центре диска Солнца для λ 6562.8 (H_α):

$$I_\lambda = 2.9 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. } 1 \text{ \AA}.$$

Если k_λ — коэффициент пропускания фильтра, r_λ — остаточная интенсивность в линии H_α , то интенсивность излучения от центра солнечного диска, прошедшего через фильтр, есть

$$E_\lambda \propto k_\lambda r_\lambda I_\lambda(0).$$

Кривая $k_\lambda r_\lambda$ имеет вид, показанный на фиг. 13. Полная энергия, упавшая через фильтр на фотопластинку

$$E \propto I_\lambda(0) \int_0^\infty k_\lambda r_\lambda d\lambda.$$

Для нашего фильтра с полосой $1.8 \text{ \AA}$ интеграл в правой части равен $0.884 \text{ \AA}$. Поэтому

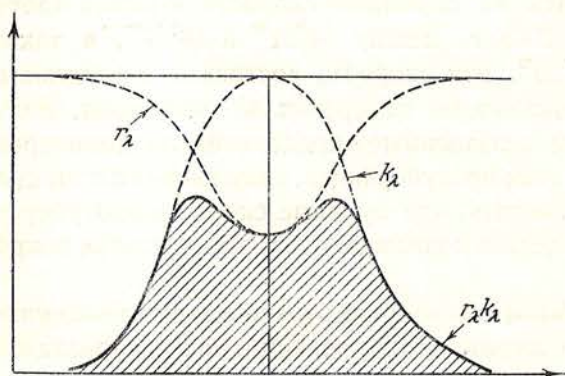
$$E \propto 2.56 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек. } 1 \text{ \AA},$$

и, если известно отношение интенсивности протуберанца к интенсивности центра Солнца $E_p/E = I_p$, то

$$E_p = 2.56 \cdot 10^6 I_p.$$

Пренебрегая самопоглощением,

$$E_p = N_3 A_{32} h \nu_{32},$$



Фиг. 13. Кривая $K_\lambda r_\lambda$

где N_3 — полное число возбужденных атомов в столбе с основанием 1 см^2 , A_{32} — коэффициент вероятности перехода $3 \rightarrow 2$, а ν_{32} — частота перехода. Величина

$$A_{32} = \frac{8\pi^2 e^2}{m_e c^3} f_{32},$$

где f_{32} — сила осциллятора, e и m_e — заряд и масса электрона, c — скорость

света. Таким образом, число возбужденных атомов

$$N_3 = 1.34 I_p,$$

а число атомов на единицу объема $n \cong N_3/l$, где l — линейный размер облака. Число водородных атомов в других состояниях определяется формулой Больцмана, например, для основного состояния

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{h\nu_{12}/kT},$$

и при температуре, скажем, 5000°K будет

$$n_1 = 3.86 \cdot 10^9 n_2.$$

Подобного рода анализ состояния возбуждения в протуберанце имеет большие преимущества перед обычным спектральным исследованием, так как он не менее чем в пять раз быстрее в смысле обработки и позволяет изучить возбуждение не в среднем для того участка, который вырезается щелью спектрографа, а детально, в различных частях протуберанца. Более того, последовательные фотографии протуберанцев позволяют детально изучить изменение со временем состояния возбуждения, что имеет большой интерес.

Так например, для взаимодействующего протуберанца 8/X 1948 г. по двум снимкам 13^h10^m и 13^h15^m (фиг. 11) мы нашли следующие значения I_p , N_2 , n_2 и n_1 :

Деталь	I_p	N_2	n_2	n_1
Узел № 1	0.016	$2.1 \cdot 10^9$	5.0	$1.9 \cdot 10^{10}$
Узел № 2	0.014	1.9	4.8	1.1
Центр № 1	0.060	8.0	13.0	5.0
Центр № 2	0.041	5.1	13.0	5.0

Расположение указанных деталей на фиг. 11 таково: центры взаимодействия 1 и 2 суть правое и левое яркие облака у самой поверхности Солнца, которые соединяются слабой дугой, а узлы 1 и 2 — это облачко слева от левого центра и волокно над этим центром. Температура принята равной 5000°K , как это выходит для большинства протуберанцев и как это дает грубая оценка по доплеровскому контуру линии H_α в спектре этого протуберанца. Приведенный пример показывает, что возбуждение в центрах взаимодействия может быть в несколько раз (и даже на порядок, как в некоторых других случаях) выше, нежели в проходящих между центрами сгустках и струях. Усиление возбуждения в центрах взаимодействия вполне естественно, так как силовые линии электромагнитных полей, вдоль которых движутся возбуждающие свечение корпускулы, повидимому, сгущаются в этих местах.

Далее, для весьма редкого коронального протуберанца 23/IX 1948 г., 15^h07^m (фиг. 10) мы нашли следующие максимальные и минимальные значения интересующих нас величин:

	I_p	N_2	n_2	n_1
Max	0.0255	$3.42 \cdot 10^9$	1	$3.9 \cdot 10^9$
Min	0.00129	$1.73 \cdot 10^8$	0.05	$2.0 \cdot 10^8$

Отсюда видно, что плотность водорода в корональном протуберанце близка к плотности нижних слоев солнечной короны. Стандартизованные снимки протуберанцев с привязкой к центру Солнца получены нами в ряде интересных случаев (в частности, для большого протуберанца 27/X 1948 г.), однако, детальная обработка и обсуждение результатов, пока еще немногочисленных, являются предметом отдельной работы.

§ 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью фильтра с полосой $1.8 \text{ \AA}$ мы смогли видеть на самом диске Солнца крупные волокна и яркие флоккулы на краю диска, хотя, как показывают фотографии, контраст при этом еще не достаточен для работы. Сужение полосы пропускания в 2—3 раза может открыть еще ббльшие возможности и позволит вместо дорогостоящего и громоздкого спектрогелиографа использовать простой и сравнительно

недорогой прибор, не дающий к тому же никаких искажений, порождаемых почти неизбежно в спектрогелиографах, самим механизмом движения изображения. Весьма характерным здесь является поставленный нами недавно опыт скрещения нашего фильтра с эталоном Фабри: фон около искусственной „луны“ при таком скрещении становится почти черным, т. е. рассеянный свет сводится до ничтожной величины. Подходящим выбором параметров эталона можно добиться весьма узкой полосы. Одновременное использование второго фильтра, пропускающего водородную линию $H\beta$ (наряду с рядом других интересных линий) дало бы также возможность быстрого определения температуры возбуждения (с помощью формулы Больцмана) в различных местах протуберанца.

В заключение мы приносим глубокую благодарность акад. Г. А. Шайну и чл.-корр. АН СССР А. В. Шубникову за поддержку нашей работы. Мы благодарны также акад. В. П. Линнику за любезное внимание к некоторым нашим нуждам в процессе работы.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии Наук СССР

Институт кристаллографии
Академии Наук СССР
Декабрь 1948 г.

Л и т е р а т у р а

1. B. Lyot. Ann. d'Astrophys., 7, 31, 1944.
2. J. Evans. Publ. Astron. Soc. Pacific, 52, № 309, 305, 1940.
3. E. Pettit. Publ. Astron. Soc. Pacific, 53, № 313, 17, 1941.
4. С. Баранов и Н. Меланхолин. Журн. техн. физики, 15, 89, 1945.
5. B. Billings. Journ. Opt. Soc., 37, 10, 738, 1947.
6. R. Sosman. The Properties of Silica, 1927, стр. 676.
7. А. В. Шубников. Кварц и его применение, Изд-во АН СССР, 1940.
8. E. Pettit. Ap. J., 100, 69, 1944.

ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЯВЛЕНИЙ, СОПРОВОЖДАЮЩИХ ЗАМЕНУ ПРЕДМАКСИМАЛЬНОГО СПЕКТРА НОВЫХ ЗВЕЗД ГЛАВНЫМ СПЕКТРОМ*

Э. Р. МУСТЕЛЬ

Настоящая работа посвящена обсуждению различных механизмов, предлагавшихся для объяснения явлений, сопровождающих замену предмаксимального спектра новых звезд главным спектром.

Эти явления, описанные неоднократно [4, 9, 10], представлены схематически на фиг. 1. К первой группе указанных механизмов относятся те модели, где уничтожение оболочки, создающей предмаксимальный спектр Новой (ее обращающий слой) носит, так сказать, насильственный характер. К ним принадлежит модель I, предложенная автором [12], в которой уничтожение обращающего слоя Новой производится ее фотосферой, догоняющей и сжимающей этот слой сразу же после максимума блеска. Модель II, предлагавшаяся Ресселом [19], является частным случаем предыдущей. В ней догоняет и сжимает обращающий слой какая-то случайно выброшенная из звезды оболочка. Модель III рассматривается здесь впервые. В этой модели догоняют и сжимают обращающий слой звезды атомы и газовые конденсации, которые являются результатом непрерывного истечения материи из Новых после максимума и которые образуют диффузно-искровой и орионов спектры Новых [20, 21, 22]. В модели IV, предлагавшейся Мак Лафлином [9], рассматривается сжатие обращающего слоя изнутри в результате гипотетического резкого повышения температуры у новой звезды сразу же после максимума блеска, вызывающего увеличение давления радиации. Модель V, предлагавшаяся автором [1—4], объясняет сжатие обращающего слоя действием селективного давления радиации (см. фиг. 2 настоящей работы и рис. 5 работы [4]).

Ко второй группе относятся модели, в которых ослабление и исчезновение предмаксимального спектра связывается с естественным ослаблением поглощательной способности у материи, образующей обращающий слой (ослабление, главным образом из-за расширения обращающего слоя). Рассмотрены следующие модели. Модель VI, предложенная Меррилом [11], появление главного спектра связывает с новым истечением материи, обладающим большей скоростью, чем истечение до максимума. Ослабление же и исчезновение предмаксимального спектра происходит в результате ослабления поглощательной способности у ранее выброшенной материи — обращающего слоя. Модель VII, предлагавшаяся Мак Лафлином [23], предполагает, что сразу же после максимума блеска ранее выброшенная оболочка, дававшая предмаксималь-

* Настоящую работу следует рассматривать в качестве дополнения к предыдущим работам автора [1—3] и особенно [4].

ный спектр, становится прозрачной. В связи с этим через нее начинает быть видимой некоторая другая гипотетическая оболочка, движущаяся с большей скоростью: эта вторая оболочка и отождествляется с главным спектром. Модель VIII была предложена Мак Лаfliном [22] на основании заметки Росселанда [28], в которой он проводил аналогию между вспышкой новой звезды и подводным взрывом.

Критическое рассмотрение всех восьми указанных моделей проведено в настоящей работе исключительно с точки зрения наблюдений, и притом, в основном, спектроскопических. Это рассмотрение показало, что все указанные модели, кроме модели V, связаны с весьма серьезными трудностями, к преодолению которых автор не видит в настоящее время никаких путей. Кроме того, показано, что модель V находится в согласии с новейшими данными Мак Лаfliна [17, 18, 26] по трем новым звездам N Per 1901, N Gem 1912 и N Lac 1936.

Одним из основных вопросов физики новых звезд является вопрос о природе самого явления вспышки новой звезды. Этому вопросу в последнее время было посвящено весьма большое число исследований, из которых следует особо отметить работу Л. Э. Гуревича и А. И. Лебединского [5]. Однако, к сожалению, все эти работы совершенно не основывались на наблюдениях, и фактически единственным исходным фактом, на котором строились соответствующие гипотезы о механизме вспышки, был лишь сам факт вспышки звезды, бывшей до того весьма слабой. О том, что такой подход к решению рассматриваемой проблемы является совершенно неверным, говорит судьба известной (по существу, чисто математической) теории Милна о происхождении новых звезд — теории спада.* Эта теория оказалась совершенно несостоятельной перед лицом новых наблюдательных фактов. Поэтому в дальнейшем всякая теория, претендующая на описание механизма вспышки новой звезды, должна быть в своих выводах и исходных предположениях теснейшим образом связана с наблюдениями.

Основным и решающим здесь должно быть всестороннее изучение периода увеличения блеска звезды до максимума, ибо как раз этот период и характеризует явления, сопровождающие вспышку Новой. Указанный период может быть весьма грубо разбит на три фазы: 1) фаза, следующая сразу же за моментом вспышки, характеризующая переход звезды от стационарного состояния к состоянию расширения; 2) расширение звезды (или, придерживаясь других представлений, оболочки, окружающей звезду) до максимума; 3) фаза, включающая максимум звезды и некоторый промежуток времени после максимума, в течение которого происходит замена предмаксимального спектра Новой главным (см. ниже).

Совершенно очевидно, что о первой фазе мы не только ничего не знаем, но вряд ли здесь в ближайшее время возможен даже какой-либо прогресс. Действительно, новые звезды в лучшем случае „от-

* Изложение этой работы см. [6], стр. 254.

крываются" тогда, когда они уже заметно увеличили свой блеск по сравнению с нормальным (до вспышки).

Напротив, для второй фазы имеется уже достаточное количество наблюдательного материала. Однако, к сожалению, сделать на основании этого материала какие-либо выводы в отношении механизма вспышки трудно. Действительно, в течение этой фазы спектр типичной новой звезды напоминает обычный спектр сверхгиганта с той только разницей, что у Новой все линии поглощения смещены в сторону коротких длин волн. Каких-либо особенностей в этом спектре, которые указывали бы на какой-то *совершенно определенный* механизм расширения Новой в результате вспышки, пока не обнаружено. Для этой фазы можно сделать лишь два вывода: а) имеет место расширение материи, создающей как линии поглощения, так и непрерывный спектр звезды; б) обращающий слой Новой (т. е. слой, образующий линии поглощения) весьма протяженный и превосходит в ряде случаев радиус „фотосферы“ в несколько раз [7, 8].

Наиболее обещающей, по мнению автора, является третья фаза развития Новой, которая характеризуется заменой предмаксимального спектра звезды главным. Как будет видно из дальнейшего, эти явления, повидимому, суть конечный результат вспышки Новой, а поэтому правильная их интерпретация должна дать и определенный ответ на самый механизм вспышки. Настоящая работа и посвящена возможной интерпретации вышеуказанных спектроскопических явлений. Таким образом, настоящая работа посвящена, в основном, третьей фазе развития Новой. Вопрос же о самом механизме вспышки и о дальнейшем расширении Новой (первая и вторая фаза развития) обсужден автором в следующей работе, которая публикуется в этом же томе Известий Крымской астрофизической обсерватории.

Обратимся теперь к вышеуказанным явлениям преобразования предмаксимального спектра новых звезд в главный спектр. Отсылая читателя за деталями к работе Мак Лафлина [9 (стр. 154), 10], а также к работе автора [4], где воспроизведен ряд наблюдательных данных, ограничимся лишь указанием следующих основных закономерностей, которые будут для нас в дальнейшем особенно важны.

а) Непосредственно перед максимумом блеска и вплоть до момента максимума блеска спектр новых звезд содержит обычно единственную систему линий поглощения, смещенную к фиолетовому концу и называемую предмаксимальным спектром. Через некоторый, весьма небольшой промежуток времени Δt_0 после максимума блеска * в спектре звезды появляется новая, с самого начала отделенная от первой, система линий поглощения с большим смещением — главный спектр. Эта система в момент своего возникновения является весьма слабой.

* Для быстрых Новых этот промежуток исчисляется часами, для медленных — днями (обычно не более одного-двух).

Сразу же после своего появления главный спектр начинает быстро увеличивать свою интенсивность, в то время как предмаксимальный — уменьшать. Как показывает рассмотрение всего имеющегося в настоящее время наблюдательного материала по всем семи Новым, наблюдавшимся около максимума (N Per 1901, N Gem 1912, N Aql 1918, N Cyg 1920, N Pic 1925, N Her 1934, N Lac 1936), возрастание интенсивности главного спектра происходит как бы за счет убывания интенсивности предмаксимального спектра. А именно развитие главного спектра прекращается, как только предмаксимальный спектр исчезает.

В случае N Per 1901, N Pic 1925 и N Lac 1936 предмаксимальный спектр не исчез полностью, а существовал некоторое время после указанного процесса трансформации в весьма ослабленном виде с некоторой предельной интенсивностью. В этих случаях усиление главного спектра прекращалось с достижением предмаксимальным спектром этой предельной интенсивности. В спектрах N Gem 1912, N Cyg 1920, N Lac 1936 перед максимумом наблюдалась не одна система линий поглощения. Однако и здесь нормальный ход явлений преобразования предмаксимального спектра в главный полностью сохранялся. А именно, наиболее интенсивная система линий поглощения перед максимумом — предмаксимальный спектр — переходила после максимума, следуя вышеуказанным закономерностям, в главный спектр. Более подробно об этом говорится ниже (модель V).

Все вышеуказанное дает нам достаточные основания полагать, что исчезновение предмаксимального спектра физически связано с появлением и развитием главного.

б) Наблюдения показывают, что интенсивность главного спектра в тот момент, когда исчезает предмаксимальный спектр (или достигает вышеуказанной предельной интенсивности), приблизительно равна и во всяком случае не больше интенсивности предмаксимального спектра в тот момент, когда только что появляется главный спектр.

Более детально процесс замены предмаксимального спектра главным удалось изучить только для двух медленных Новых — N Pic 1925 и особенно для N Her 1934. Имеющийся материал по обоим Новым показывает, что смещение главного спектра сразу же после его появления начинает расти, причем вначале быстро, а затем более медленно. Быстрое возрастание смещения у главного спектра длится недолго и заканчивается, грубо говоря, тем моментом, когда интенсивность главного спектра уже достаточно велика (см. работу Меррилла [11], его рис. 1 и фотографию XI для D_1 и D_2 линий натрия).

Для уяснения общей картины рассматриваемых явлений, мы приводим здесь (фиг. 1) схематический чертеж вышеуказанных трансформаций, где по оси абсцисс откладывается время, по оси ординат — смещение линий (например, в км/сек.). Ширина полос характеризует интенсивность линий. Обозначения на чертеже (фиг. 1), которые очевидны и без пояснений, взяты из предыдущей работы автора [4]. Ради крат-

кости предмаксимальный спектр мы будем именовать в дальнейшем α системой, главный β системой, а преобразование предмаксимального спектра в главный просто $\alpha \rightarrow \beta$ процессом.

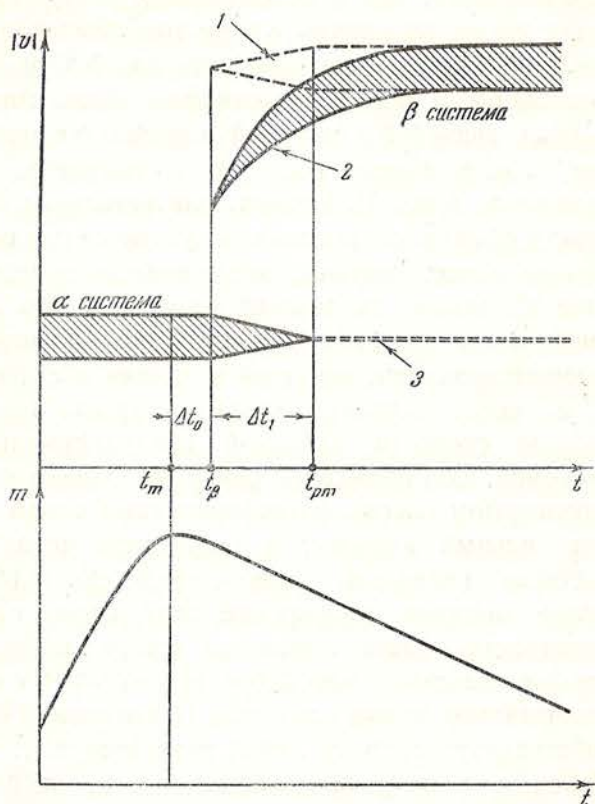
Для остальных звезд заметного увеличения смещения β системы на участке Δt_1 зарегистрировано не было, вполне возможно по той причине, что в течение быстрого роста этого смещения интенсивность β системы была слишком слабой для регистрации (блендирование с α системой). В этих случаях поведение β системы после ее появления (момент t_β) представлено на фиг. 1 пунктиром.

Отметим еще раз, ибо это является основным, что на участке Δt_1 интенсивность β системы возрастает как бы за счет убывания интенсивности α системы.

Вопрос об интерпретации $\alpha \rightarrow \beta$ процесса был уже рассмотрен автором в его предварительных заметках [1—3], а также в более полной статье [4]. В этих работах было показано, что $\alpha \rightarrow \beta$ процесс можно весьма удовлетворительно объяснить с точки зрения внезапного усиления селективного давления радиации в момент максимума блеска.

Однако, имея в виду исключительную важность рассматриваемой проблемы, совершенно необходимо ее критическое изучение с самых различных точек зрения. Иначе говоря, нам необходимо обсудить *все* мыслимые механизмы, которые могли бы объяснить $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. Только после такой критической дискуссии можно будет сделать интересные нас выводы. Указанная дискуссия и составляет более конкретно основное содержание настоящей работы. В связи с этим, мы рассмотрим ряд гипотез и укажем все те трудности, которые с ними связаны.

1) Рассмотрим вначале следующую модель, обсужденную ранее



Фиг. 1. Схема, иллюстрирующая замену предмаксимального спектра новых звезд (α система) главным спектром (β система).

1 — NPer 1901, NAql 1918, NCyg 1920, NLac 1933; 2 — NHer 1934, NPic 1925; 3 — NPer 1901, NPic 1925, NLac 1933. Ширина полос характеризует интенсивность соответствующих систем. Внизу — кривая блеска

кратко автором [12]. Как показывают различные подсчеты* скорость v_p^0 расширения „фотосферы“ у новых звезд перед максимумом (но не очень близко к самому моменту максимума), находящаяся на основании соотношения:

$$M_v = \frac{29500}{T} - 5 \lg r_p - 0.08, \quad (1)$$

гораздо выше, чем в более раннюю эпоху развития Новой, следующую сразу же за вспышкой. Кроме того, вычисления, проведенные автором (см. [12], табл. 8), показали, что для N Cyg 1920 и N Pic 1925 скорость фотосферы v_p^0 перед максимумом была гораздо ближе к скорости $v_\beta(t_{pm})$, даваемой β системой в момент ее окончательного формирования, т. е. в момент t_{pm} , чем к скорости, даваемой α системой в момент t_β (фиг. 1). Правда, для остальных звезд указанная близость между обеими скоростями отсутствует или соблюдается весьма грубо. Тем не менее, учитывая возможность существенных ошибок в величине v_p^0 , можно на момент допустить, что это совпадение скоростей имеет место для всех Новых. Но тогда напрашивается сам собою следующий механизм, ведущий к замене α системы β системой. Вначале, т. е. после вспышки звезды, скорость расширения фотосферы или меньше скорости, даваемой предмаксимальным спектром, т. е. α системой, или, примерно, равна ей. Однако в некоторый момент перед максимумом блеска фотосферическим слоем звезды сообщается изнутри сильный импульс, в результате чего их скорость возрастает, достигая величины, равной, примерно, $v_\beta(t_{pm})$, причем $v_\beta(t_{pm}) > v_\alpha$. Более быстрое расширение этих слоев приводит к тому, что их оптическая толща τ делается вскоре равной единице (вернее, $\tau \sim 1.5$), что дает максимум блеска (см. [14] стр. 221 и сл.). Как только начинает выполняться неравенство $\tau < 1$, эти слои (β оболочка) начинают давать собственную систему линий поглощения, т. е. появляется β система. Наконец, в силу неравенства $v_\beta > v_\alpha$ происходит догонка старой α оболочки, дававшей α систему линий поглощения, новой β оболочкой, в результате чего старая оболочка непрерывно сжимается, количество материи, входящей в ее состав, убывает, и, наконец, она исчезает. Возрастание же интенсивности у новой β оболочки объясняется двумя факторами: 1) продолжающимся убыванием τ , 2) увеличением массы β оболочки за счет материи α оболочки.

Наконец, увеличение v_β для N Pic 1925 и N Her 1934 на интервале Δt_1 , с точки зрения рассматриваемого механизма, могло бы быть связанным с продолжающимся увеличением скорости расширения тех слоев, которые были до этого фотосферой, а теперь уже (в силу неравенства $\tau < 1$ после момента t_β) создают β систему. Уменьшение же dv_β/dt со временем на интервале Δt_1 можно было бы связать с торможением новой оболочки старой.

Все это, вместо взятое, и объясняет $\alpha \rightarrow \beta$ процесс.

* Для N Her 1934 см. [13], для N Aql 1918 см. [8], для N Pic 1925 см. [12].

Однако эта модель связана с рядом трудностей. Ввиду того, что одни и те же соображения оказываются часто применимыми к различным моделям, мы их будем нумеровать. Это даст нам возможность в дальнейшем избежать повторений.

Перейдем теперь к обсуждению указанных трудностей. При этом как здесь, так и в отношении дальнейших моделей, мы будем опираться *исключительно на наблюдения*, не привлекая *никаких* теоретических построений, ибо это ввело бы известную гипотетичность в наши выводы.

1а) С точки зрения рассматриваемой модели, непонятна столь строго соблюдающаяся последовательность: сначала момент максимума блеска, т. е. момент, когда $\tau \approx 1.5$, а затем уже догонка старой α оболочки и исчезновение α системы, т. е. уничтожение α оболочки. Казалось бы, столь же вероятной могла бы быть и противоположная последовательность, т. е. сначала догонка и уничтожение α оболочки, а затем максимум, ибо тот момент, когда $\tau \approx 1.5$, не характеризуется никакими особыми физическими свойствами.

1б) В большинстве случаев кривые блеска у Новых перед *максимумом* имеют плавный характер и не указывают на наличие каких-либо импульсов, которые согласно рассматриваемой гипотезе должны были бы приводить к появлению β оболочки. Следовательно, *плавный* вид имеют и кривые увеличения r_p . Но тогда строгая последовательность наблюдаемых событий, указанная в предыдущем пункте, представляется еще менее вероятной. В рассматриваемом случае тот момент, когда фотосфера, ускоряемая без резких толчков (до скорости $v_p = v_\beta$), станет удовлетворять равенству $\tau = 1.5$, вообще не может иметь никакой связи с моментом догонки фотосферой α оболочки (сжатием последней). Оба аргумента, 1а и 1б, представляются автору одними из наиболее существенных.

1в) В ряде случаев при весьма больших v_α и v_β (например, в случае N Aql 1918, $v_\alpha = 1350$ и $v_\beta = 1450$ км/сек.) различие $v_\beta - v_\alpha$ по сравнению с самими v_α и v_β мало и составляет около 150–200 км/сек.

При таких же малых отношениях $\frac{v_\beta - v_\alpha}{v_\alpha}$ или $\frac{v_\beta - v_\alpha}{v_\beta}$ странно, что всегда $v_\beta > v_\alpha$. Трудно допустить, что механизм расширения новых звезд, имеющий взрывную природу, так точно работает, что, несмотря на малость указанных отношений, всегда $v_\beta > v_\alpha$ и никогда не бывает $v_\beta < v_\alpha$.

1г) С точки зрения рассматриваемой модели, совершенно непонятно, почему начало развития β системы (и ее появление) всегда совпадает с началом ослабления α системы, и почему процесс развития β системы заканчивается в момент исчезновения α системы (или в момент достижения ею „предельной“ интенсивности). Иначе говоря, совершенно непонятно, почему β система развивается за счет α системы.

Допустим вначале, что появление и дальнейшее развитие β системы

связано с уменьшением $\bar{\tau}$ у фотосферы (первый фактор). Тогда возникает следующая трудность. Именно, необходимо иметь в виду, что догонка фотосферой α оболочки (с последующим уничтожением ее) и процесс уменьшения $\bar{\tau}$ суть процессы совершенно независимые друг от друга. Поэтому вполне возможно вначале *полное* развитие β системы, и только затем догонка α оболочки и уничтожение системы; возможна также и обратная последовательность. Все это противоречит вышеуказанным наблюдениям.

Допустим теперь, что развитие β оболочки происходит за счет сжатия α оболочки и, следовательно, увеличения массы материи, * движущейся со скоростью v_β (второй фактор). Однако и в этом случае возникают серьезные трудности. Действительно, к влиянию второго фактора должно добавляться всегда влияние первого фактора, что сразу же приводит к вышеуказанному противоречию с наблюдениями. Если же основную роль в развитии β системы играет *только один* второй фактор (что весьма мало вероятно), то совершенно очевидно, что последовательность момента максимума ($\bar{\tau} \approx 1.5$) и момента догонки α оболочки, а затем ослабления α системы и исчезновения ее, может быть любой (т. е. может быть вначале ослабление и исчезновение α системы, а затем уже момент максимума). Это же в соответствии с пунктом Ia) противоречит наблюдениям.

Ид) Имея в виду, что последний период расширения Новой в случае быстрых Новых (N Aql 1918, N Per 1901, N Lac 1936) весьма кратковременный, представляется странным, что как только v_p увеличится до величины v_β , т. е. в ряде случаев весьма немного ($\text{малость отношения } \frac{v_\beta - v_\alpha}{v_\alpha} = \frac{v_p^0 - v_\alpha}{v_\alpha}$), сразу же, в течение буквально часов или одних суток, наступает прозрачность, характеризующаяся неравенством $\bar{\tau} < 1$.

Ие) Вычисления v_p^0 , произведенные автором [12], показывают, что все же для некоторых звезд перед максимумом величина v_p^0 , повидимому, заметно меньше, чем величина $v_\beta(t_\beta)$. Это же говорит, что догонка старой оболочки фотосферой невозможна. Неравенство $v_p^0 < v_\beta(t_\beta)$ соблюдалось, и притом достаточно надежно, несмотря на все ошибки определения v_p^0 для N Her 1934 и N Gem 1912.

Иж) На интервале $\Delta t_1 = t_{fm} - t_\beta$ различие в скоростях $v_\beta - v_\alpha$ обычно достигает величины 150—400 км/сек. Следовательно, если действительно, с точки зрения рассмотренной модели, мы имеем дело с догонкой одной оболочки с $v = v_\alpha$ другой с $v = v_\beta$ и сжатие первой на интервале Δt_1 , то это неизбежно должно вызвать столкновения между атомами и *весьма значительное* излучение в линиях (полосы) в течение всего $\alpha \rightarrow \beta$ процесса [25]. Это противоречит наблюдениям.

* Если бы не нижеперечисленные трудности, то этот механизм в принципе объяснял бы развитие β системы за счет α системы.

Последние показывают, что излучение в линиях появляется лишь к концу $\alpha \rightarrow \beta$ процесса и при этом часто еще в весьма ослабленном виде. В качестве конкретного примера мы можем сослаться на N Her 1934. Основной период, в течение которого происходил $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, занимал промежуток времени между XII 23.5 и XII 25.0 [11]. В то же время уже XII 23.5 спектр N Her 1934 был практически спектром поглощения * [15]. Слабое излучение обнаруживала только линия H_α , что присуще вообще всем спектрам сверхгигантов. Линии H_β и H_δ наблюдались только в поглощении. Далее, спектры, воспроизведенные Чеккини и Грэттоном [16], показывают, что XII 24.7 в спектре N Her 1934 также не было *никакого* излучения. То же самое, как показывают наблюдения, имело место и для N Pic 1925, где $v_\beta - v_\alpha$ для промежутка Δt_1 было значительно больше, чем для N Her 1934 и для ряда других Новых.

Если же вся энергия, возникшая в результате столкновения между α и β оболочками, превратится в тепловую энергию оболочки (без излучения в полосах), то это приведет обязательно к увеличению температуры сжавшихся частей оболочки и, следовательно, к изменению спектра Новой в интервале Δt_1 в сторону более ранних подклассов, что полностью противоречит наблюдениям (см. [9], табл. 3).

Из) Если бы уничтожение старой оболочки, дававшей α систему, было результатом налета на нее новой оболочки, бывшей до того фотосферой, то старая оболочка должна была бы исчезать полностью. Какие бы то ни было иные возможности здесь из-за неравенства $v_\beta > v_\alpha$ мало вероятны. В то же время, как мы уже указывали, предмаксимальный спектр в весьма ослабленном виде продолжал существовать некоторое и при том достаточно большое время в случае N Per 1901, N Pic 1925 и N Lac 1936 и после $\alpha \rightarrow \beta$ процесса (с точки зрения механизма автора [4], эти факты находят себе удовлетворительное объяснение, см. стр. 142 указанной работы).

Правда, мы могли бы допустить, что совершенно случайно в направлении наблюдатель — диск центральной звезды в β оболочке имеется некоторый разрыв плотности. Следовательно, в этом направлении α оболочка не была бы сжата β оболочкой, и ее скорость осталась бы прежней. Однако предположение о том, что для всех трех звезд разрыв в *относительно массивной* фотосфере имел место как раз в направлении к наблюдателю, представляется по меньшей мере искусственным.

И) С точки зрения рассматриваемой модели, совершенно непонятно образование сразу же после максимума в спектрах некоторых Новых *нескольких* систем линий поглощения со скоростью, *большой*, чем скорость, характеризующая α и даже β систему. К этим случаям сле-

* Вначале, после открытия звезды, спектр N Her 1934 содержал, как известно, яркие полосы излучения.

дует отнести три подсистемы (не считая главного спектра), появившиеся сразу же после максимума в спектре N Per 1901 [17]. Далее, к этим же случаям следует отнести систему II б) в спектре N Gem 1912 [18] и т. д.

С точки зрения рассматриваемого механизма, происхождение указанных дополнительных систем не может быть связано с внешней оболочкой (как в гипотезе V, см. ниже), дающей α систему. Напротив, это происхождение должно быть связано или с ускоренным выбрасыванием фотосферы перед максимумом или еще с каким-то механизмом. Но тогда элементарные подсчеты показывают, что каждая из этих систем должна очень скоро догнать или старую α оболочку или даже новую β оболочку, затормозиться ими * и исчезнуть. Это же, как правило, не наблюдается.

Ик) Наряду со всеми вышеуказанными трудностями рассматриваемая модель характеризуется и внутренней непоследовательностью. Допустим, следуя исходным предпосылкам этой модели, что фотосферическим частям звезды перед максимумом действительно сообщен некоторый импульс, и они приобрели скорость $v_p = v_\beta$. Тогда они начнут расширяться быстрее, чем обращающий слой звезды (создающий линии поглощения и движущийся со скоростью v_α), и сразу же начнут сжимать его, ослабляя тем самым α систему. В то же время дать максимум, т. е. обеспечить выполнение равенства $\tau = 1.5$ указанные фотосферические части (β оболочка) смогут только после того, как они, продвинувшись достаточно далеко от звезды, испытают существенное расширение [(см. пункт Id)]. Следовательно, заметное ослабление α системы должно всегда начинаться раньше максимума в противоположность наблюдениям.

Таким образом, вся совокупность приведенных здесь наблюдательных фактов говорит против рассматриваемой гипотезы. Имея это в виду, мы рассмотрим следующую модель.

И) Частным случаем рассмотренного только что механизма является гипотеза Рессела [19], которую он выдвинул применительно к случаю N Her 1934. Рессел также считает, что исчезновение α системы связано с тем, что более быстро движущаяся оболочка газа (β оболочка) была выброшена позже, чем α оболочка. Догнав последнюю, она ее увлекла за собой.

Отличие этой гипотезы от предыдущей состоит в том, что здесь выбрасывание нового облака носит совершенно случайный характер и не связывается с фотосферой звезды, а самое главное с максимумом блеска Новой.

Совершенно очевидно, что для гипотезы Рессела справедливо большинство тех возражений, которое сделано в отношении предыдущей

* Интенсивность этих систем, а следовательно, и масса связанных с ними оболочек существенно меньше таковых же для α и β систем.

гипотезы. Сюда мы полностью можем причислить пункты Iж), Iз), Iв), Iи), Ia). Особенно непонятно, почему догонка старой оболочки новой (выброшенной фактически случайно) должна происходить всегда сразу же после максимума (пункт Ia): казалось бы, что случайный выброс оболочки может приводить столь же часто и к обратной последовательности явлений. Вопросы о том, каким путем в рассматриваемой гипотезе достигается момент максимума, Рассел не рассматривает. Поэтому мы этот момент не связываем с моментом, когда $\tau=1.5$. Эта трудность отмечена также и Мак Лафлином (см. [9], стр. 191).

Помимо перечисленных трудностей, с гипотезой Рассела связан и ряд специфических трудностей, главные из которых таковы.

IIа) С точки зрения рассматриваемой гипотезы, совершенно непонятно быстрое увеличение смещения у β системы на интервале $\Delta t_1 = t_{pm} - t_\beta$ для N Pic 1925 и N Her 1934.

IIб) Одним из наиболее таинственных фактов, относящихся к $\alpha \rightarrow \beta$ процессу, является то, что с точки зрения наблюдений (см. пункт „а“ в начале статьи), интенсивность β системы с момента своего появления возрастает за счет интенсивности α системы. Особенно непонятным является внезапно начинающееся в момент t_β уменьшение интенсивности у α системы. Допустим, следуя гипотезе Рассела, что такое ослабление возникает в результате налета новой β оболочки на старую α оболочку.

Но тогда возникает следующая трудность. Пусть соударение между оболочками происходит в момент t_β , т. е. тогда, когда появляется новая β система. Но в этот момент интенсивность последней весьма мала, а следовательно, и масса поглощающей материи, ее образующей, также невелика.* Следовательно, новая оболочка должна была бы обязательно затормозиться прежней относительно более массивной оболочкой, ибо система линий поглощения, с ней связанная, является в момент t_β относительно более интенсивной. Напротив, наблюдения показывают, что, например, для N Pic 1925 и N Her 1934 (см. фиг. 1) ускорение β оболочки в момент t_β является положительным и весьма большим.

Если же столкновение между старой и новой оболочками происходит в конце $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, то опять-таки начинающееся в момент t_β весьма быстрое ослабление интенсивности α системы остается непонятным.

В связи с указанными трудностями, рассмотрим следующую модель.

III) В настоящее время мы имеем достаточные основания считать, что диффузно-искровой и орионов спектры новых звезд являются

* С точки зрения предыдущей гипотезы, возрастание интенсивности β системы связывается и с тем, что после момента t_β происходит непрерывное убывание τ . Однако, если мы введем этот механизм и в гипотезу Рассела, то придем к первой гипотезе.

результатом непрерывного истечения материи с поверхности последних.* При этом диффузно-искровая, а часто и орионова системы линий поглощения появляются в спектрах Новых довольно скоро после максимума, иногда буквально через сутки после него. Имея это в виду, представляется интересным выяснить, не может ли материя, образующая эти спектры, играть ту же роль, что и новая β оболочка в двух предыдущих гипотезах. Иначе говоря, истечение атомов с поверхности Новой могло бы приводить к тому, что эти атомы догоняли бы α оболочку, т. е. старую оболочку, образующую предмаксимальный спектр, и сжимали бы ее изнутри; и в этом случае мы должны были бы наблюдать $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. О том же, что догонка α оболочки атомами, образующими указанные спектры, в принципе возможна, говорят наблюдательные данные. Действительно, смещение диффузно-искрового и орионова спектров обычно на несколько сотен и даже иногда (N Per 1901) на несколько тысяч км/сек. превышает смещение α системы перед максимумом. Таким образом, догонка α оболочки может осуществляться довольно быстро. Однако и эта модель встречается с рядом весьма серьезных трудностей. Эти трудности таковы.

IIIa) Несмотря на то, что в общем диффузно-искровой и орионов спектры появляются обычно довольно скоро после максимума блеска, в основном их появление следует относить уже или к концу $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, или к более поздним моментам. Так, например, мы уже указывали, что в спектре N Her 1934 $\alpha \rightarrow \beta$ процесс происходил, в основном, между XII 23.5 и XII 25.0. В то же время диффузно-искровой спектр этой звезды появился только XII 27 (см. [23], стр. 145) и был чрезвычайно слаб. Орионов же спектр появился еще позже. В случае N Psc 1925 максимум блеска пришелся на VI 7, $\alpha \rightarrow \beta$ процесс закончился VI 8—9, а диффузно-искровой спектр появился только VI 10 (см. [24], стр. 63). В крайних случаях диффузно-искровой и орионов спектры появлялись только к концу $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

Таким образом, к моменту начала $\alpha \rightarrow \beta$ процесса атомы и конденсации, образующие указанные спектры, или вообще не успевают долетать до α оболочки, а если и долетают, то их столь немного (слабость соответствующих систем линий), что изменить значительно скорость старой α оболочки они не могут.

IIIб) Настоящий аргумент является, по мнению автора, наиболее серьезным. Допустим на момент, что действительно рассмотренный здесь механизм имеет место. Это означало бы, что за относительно короткий промежуток времени $\Delta t_1 = t_{pm} - t_\beta$ частицы, образующие указанные спектры, изменили бы скорость *всей* α оболочки на величину $v_\beta(t_{pm}) - v_\alpha(t_\beta)$. С другой стороны, интенсивность диффузно-

* Соответствующую спектроскопическую и физическую аргументацию этого утверждения см. в работах автора [20, 21] и Мак Лафлина [22].

искрового и орионова спектров сразу же после их появления обычно весьма быстро растет (до некоторого момента, уже столь удаленного от момента максимума, что он нас не интересует). Это же означает, что выбрасывание материи из Новой продолжается в том же и даже, повидимому, усиленном темпе. Из всего этого следует, что и после момента t_{pm} должно иметь место быстрое возрастание скорости у β оболочки. А именно, за промежуток времени Δt_1 после момента t_{pm} смещение β системы должно увеличиться, примерно, на величину $v_\beta(t_{pm}) - v_\alpha(t_\beta)$ и т. д. Это же в целом ряде случаев резко противоречит наблюдениям. В случае N Per 1901, N Cyg 1920, N Her 1934 увеличение смещения у новой β системы сразу же после окончания $\alpha \rightarrow \beta$ процесса практически отсутствовало. И для остальных Новых увеличение скорости у β оболочки совершенно не согласуется с требованиями рассматриваемого механизма. * Так, например, у N Lac 1936 наблюдавшееся увеличение v_β после $\alpha \rightarrow \beta$ процесса было связано, несомненно, с давлением радиации, ибо устойчивое увеличение v обнаружили все оболочки. Атомы, образующие диффузно-искровой или орионов спектры, затормозились бы первой же оболочкой.

Шв) Настоящее возражение аналогично пункту Іж). Если бы рассматриваемый механизм был правилен, то атомы, составляющие диффузно-искровой и орионов спектры, передавали бы α оболочке весьма большой импульс. ** Но связанные с этой передачей импульса столкновения обязательно приводили бы в течение $\alpha \rightarrow \beta$ процесса к появлению излучения в полосах, чего не наблюдается. Следует иметь в виду, что различие между скоростью α оболочки и скоростью атомов, образующих диффузно-искровой и орионов спектры, составляет сотни и даже тысячи км/сек. (N Per 1901).

Шг) В случае рассматриваемого механизма, так же как и в случае моделей I и II [см. пункт Із)], представляется совершенно непонятным то обстоятельство, что предмаксимальный спектр в ослабленном виде существовал у N Per 1901, N Pic 1925, N Lac 1936 и, возможно, у N Gem 1912. В то же время, если бы атомы и конденсации, образующие диффузно-искровой и орионов спектры, действительно сжимали α оболочку и превращали ее в β оболочку, то остаток предмаксимального спектра объяснить было бы невозможно, ибо процесс выбрасывания атомов из Новой (*равномерный* во всех направлениях) идет непрерывно и даже в ускоренных темпах (см. выше).

* Можно было бы допустить, что выбрасывание атомов, образующих диффузно-искровой и орионов спектры, является столь мощным, что масса отделившейся оболочки моментально увеличивается, а это сразу же должно вести к уменьшению ускорения. Однако это предположение означало бы, что интенсивность главного спектра после $\alpha \rightarrow \beta$ процесса должна сильно возрастать. Кроме того, это предположение совершенно не согласуется со слабостью диффузно-искрового и орионова спектров в начале их развития.

** Для того чтобы изменить скорость $v_\alpha(t_\beta)$ на $v_\beta(t_{pm})$.

Шд) Настоящая трудность совершенно аналогична Ии). С точки зрения рассматриваемой модели, совершенно непонятно образование и дальнейшее устойчивое существование дополнительных систем [примеры см. пункт Ии)] как с ббльшим, так и с меньшим смещением, чем у главной системы.

Учитывая эти трудности, перейдем к рассмотрению следующей модели.

IV) Для того чтобы объяснить $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, Мак Лафлин ([9], стр. 191) полагает, что сразу же после максимума оптическая толща вздувшейся оболочки Новой (ее фотосферы) начинает удовлетворять неравенству $\tau < 1$, в связи с чем наружу начинает выходить радиация, соответствующая более горячим внутренним слоям „фотосферы“. Иначе говоря, температура излучения возрастает. Это же должно вести к повышению давления радиации в ультрафиолете. В силу того, что оптическая толща отделяющихся оболочек за пределом серии Лаймана и в сфере лаймановских линий, наверное, больше единицы, давление радиации будет действовать вначале на внутренние части отделившейся оболочки, которые начнут продвигаться наружу, непрерывно сжимая основную массу старой оболочки. В конце концов внутренняя оболочка дойдет до внешней границы старой α оболочки и последняя исчезнет. Все это и объясняет $\alpha \rightarrow \beta$ процесс.

Рассмотренный механизм совершенно аналогичен механизму автора [1—4]. Однако причина увеличения давления радиации в модели Мак Лафлина совершенно иная и носит чисто *температурный* характер.

Модель Мак Лафлина также связана с рядом серьезных трудностей, которые мы сейчас рассмотрим.

IVa) В своей работе [25] автор представил соответствующие аргументы в пользу того, что изменение температуры у Новой (и, следовательно, увеличение интенсивности ультрафиолетового конца ее спектра) в первый период после максимума и, во всяком случае, до момента t_{pm} , когда $\alpha \rightarrow \beta$ процесс уже заканчивается, совершенно ничтожно. Более того, табл. 3 работы Мак Лафлина [9] показывает, что главный спектр, *на который как раз и действует* согласно рассматриваемой гипотезе более высокотемпературная ультрафиолетовая радиация, является для N Aql 1918, N Cyg 1920, N Lac 1936 более *поздним*, чем предмаксимальный спектр. О понижении температуры сразу же после максимума в случае N Aql 1918 говорит также и то обстоятельство, что в спектре звезды в течение некоторого периода после максимума наблюдалась полоса CN при 3590 Å. То же наблюдалось и в спектре N Her 1934.

В связи со сказанным отметим следующее обстоятельство. Некоторые авторы считают, что в пользу высокой температуры Новых сразу же после максимума говорит появление в их спектрах полос излучения. В то же время автор в указанной работе [25] представил соответствующие аргументы в пользу того, что здесь мы имеем дело

отнюдь не с высокотемпературной радиацией и последующей флуоресценцией. Однако все это нас сейчас не должно интересовать, ибо следует помнить, что полосы излучения в спектрах многих Новых в течение $\alpha \rightarrow \beta$ процесса или вообще *отсутствовали* или были *весьма слабы*, даже к концу $\alpha \rightarrow \beta$ процесса [см. пункт Iж)]. Далее, необходимо отметить, что, например, в спектре N Her 1934 в начале ее развития (после ее открытия) присутствовали мощные полосы излучения, и тем не менее $\alpha \rightarrow \beta$ процесс начался лишь после максимума. Таким образом, и с этой точки зрения, мы не можем считать, что $\alpha \rightarrow \beta$ процесс был связан с повышением температуры у Новой сразу же после максимума.

IVб) Настоящее возражение, аналогично IIIб), с той только разницей, что здесь мы имеем дело с радиацией, а не с атомами. Известно, что полосы излучения развиваются наиболее быстро сразу же после их появления в спектре, но уже *после* окончания $\alpha \rightarrow \beta$ процесса. Таким образом, если считать, что интенсивность полос излучения у Новых свидетельствует об их температуре,* то наиболее быстрый рост температуры у Новой должен иметь место почти сразу же после $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, и, основываясь на совершенно аналогичной аргументации, как и в пункте IIIб), мы должны были бы заключить, что изменение ν_β сразу же после момента t_{pm} должно быть весьма сильным, что в большинстве случаев резко противоречит наблюдениям. Действительно, мы уже отмечали, что, например, в случае N Per 1901, N Cyg 1920 и N Her 1934 смещение β системы после момента t_{pm} практически отсутствовало. Иначе говоря, наиболее сильный рост интенсивности полос излучения и, следовательно, гипотетический рост температуры *никак не сказался* для этих звезд на движении β оболочки. Аналогичное положение имеет место и для большинства остальных Новых.

IVв) С точки зрения гипотезы Мак Лафлина, совершенно непонятно образование, наряду с главным спектром, дополнительных систем. Равным образом остается непонятным и то обстоятельство, что в случае N Per 1901, N Pic 1925 и N Lac 1936 предмаксимальный спектр оставался существовать в ослабленном виде и после окончания $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

Гипотезу Мак Лафлина можно было бы слегка видоизменить следующим образом. Как показал автор [20, 21], интенсивность невидимой нам L_α полосы в спектрах новых звезд с момента появления вообще наблюдаемых полос излучения должна быть весьма высокой. Эта полоса и смогла бы играть основную роль в сжатии α оболочки давлением радиации. Однако рассматриваемый вариант встречается с той трудностью, что полосы излучения в спектрах новых звезд, в

* Спектр поглощения у Новых в течение многих дней после максимума как раз не говорит об этом повышении [25].

основном, появляются и становятся достаточно интенсивными только после момента t_{pm} [см. пункт Iж)]. Поэтому до момента t_{pm} должна быть весьма слабой и полоса L_α . Можно здесь также повторить сказанное в отношении N Her 1934. А именно, в начале ее развития полосы излучения в ее спектре, а следовательно, и полоса L_α , были исключительно интенсивными, и тем не менее $\alpha \rightarrow \beta$ процесс наступил только после максимума блеска. Наконец, сюда же приложимы все те возражения, которые перечислены в пунктах IVб) и IVв).

По изложенным соображениям мы не можем остановиться и на гипотезе Мак Лафлина со всеми ее видоизменениями.

V) Объяснение $\alpha \rightarrow \beta$ процесса посредством селективного давления радиации было предложено автором в его более ранних работах [1—4]. Отсылая читателя к этим работам и, главным образом, к последней из них, мы напомним лишь основные положения, лежащие в основе рассматриваемой модели. Считается, что в момент максимума блеска фотосфера новой звезды перестает расширяться и начинает сжиматься. За ней следуют * и прилежащие к ней более внутренние части ее *протяженного* обращенного слоя. Поэтому в этих частях образуется большой градиент скоростей, и они делаются прозрачными в сфере линий поглощения. ** Следовательно, после максимума на внутренние части отделяющейся оболочки будет действовать уже не ослабленный линиями поглощения поток радиации πF_ν , а поток непрерывной радиации πG_ν , излучаемый самой звездой. Остальной ход явлений ясен из прилагаемой здесь фиг. 2, а также фиг. 5 последней работы автора [4].

Как показано в этой работе, рассмотренный механизм объясняет все специфические особенности $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, а также отклонения от последнего. В частности, представляется возможным объяснить появление дополнительных систем в спектре новой звезды, а также то обстоятельство, что в ряде случаев предмаксимальный спектр не исчезал полностью и т. д. Все те основные трудности, которые мы излагали в отношении моделей I, II, III, IV, здесь отпадают. Однако ввиду того, что с момента появления указанной работы появились дополнительные исследования наблюдательного характера, мы сделаем здесь ряд замечаний относительно трех звезд: N Per 1901, N Gem 1912, N Lac 1936.

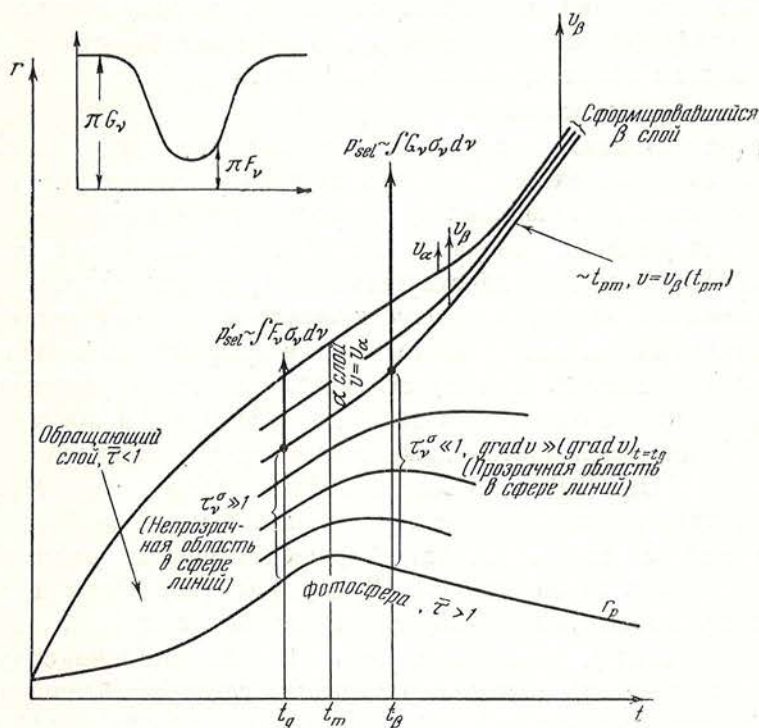
N Per 1901. Обработка спектрограмм, полученных на многих обсерваториях, позволила Мак Лафлину [17] построить весьма подробный ход развития отдельных систем линий поглощения в спектре этой Новой. $\alpha \rightarrow \beta$ процесс имел здесь нормальный характер, причем, однако, предмаксимальный спектр остался существовать в *весьма*

* В силу непрерывного градиента газового давления.

** Оптическая толща в частоте линии поглощения $\tau_\nu^\sigma = \int \sigma_\nu \rho dr$, где σ_ν — коэффициент поглощения, ρ — плотность.

ослабленном виде и после момента t_{pm} . Объяснение этого обстоятельства может быть таким же, как и в случае предмаксимального спектра N Psc 1925 (см. [4], стр. 142—143). О происхождении дополнительных систем, появившихся в спектре Новой почти одновременно с главным спектром, см. последний параграф той же работы автора.

N Gem 1912. Так же, как и в предыдущем случае, материал для данной звезды был обработан Мак Лафлином [18] по данным несколь-



Фиг. 2. Схема усиления селективного давления радиации на расширяющуюся оболочку в случае расширения и последующего сжатия фотосферы звезды (модель V)

ких обсерваторий. Обработка показала картину, радикально отличную от той, которую представляли себе Райт и Стрэттон в своих работах по этой звезде (обсуждение данных Стрэттона и Райта об этой звезде см. [4], стр. 134—138).

С точки зрения новых результатов Мак Лафлина, $\alpha \rightarrow \beta$ процесс для этой звезды является, на первый взгляд, довольно запутанным, ибо в спектре последней перед максимумом присутствовали три системы: I, IIa и IIc (в новых обозначениях Мак Лафлина). В связи с этим необходимо сделать следующее общее замечание, касающееся не только N Gem 1912, но также N Cyg 1920 и N Lac 1936, спектры которых перед максимумом содержали больше, чем одну систему линий поглощения. Основной вопрос, который здесь возникает, состо-

ит в том, имеет ли главный спектр (который, с точки зрения нормального $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, должен появляться после максимума) свое начало* еще до максимума, или же нет? Если на этот вопрос можно ответить утвердительно, то возникновение главного спектра еще до максимума (т. е. преждевременный $\alpha \rightarrow \beta$ процесс) можно объяснить, например, тем, что градиент скоростей во внутренних частях обращающего слоя Новой возникает еще до максимума (см. [4], стр. 140—141). Однако гораздо более вероятным является то предположение, что точки на графике скоростей, которые приписываются перед максимумом главному спектру, в действительности принадлежат случайным облакам, выброшенным из Новой еще до максимума, точнее, в момент вспышки. Это представление находит себе подтверждение особенно в случае N Cyg 1920, где перед максимумом наблюдалось много систем, так что случайное совпадение главного спектра с одной из таких систем в высшей степени вероятно. В пользу этого утверждения говорит и то обстоятельство, что в случае N Cyg 1920 и N Lac 1936 действительный $\alpha \rightarrow \beta$ процесс (т. е. практически внезапная замена *наиболее интенсивного* предмаксимального спектра главным) начался только через некоторый промежуток времени после максимума. Поэтому связывать обязательно главный спектр после максимума с одной из систем до максимума, и притом весьма слабой*** и имеющей иногда даже совсем другое смещение, как это делают для N Gem 1912 и N Lac 1936 Мак Лафлин и для N Cyg 1920 Болдуин, представляется автору, по меньшей мере, необоснованным. Что же касается самого вопроса о существовании до максимума нескольких систем, то об этом см. [4], стр. 130—132. Наконец, исчезновение после максимума той случайной системы, с которой „связывается“ главный спектр, объясняется тем, что или после максимума эта система совпадает по положению с главным спектром (блендирование), или соответствующее облако увлекается главной оболочкой (см. [4], стр. 132).

Возвратимся теперь к N Gem 1912. Как мы уже отметили, положение здесь отчасти запутанное, тем более, что в указанной работе Мак Лафлин не дает интенсивностей систем. Однако и здесь предмаксимальный спектр (система I) был заменен главным (системы IIa и II), т. е. и здесь имел место *обычный* $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. К сожалению, о деталях по короткой заметке Мак Лафлина сказать сейчас что-либо трудно.

N Lac 1936. Изучение спектров этой звезды, также по материалам нескольких обсерваторий, проведено Мак Лафлином [26].

Здесь также до максимума наблюдалось несколько систем (три), причем, как указывалось выше, Мак Лафлин связывает главный спектр

* Конечно, в виде очень слабой системы линий поглощения.

** Слабость этих случайных точек также противоречит их физической связи с главным спектром после максимума.

после максимума (система II в его обозначении) с двумя точками (смещение 1330 и 1316 км/сек.), существовавшими *до* максимума. В то же время, по мнению автора, гораздо правдоподобнее связывать эти две точки не с системой II, а с дополнительной системой II'. Тогда появление главного спектра следует отнести к моментам, лежащим *после* максимума, т. е. $\alpha \rightarrow \beta$ процесс будет иметь стандартный характер. Однако совершенно независимо от различий в интерпретации систем, и здесь практически внезапная замена предмаксимального спектра I главным II произошла *после* максимума. Интерпретацию системы A Мак Лафлина (система Харпера I) см. [4], стр. 149. Наконец, о системе B см. следующую работу автора. В этой работе приведены аргументы в пользу того, что соответствующая оболочка была выброшена в момент вспышки и уже к моменту максимума находилась от звезды весьма далеко.

Используя эти новые результаты Мак Лафлина, можно утверждать, что $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, т. е. дискретная замена интенсивной предмаксимальной системы интенсивной главной системой (и притом за счет интенсивности первой), есть безоговорочный закон для всех семи Новых, причем во всех случаях этот процесс начинался после максимума. Кроме того, вышеприведенная дискуссия показывает, что и эти материалы могут быть уяснены, с точки зрения механизма, рассмотренного автором [1—4].

В заключение, необходимо отметить следующее обстоятельство. Автор показал ([4], стр. 146—148), что по различию скоростей $v_\beta - v_\alpha$ во время $\alpha \rightarrow \beta$ процесса можно вычислить толщину отделившейся оболочки. При этом толщина оболочки для N Her 1934 получилась равной, примерно, 60—100 $R_\odot$. В то же время для N Aql 1918 вычисляемая толщина оболочки оказывается гораздо меньшей, чем для N Her 1934, что мало вероятно. Это можно уяснить себе со следующей точки зрения. Если внутри отделившейся оболочки имеется значительная дисперсия скоростей, то даже в центральных частях линий поглощения, создаваемых оболочкой, оптическая толща последней будет относительно не велика. Но тогда поток непрерывной радиации πG_ν , который действует согласно рассматриваемой модели на отделившуюся оболочку после максимума, сможет весьма скоро проникнуть и в ее внутренние части, ускоряя тем самым $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. Таким образом, определяемая из наблюдений толщина отделившейся оболочки будет фиктивно уменьшена.

Настоящей моделью мы заканчиваем рассмотрение тех моделей, в которых уничтожение α оболочки носит, так сказать, насильственный характер. Перейдем теперь к рассмотрению моделей, в которых ослабление α системы связано с ослаблением поглощательной способности у α оболочки.

VI) Следуя предположению Меррилла ([11], стр. 430), сделанному им в отношении N Her 1934, можно допустить, что выбрасывание

новой β оболочки с большей скоростью, чем у прежней α оболочки, соответствует *изменившейся* (увеличившейся) после максимума скорости *непрерывного* истечения материи из звезды. Исчезновение старой α оболочки следует связать с тем, что вследствие непрерывного удаления ее от звезды, ее оптическая толщина τ_{β}^{α} в сфере линий поглощения непрерывно убывает и к моменту t_{pm} начинает удовлетворять неравенству $\tau_{\beta}^{\alpha} \ll 1$. Эта гипотеза встречается со следующими трудностями:

VIa) Совершенно непонятно, почему прекращение истечения материи, образующей новую оболочку, т. е. прекращение роста интенсивности β системы, совпадает с полным исчезновением α системы. С точки зрения рассматриваемой модели, оба эти факта являются совершенно *независимыми*, и вообще непонятно, почему α система ослабевает всегда за счет роста интенсивности β системы. В частности, в момент t_{pm} интенсивность новой β системы становится приблизительно такой же, как и интенсивность α системы в момент t_{β} . В высшей степени невероятно, что все эти факты для всех семи звезд носят случайный характер.

VIб) Совершенно непонятно, почему новое истечение материи с большей скоростью, приводящее к образованию β оболочки, начинается фактически всегда только *после* максимума (и почти сразу же за ним). Действительно, с точки зрения всех мыслимых механизмов расширения Новых до максимума, мощность истечения материи из звезды вблизи максимума резко ослаблена.

VIв) Непонятно, почему новая β оболочка, догоняя старую α оболочку (уже или ослабленную к моменту догонки, или невидимую), не тормозится ею (иначе говоря, почему мы никогда после появления β системы не наблюдаем уменьшения ее смещения).

В связи с этим пунктом возникает аналогичный вопрос о том, почему старой α оболочкой не тормозятся вторичные оболочки, выбрасываемые сразу же после максимума и имеющие скорость, даже большую, чем β оболочка (N Per 1901 и т. д.). Действительно, их относительно небольшая интенсивность говорит о том, что их масса во всяком случае существенно меньше, чем масса α оболочки, ибо система линий поглощения, представляемая последней, является перед моментом t_{β} весьма интенсивной. Это же должно означать, что вторичные оболочки не будут увлекать старую α оболочку, а будут ею тормозиться.

VIг) Совершенно непонятно весьма быстрое исчезновение α системы в течение относительно короткого промежутка времени $\Delta t_1 = t_{pm} - t_{\beta}$ и со следующей точки зрения. Необходимо иметь в виду, что, например, в случае N Pic 1925 предмаксимальный спектр существовал в течение около 12 дней до максимума и его интенсивность за это время изменялась весьма слабо. Интенсивность линий предмаксимального спектра у N Her 1934 в течение 9 дней до

максимума изменялась также относительно слабо (во всяком случае *неизмеримо слабее*, чем в течение периода $\Delta t_1 = t_{pm} - t_\beta$). Поэтому фактически *внезапное* ослабление и последующее исчезновение α системы за относительно короткий промежуток Δt_1 , измеряемый для указанных Новых двумя днями, а для быстрых — часами, представляется, с точки зрения данной гипотезы, непонятным. Действительно, мы уже указывали, что интенсивность линий α системы в момент t_β значительно больше, чем интенсивность вторичных, дополнительных систем, появляющихся в спектрах Новых сразу же после максимума. Следовательно, массы вторичных оболочек должны быть меньше, чем масса α оболочки в момент t_β . В то же время системы линий поглощения, представленные этими относительно немассивными оболочками, существуют обычно после их появления весьма долго — до одного-двух месяцев. Более того, их исчезновение в спектре Новой имеет обычно весьма плавный характер, а не такой, как это наблюдается во время $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

Таким образом, убывание поглощательной способности у уже сформировавшихся оболочек, к каковым принадлежит α оболочка в момент t_β , происходит обычно весьма медленно и плавно.* Отсюда следует, что быстрое и фактически *внезапное* убывание такой способности у α оболочки в течение времени $\Delta t_1 = t_{pm} - t_\beta$, представляется по меньшей мере совершенно загадочным. Кроме того, эти соображения говорят о том, что уничтожение α системы носит *насильственный*, а не самопроизвольный характер, вследствие чего мы вновь возвращаемся к ранее рассмотренным моделям.

VI д) Настоящая трудность аналогична пункту Iз). Действительно, новая β оболочка должна после догонки ($v_\beta > v_\alpha$) увлечь за собой всю α оболочку (поскольку, с точки зрения наблюдений, *сама* β оболочка не тормозится), в силу чего остатка у предмаксимального спектра быть не должно. Далее, к рассмотренной гипотезе должны быть применимы и возражения, изложенные в пункте Iи).

Имея в виду все вышеизложенные трудности, обсудим следующую модель, предлагавшуюся Мак Лафлином ([23], стр. 211) для объяснения $\alpha \rightarrow \beta$ процесса также в спектре NHer 1934.

VII) Предполагается, что незадолго до максимума истечение материи из Новой резко ослабело, в результате чего образовалась фактически отделившаяся оболочка (состоящая из „фотосферы“ и наружного „обращающего слоя“). В силу отделения от звезды материя, составляющая эту оболочку, разрежалась, благодаря чему вскоре наступил момент, когда стало выполняться равенство $\tau = 1.5$, что и дало максимум яркости (см. [14], стр. 223). Продолжавшееся после этого момента убывание τ привело к тому, что эта оболочка сдела-

* Более подробное обсуждение этого вопроса с таким же заключением см. в более ранней работе автора ([27], стр. 283—284).

лась прозрачной ($\bar{\tau} < 1$ и затем $\bar{\tau} \ll 1$). Когда это произошло, внутри старой α оболочки сделалась видимой *новая* β оболочка.

Далее следует решить вопрос о том механизме, посредством которого старая α система прекратила свое существование. Сам Мак Лафлин придерживается объяснения Ресселя [19], которое составляет содержание нашей модели II. Однако в этом случае мы возвращаемся практически к первой и второй моделям. Поэтому мы допустим, что так же, как и в предыдущей модели, уничтожение α системы — результат непрерывного уменьшения оптической толщи α оболочки (в сфере спектральных линий) в результате ее удаления от звезды и связанного с этим ее разрежения. Что же касается увеличения интенсивности новой β системы, то это обстоятельство можно связать с тем, что при изменении $\bar{\tau}$ у старой оболочки от 1.5 до величины, удовлетворяющей неравенству $\bar{\tau} \ll 1$, эта оболочка становится все более прозрачной, а поэтому становится все лучше видимой и находящаяся внутри нее новая β оболочка. Однако и эта модель встречается с весьма серьезными трудностями.

VIIa) Совершенно непонятно, почему интенсивность β системы растет за счет интенсивности α системы. С точки зрения рассматриваемой модели, рост β системы и ослабление α системы должны происходить независимо друг от друга. В самом деле, если рост β системы связан с тем, что для α оболочки $\bar{\tau}$ убывает от $\bar{\tau} = 1.5$ до $\bar{\tau} \ll 1$, то это относится лишь к общей непрозрачности, т. е. к частотам непрерывного спектра. В то же время мы знаем, что оптическая толща в области линий поглощения на несколько порядков (от двух до пяти) больше, чем средняя оптическая толща $\bar{\tau}$. Поэтому, когда старая оболочка в непрерывном спектре становится уже столь прозрачной, что новая β оболочка беспрепятственно „просматривается“ через старую (скажем, $\bar{\tau} = 0.1$), оптическая толща последней в линиях еще на несколько порядков больше единицы* (по крайней мере, в средних и сильных линиях). Следовательно, в момент полного развития β системы ($\bar{\tau} = 0.1$) α система должна быть еще *весьма интенсивной* **. Более того, в связи с приведенными в пункте VI г) аргументами о медленности ослабления поглощательной способности у выбрасываемых оболочек, α система должна, с точки зрения рассматриваемой гипотезы, присутствовать в спектре Новой весьма долго после окончательного развития β системы.

VIIб) Настоящее возражение совершенно аналогично пункту IV); а именно, представляется весьма загадочным, почему *всегда* проясне-

* Это обстоятельство следует всегда учитывать при построении аналогичных моделей.

** Следует напомнить, что с самого начала линии α и β систем являются достаточно разделенными и узкими, в силу чего α оболочка не поглощает в области линий радиации, излучаемой теми же линиями β оболочки (дифференциальный эффект Доплера).

ине α оболочки обнаруживает внутри нее новую систему с $v_\beta > v_\alpha$, причем часто $\frac{v_\beta - v_\alpha}{v_\alpha} \ll 1$.

Кроме изложенных трудностей к рассматриваемой модели относятся пункты Ia), IVb), VIд).

Наконец, следует отметить, что вообще гипотеза о том, что *всегда* внутри ранее выброшенной оболочки (α оболочки) должна оказываться какая-то гипотетическая оболочка и притом с $v_\beta > v_\alpha$ (см. пункт VIIб), представляется чрезвычайно искусственной и с физической точки зрения.

В заключение следует отметить, что если бы мы до конца придерживались гипотезы Мак Лафлина и считали бы, что исчезновение α оболочки связано с догонкой ее β оболочкой, то мы пришли бы ко всем трудностям, присущим моделям I и II. Поэтому и настоящая модель представляется неудовлетворительной. Рассмотрим теперь последнюю модель.

VIII) В своей заметке, появившейся в 1946 г., Росселанд [28] сравнивает явление вспышки новых звезд с подводным взрывом. Основываясь на аналогии с последним, он рассматривает следующий механизм. В некоторой области внутри звезды происходит взрыв, в результате чего материя в этой области приобретает чрезвычайно высокую температуру (назовем эту область ядром взрыва). Сразу же после взрыва от ядра во все стороны распространяется ударная волна, которая и приводит к расширению звезды перед максимумом. После этой главной ударной волны может возникнуть еще ряд дополнительных волн, существенно более слабых. Кроме того, Росселанд считает, что существование сверхгорячего ядра вблизи центра звезды является крайне неустойчивым. Весьма вероятно, что это ядро в силу своей высокой температуры (подъемные силы) будет подниматься наружу и, приобретая, в конце концов, весьма большую скорость, вылетит из звезды в некотором определенном направлении. Выбрасывание ядра из Новой Росселанд связывает с так называемым „удвоением“ новых звезд (N Pic 1925, N Her 1934), т. е. вторичная конденсация, наблюдаемая визуально после максимума наряду с самой Новой, отождествляется им с указанным ядром.

Мак Лафлин ([22], стр. 246), несколько видоизменяя изложенную интерпретацию самого Росселанда, считает, что первая α оболочка отрывается от звезды первой ударной волной, в то время как вторая β оболочка является самым ядром, выброшенным из центральных частей звезды. (Отождествлять вторую ударную волну с β оболочкой нельзя, ибо она существенно слабее первой; в этом случае было бы $v_\beta < v_\alpha$, в противоположность наблюдениям).

Механизм Росселанда — Мак Лафлина также встречается с большим количеством трудностей.

VIIIa) Сверхгорячее ядро может быть выброшено в любом направлении, а не только в направлении к наблюдателю. Следовательно, в общем случае мы не наблюдали бы β оболочки. В то же время замена α системы β системой имела место для всех семи звезд.

VIIIб) Ввиду грандиозности самого явления вспышки Новой размеры и масса взрывающегося ядра должны быть достаточно большими, иначе это ядро моментально бы затормозилось выше расположенными частями звезды и не смогло бы покинуть звезду с большой скоростью. Поэтому совершенно невероятно, чтобы в момент вылета из звезды сверхгорячее ядро столь бы охладилось, что его температура сделалась бы в точности равной (!) температуре внешних слоев звезды (одинаковый спектр α и β систем у N Per 1901, N Pic 1925 и N Her 1934) или даже несколько ниже последней (N Aql 1918, N Cyg 1920, N Lac 1936, см. табл. 3 работы Мак Лафлина [9]).

VIIIв) Настоящий аргумент аналогичен пункту Iv). Близость v_β к v_α у некоторых Новых при всегда выполняющемся неравенстве $v_\beta > v_\alpha$ представляется весьма загадочной особенно в данном случае.

VIIIг) Несмотря на сложность соответствующих подсчетов, представляется весьма вероятным, что следование сверхгорячего ядра наружу до границы расширившейся звезды будет происходить довольно долго, гораздо дольше, чем время от вспышки до момента t_β , т. е. момента появления β системы. Это время в случае быстрых Новых исчисляется всего несколькими днями.

VIIIд) С точки зрения рассматриваемого механизма, представляется совершенно неясным, каким образом уничтожается α система*. Если это результат догонки α оболочки β оболочкой, то возникнут все те трудности, которые мы изложили при рассмотрении моделей I и II. Если же α система исчезает, как и в случае моделей VI и VII, то возникнут и все связанные с этими моделями трудности.

VIIIе) Непонятно, почему β система появляется *сразу же* после максимума. Казалось бы, что выброс ядра из Новой мог происходить как до максимума, так и через достаточно большой промежуток времени после него (см. пункт VIIIг).

Наконец, настоящая модель не объясняет происхождения вторичных систем со смещением большим, чем у главного спектра, остаток предмаксимального спектра у N Per 1901, N Lac 1936, N Pic 1925 и многие другие специфические особенности $\alpha \rightarrow \beta$ процесса. Поэтому эту модель мы вынуждены оставить.

Подведем теперь итоги нашему исследованию. В этом исследовании мы попытались обсудить все мыслимые механизмы, которые

* Следует еще раз подчеркнуть, что ослабление α системы за счет β системы есть основное наиболее характерное свойство $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

дали бы возможность объяснить $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. При этом мы разбили все модели на две группы: 1. Модели, в которых уничтожение α системы носит, так сказать, „насильственный характер“. 2. Модели, в которых ослабление α системы связано с естественным ослаблением поглотательной способности у ранее выброшенной α оболочки. Наконец, гипотеза Росселанда — Мак Лафлина носит несколько другой характер.

Рассмотрим первую группу моделей. В этой группе мы обсудили следующие факторы, приводящие к уничтожению α системы. а) Материальные факторы: 1) догонка α оболочки и ее уничтожение *фотосферой* Новой (модель I); 2) догонка α оболочки и ее уничтожение случайно выброшенной вторичной оболочкой (модель II); 3) догонка α оболочки и ее уничтожение атомами и конденсациями, образующими диффузно-искровой и орионов спектры (модель III). б) Фотонные факторы: 1) сжатие α оболочки под действием общего давления радиации — непрерывного и селективного (модель IV); 2) сжатие и уничтожение α оболочки под действием одного селективного давления радиации (модель V).

Этим мы исчерпали, как будто, все мыслимые механизмы из этой группы, где уничтожение α системы носит насильственный характер.

Рассмотрим вторую группу моделей. Здесь также, по мнению автора, обсуждены все мыслимые варианты: 1) внезапное изменение мощности истечения в смысле увеличения скорости у нового истечения и естественное ослабление поглотательной способности у α оболочки, образованной первоначальным истечением (модель VI); 2) „прояснение“ α оболочки вследствие естественного ослабления ее поглотательной способности (с ее удалением) и появление внутри нее новой β оболочки, ставшей видимой из-за указанного прояснения (модель VII). Наконец, модель VIII Росселанда — Мак Лафлина носит ряд свойств первой и второй групп.

Основной итог нашего изучения всех перечисленных моделей сводится к тому, что, за исключением модели V, все остальные встречаются, с точки зрения наблюдений, с весьма серьезными трудностями, к преодолению которых автор не видит в настоящее время никаких возможностей. Правда, можно было бы попытаться сочетать различные модели, но это все равно не снимет тех трудностей, которые были перечислены. Во всяком случае, при построении любой другой модели, кроме восьми вышеперечисленных, мы должны учитывать все те наблюдательные факты, которые послужили нам в качестве отправных точек для аргументации в каждом отдельном случае. В связи с этим мы наше обсуждение всех вышеуказанных моделей сделали по возможности весьма подробным.

Однако принятие модели V, как модели, объясняющей $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, ведет к необходимости приписать новым звездам исключительно

большие массы — в некоторых случаях до 1000—1500 $M_{\odot}$. Ввиду того, что этот вопрос связан с общим вопросом о расширении Новых до максимума, мы его обсудим в следующей статье.

Литература

1. Э. Р. Мустель. Доклады АН СССР 29, 296, 1940.
2. Э. Р. Мустель. Доклады АН СССР 29, 365, 1940.
3. Э. Р. Мустель. А. Ж. 21, 276, 1944.
4. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 1, часть 2, 91, 1948.
5. Л. Э. Гуревич и А. И. Лебединский. ЖЭТФ 17, 9, 792, 1947.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Новые звезды и галактические туманности, ОНТИ, 1935.
7. Э. Р. Мустель. А. Ж. 22, 65, 1945.
8. Э. Р. Мустель. А. Ж. 22, 185, 1945.
9. D. McLaughlin. Publ. Mich. Obs. 8, № 12, 1943.
10. D. McLaughlin. Pop. Astr. 52, 109, 1944.
11. P. Merrill. Ap. J. 82, 413, 1935.
12. Э. Р. Мустель. А. Ж. 23, 289, 1946.
13. А. Веер. М. N. 97, 231, 1937.
14. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, 1935.
15. W. Greaves and E. Martin. M. N. 96, 429, 1936.
16. G. Cecchini e L. Gratton. Le Stelle Nuove, Milano, 1942.
17. D. McLaughlin. A. J. 52, 155, 1947.
18. D. McLaughlin. A. J. 53, 114, 1948.
19. H. Russell. Publ. ASP, 48, 29, 1936.
20. Э. Р. Мустель. А. Ж. 24, 97, 1947.
21. Э. Р. Мустель. А. Ж. 24, 155, 1947.
22. D. McLaughlin. Publ. ASP 59, 244, 1947.
23. D. McLaughlin. Publ. Mich. Obs. 6, 107, 1937.
24. H. Spencer Jones. Publ. Cape Obs. 10, Part 9, 1931.
25. Э. Р. Мустель. А. Ж. 25, 156, 1948.
26. D. McLaughlin. A. J. 52, 126, 1947.
27. Э. Р. Мустель. А. Ж. 24, 280, 1947.
28. S. Rosseland. Ap. J. 104, 324, 1946.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ СМЕЩЕНИЯ
ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ БЕЛЫХ СВЕРХГИГАНТОВ

Г. А. Шайн и П. Ф. Шайн

α Cygni. Базируясь на измеренных нами спектрограммах, полученных на обсерваториях в Симсизе, Иеркс и Мак Дональд (из которых одна спектрограмма получена при очень большой дисперсии в фокусе «кудэ»), были найдены длины волн 458 линий на участке 3570—4457 Å (табл. 1). Число неидентифицированных линий на участке 3862—4457 Å достигает 11% (табл. 2), что объясняется, вероятно, в основном неполнотой современных лабораторных данных в отношении спектров ионизованных металлов.

Сравнение оценок интенсивностей линий в спектрах двух сверхгигантов α Cygni и γ Sgr показывает, что условия возбуждения значительно менее высоки в атмосфере α Cygni (табл. 3).

Водородные линии в пределах H_8 — H_{28} обнаруживают относительно линий ионизованных металлов положительное смещение $+0.024 \pm 0.007$ Å или $+1.9$ км/сек. (табл. 4 и 5).

Линии нейтрального железа с $E.P.=1.6$ обнаруживают относительно линий ионизованных металлов вероятно реальное небольшое отрицательное смещение -0.021 ± 0.009 Å (табл. 6 и 7).

Резонансных линий слишком мало (табл. 8) для вывода определенных заключений (заслуживает внимания значительное отрицательное смещение около -0.20 Å для $Mn I 4034.49$ Å).

Линии различного рода ионов обнаруживают вероятно реальные, очень небольшие систематические отклонения от лабораторных значений длин волн (табл. 9).

β Orionis. Водородные линии обнаруживают относительно линий ионов заметное положительное смещение около $+0.050 \pm 0.009$ Å или $+4$ км/сек. (табл. 10). Несколько меньшее положительное смещение обнаруживается также для водородных линий в спектре компонента A по отношению к B. Линии гелия также показывают заметное положительное смещение относительно линий ионов (около $+3$ км/сек.). Резонансные линии звездного кальция H и K обнаруживают, вероятно, реальное, очень небольшое отрицательное смещение относительно линий ионов.

67 Ophiuchi. Водородные линии возможно имеют небольшое положительное смещение относительно линий ионов.

В связи с вопросом о дифференциальных систематических смещениях линий разного рода атомов и ионов высказаны некоторые соображения о характере атмосфер белых сверхгигантов.

Еще до недавнего времени считалось установленным, что смещения спектральных линий в спектрах звезд для различного рода атомов и ионов совершенно одинаковы. Это несомненно верно, по крайней мере, в отношении обыкновенных звезд. Этот результат необходимо интерпретировать как указание на отсутствие систематических движений газов в атмосфере, на отсутствие стратификации в распределении атомов и ионов, а также, вероятно, на небольшую глубину обращающего слоя. Иное может иметь место в звездах с протяженными атмосферами. Как на крайний случай можно сослаться на ρ Cygni, где наблюдаемое различие в радиальных скоростях для атомов и ионов различного рода весьма значительно.

В отношении белых сверхгигантов наши знания о систематических движениях газов крайне скудны. В немногих предшествующих работах намечался еще далеко не достоверный результат, что систематические движения атомов и ионов различного рода в атмосферах α Cygni и β Orionis крайне малы, порядка нескольких километров в секунду [1, 2]. Судя по профилю линий в спектрах некоторых из этих звезд, не приходится сомневаться в наличии значительного „турбулентного“ движения. Имеются серьезные основания для пересмотра ранее полученных результатов и для дальнейшего исследования этого вопроса.

Нами была использована 31 спектрограмма α Cygni, β Orionis и 67 Ophiuchi, полученные в Симеизе, частично на мелкозернистых пластинках [2]. Во время пребывания на обсерваториях МакДональд и Иеркс мы имели возможность измерить 13 спектрограмм α Cygni, в том числе одну, полученную в фокусе „кудэ“ при очень большой дисперсии.

Далее, вопрос об идентификации линий, который играет фундаментальную роль в рассматриваемой проблеме, может быть лучше разработан в настоящее время, чем прежде. В частности, это особенно касается линий нейтральных атомов и резонансных линий, которые большей частью очень слабы в спектрах сверхгигантов. Такого рода более надежная идентификация сделалась возможной благодаря новому изданию Revised Multiplet tables Мур.

Следует отметить, что сейчас мы имеем лучшее представление об относительной роли звездного и межзвездного компонента Ca II и Na I в спектрах α Cygni и β Orionis. Число наблюдаемых резонансных линий столь мало, что выяснение вопроса о 2—3 линиях уже может изменить прежний вывод о систематических смещениях этих линий.

Для изучения систематических смещений спектральных линий мы рассмотрели следующие четыре группы: водородные линии, линии нейтральных элементов, резонансные линии и линии ионизованных элементов. Очевидно, здесь может идти речь об исследовании только дифференциального эффекта.

По характеру самого спектра этих звезд удобно рассмотреть отдельно более коротковолновый участок спектра и более длинноволновый участок, начиная приблизительно с $3900 \text{ \AA}$. В первом участке сосредоточены водородные линии, и здесь же находится значительное число линий ионизованных элементов. Кроме того, коротковолновая область спектра до сих пор еще не была получена в фокусе „кудэ“. Но если бы мы и имели такие спектрограммы, то все же остается сомнение в том, что при очень большой дисперсии можно было бы точно измерить водородные линии.

С другой стороны, спектрограммы, полученные при очень большой дисперсии для области $\lambda > 3860 \text{ \AA}$, имеют очень большое преимущество в отношении выбора изолированных линий. Но даже в этом случае большинство линий в спектре α Cygni представляют собою бленды. Все же здесь можно выбрать некоторое число свободных от бленд слабых линий нейтральных атомов. При умеренной и малой дисперсиях такой отбор линий сделать очень трудно, и результаты, полученные ранее в отношении систематических смещений линий нейтральных атомов и в особенности резонансных линий, могут иметь лишь очень малый вес.

§ 2. α Cygni. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Из новых материалов мы имеем следующее:

1. Одна спектрограмма, полученная 3 августа 1940 г. в фокусе „кудэ“ на обсерватории МакДональд (дисперсия $1.87 \text{ \AA/мм}$ около 3935 и $3.0 \text{ \AA/мм}$ около 4360). При одном положении эту спектрограмму уже измерили Струве и Свингс [3]. Мы измерили ее в двух положениях для участка $3862\text{—}4457 \text{ \AA}$. Такую работу мы считали оправданной, так как при малой точности измерений многих слабых и очень слабых линий повторное измерение, притом не в одном, а в обоих положениях спектрограммы, должно дать более надежные результаты. Этот ряд измерений назван в дальнейшем серией А.

2. Семь широких спектрограмм, полученных на пластинках Eastman Process с помощью ультрафиолетового спектрографа обсерватории МакДональд; из них 4 спектрограммы были также измерены Струве ранее [4]. Дисперсия около $38 \text{ \AA/мм}$ для 3800 . Ниже этот ряд будем называть серией В.

3. Пять спектрограмм для области $3570\text{—}3900$, полученных на обсерватории Иеркс (дисперсия $15 \text{ \AA/мм}$ около 3800). Этот ряд назван серией С.

Считаем своим долгом выразить здесь признательность О. Струве, в то время директору обсерваторий МакДональд и Иеркс за предоставление нам этого материала.

4. Мы вновь частично измерили и редуцировали полученные в Симеизе 12 спектрограмм α Cygni (дисперсия $21 \text{ \AA/мм}$ около 3800). Этот ряд назван серией S.

Наше исследование построено так, что мы ищем лишь дифференциальный эффект в смещениях различных групп линий условно по отношению к линиям ионизованных элементов (исключая резонансные линии). В этом случае исключаются изменения радиальной скорости звезды, если только эти изменения одинаковы для атомов и ионов различного рода, а также ошибка спектрограммы в целом.

В каждой из указанных выше двух областей были отобраны линии (не бленды) ионизованных атомов с интенсивностью не меньше двух. Для этих линий были приняты лабораторные значения длин волн согласно RMT. Таких стандартных линий ионизованных атомов при строгом подходе к вопросу о блендировании оказалось 32 в области 3570—3940 и 69 в области 3862—4457.

Однако некоторые из этих стандартных линий выявляют систематические отклонения. Последние могут быть вызваны разными причинами: неточностью лабораторных значений длин волн, реальным различием в систематических смещениях для разного рода ионов, влиянием бленд и др. Необходимо было иметь определенную систему волн для стандартных линий, внутри которой сумма отклонений для индивидуальных линий должна быть равна нулю.

Для этой цели на основании всего имеющегося материала внутри системы этих стандартных линий были определены поправки для индивидуальных линий. Во многих случаях эти поправки очень малы, но некоторые из поправок достигают заметной величины и несомненно реальны. В окончательном списке линий в спектре α Cygni значения длин волн стандартных линий (отмеченных звездочкой в табл. 1) исправлены за эти выведенные внутри самой системы поправки.

Среднее значение отклонения для одной линии (звезда минус лаборатория) равно для серии $A \pm 0.033$ (1), для серии $B \pm 0.041$ (7) и для серии $C \pm 0.040$ Å (5). В скобках указано число пластинок.

Базируясь на эти стандартные линии, мы определили радиальные скорости для каждой спектрограммы и, уже исходя из этого, длины волн для всех других линий,

Табл. 1 требует пояснения. Мы собственно не ставили себе задачу дать исчерпывающий список линий в спектре α Cygni. При измерении участка 3570—3940 (серии В и С) были сразу отброшены бленды, о которых мы могли судить на основании предварительных данных. Однако далеко не все оставшиеся линии, как это уже выяснилось во время дальнейшей дискуссии, являются одиночными линиями.

Полный список линий мы имеем только для участка 3682—4457, полученного в фокусе „кудэ“ (серия А). Имеется несколько общих линий для всех серий. В этом случае даны две длины волны: для А и среднее для В и С.

Таблица 1

λ измеренная	J	Идентификация	λ лабораторная	λ измеренная	J	Идентификация	λ лабораторная
3570.09	2	Fe I	.10	3734.46	15	H ₁₃	.37
* 3572.46	3	Sc II	.52	* 3736.80	6	Ca II	.90
3573.88	2	Ti II	.74			Cr II	.56
3581.15	4	Fe I	.20			Fe I	7.13
* 3589.74	3	V II	.74	* 3738.38	3	Cr II	.38
* 3591.99	2	V II	.01	3741.71	6	Ti II	.63
* 3596.10	3	Ti II	.05	3746.49	3	Fe II	.56p
3600.99	0	Y II	.74	3750.18	15	H ₁₂	.15
3610.40	1	Fe II	.33p	* 3754.57	3	Cr II	.59
		Fe II	.38p	3755.60	1	Fe II	.56
* 3614.89	2	Fe II	.87			Ca II	.61
3623.18	1	Fe I ::	.19	3757.78	6	Ti II	.68
		V II	.03			Fe I	8.24
		Неид.				Ca II	8.36
* 3624.78	4	Ti II	.83	3759.34	6	Ti II	.29
3627.06	1	Fe II	.17			Fe II	.46
3628.42	1	Y II	.71	* 3762.83	1	Fe II	.89
3638.22	1	Fe I	.16p	* 3765.56	2	Cr II	.62
		Fe I	.30	3767.20	1	Fe I	.19
		Неид.		* 3769.42	5	Ni II	.45
* 3641.31	4	Ti II	.33	3770.72	10	H ₁₁	.63
* 3650.30	1	Cr II	.37	* 3776.07	2	Ti II	.06
3651.71	2	Cr II	.68	* 3778.31	1	V II	.36
		Sc II	.80	* 3779.62	2	Fe II	.58p
		He I	.97	* 3781.55	1	Fe II	.51
		He I	.12	* 3783.36	5	Fe II	.35
3658.20	1	Cr II	.19	* 3786.32	1	Ti II	.33p
* 3659.69	2	Ti II	.76	3797.92	20	H ₁₀	.90
3662.16	2	H ₃₀	.26	3806.14	2	Fe I	.20
3663.40	1	H ₂₉	.41	3820.32	4	Fe I	.43
3664.72	2	H ₂₈	.68	3822.04	4	Fe II	.92p
3666.15	2	H ₂₇	.10			Fe II	.74
3667.70	3	H ₂₆	.68			N I	2.07
3669.51	4	H ₂₅	.47	3824.76	4	Fe II	.91
3671.47	5	H ₂₄	.48	3825.95	3	Fe I	.88
3673.79	5	H ₂₃	.76	3829.35	3	Mg I	.35
3676.31	5	H ₂₂	.36	3832.35	4	Mg I	.30
* 3677.88	3	Cr II	.86	3835.42	20	H ₉	.39
		Cr II	.93	3838.33	5	Mg I	.29
3679.43	6	H ₂₁	.36	3843.15	2	Zr II	.03
3682.80	7	H ₂₀	.81			Cl II	.26
* 3685.17	5	Ti II	.19	* 3845.17	3	Fe II	.18p
3686.90	9	H ₁₉	.83	3849.81	3	Fe I	.97
3691.56	10	H ₁₈	.56	* 3853.68	4	Si II	.66
3697.25	12	H ₁₇	.15			S II	.09
* 3700.30	1	V II	.34	* 3856.03	5	Si II	.02
3703.90	15	H ₁₆	.86	3859.89	3	Fe I	.91
3706.07	5	Ca II	.03	* 3862.61	10	Si II	.59
		Ti II	.22	(64)			
3711.92	15	H ₁₅	.97	3863.92	1	Fe II	.95
* 3712.93	5	Cr II	.97	3864.65	0	Mo I ::	.11
3719.97	2	Fe I	.94	* 3865.66	3	Cr II	.59
		Fe II	.17p	(61)		Fe I	.53
3721.96	15	H ₁₄	.94	3866.64	0	Cr II	.54
3725.33	2	Fe II	.30			V I	.74
		Mn II	.29	3868.33	0	A II :	.53
						Cr II :	.27

Таблица 1 (продолжение)

λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная	λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная
3869.15	0	N I ::	.10	3935.40	0	Cr II	.18p
3872.68	4	Fe I	.50	* 3935.99	3	Fe II	.94
(72)		Fe II	.76p	3936.82	0	Cr II	.95
3878.68	4	V II	.72	3937.73	0	Fe II ::	8.29
		Fe I	.58	* 3938.33	3	Fe I ::	7.33
3882.37	1	Ti II	.28p	* 3939.01	4	Fe II	.29
(27)		Ni II	1.92	3943.29	0	Fe II	.97
3886.30	1	Fe I	.28			V II ::	.48p
(49)						Fe I ::	.84
3889.11	20	H ₈	.05	3944.01	3	Неид.?	
(05)		He I	8.65	3944.56	1	Al I	.01
3891.90	1	Mg I :	.98			Al II ::	.27
		V II :	.98p	3945.23	4	Неид.	
3892.18	1	Cr II	.14			Fe II	.21p
		S II	.32	3947.41	0	V II	.27
3896.20	2	V II	.16			O I ::	.30
		Fe II	.11			O I ::	.49
3897.99	0	Fe I	.01			O I ::	.59
		Mg I	.12	3948.92	1	S II	.98
* 3899.10	2	V II	.14			Fe I ::	.78
3899.70	1	Fe I	.71			Al I ::	.98
* 3900.57	10	Ti II	.55	3949.85	0	La II ::	.10
(55)		Al II	.68			Fe I ::	.95
3902.91	2	Fe I	.95			Y II ::	0.35
		V II	3.27	3951.32	1	S II ::	0.42
		Mo I ::	.97			Fe I ::	.16
3903.82	1	Fe II	.79p	* 3952.00	3	Y II ::	.59
		Fe I :	.90	3953.49	0	V II	.97
3905.65	6	Si I	.53	3956.67	0	Fe II ::	.76p
		Cr II	.64			Fe I :	.68
* 3906.04	5	Fe II	.04	3958.10	1	Fe I :	.46
3908.67	0	Fe II	.54p			Zr II	.24
3911.40	1	Cr II	.32	3959.25	0	A II	.39
		S II	.32	3960.94	1	Неид.	
3912.45	1	Ti II	.32p	3961.53	3	Fe II	.90
* 3913.50	7	Ti II	.46	3962.71	1	Al I	.52
(53)				3963.75	0	Неид.	
3914.49	5	Fe II	.48	3964.67	0	Fe II ::	.09p
		V II	.33		2	He I	.73
3915.28	0	Cr II	.30p	3966.07	1	Cr II	.64p
3916.45	1	V II	.42	3966.62	0	Fe II	.57p
(57)				3968.35	20	Fe I	.07
3918.52	2	Fe II	.51p	3968.71	15	Fe II	.43p
		C II	.98	3969.51	1	Ca II	.47
3920.64	2	Fe I	.65			Fe II	.38
		C II	.68	3970.12	20	Fe I	.26
3922.88	1	Fe I	.91	3972.85	1	H ₈	.07
		S II :	.63	3973.61	1	Неид.	
3928.03	1	Fe I	.92	* 3974.18	4	V II	.64
3929.46	0	V II	.73	* 3975.10	2	Fe II	.16
3930.32	4	Fe II	.31p	3976.15	1	Fe II	.03
		Fe I	.30	3976.53	0	Неид.	
3931.28	0	Al II ::	.24			Fe I ::	.56
3932.05	2	Ti II	.01			Fe I ::	.39
		S II	.94			Fe I ::	.86
3933.53	20	Ca II	.66	3977.77	0	V II	.73
3933.90	15					Fe I	.74

Таблица 1 (продолжение)

λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная	λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная
3978.80	0	Неид.		4032.90	3	Fe II	.95
3979.56	4	Cr II	.51			Mn I	.07
		S II	.86			S II	.81
3981.51	0	Fe II	.61p	4034.26	1	Mn I	.49
3982.05	2	Ti II	.00			Zr II :	.10
3982.67	1	Y II	.59	4035.59	3	V II	.63
3983.95	0	Fe I	.96			Fe II	.54
3987.64	0	Ti II	.63p	* 4036.76	2	V II	.78
3988.39	0	Неид.		* 4037.90	2	Cr II	.03
		La II ::	.51	4039.57	0	V II :	.57
3991.18	1	Zr II	.14	* 4044.00	2	Fe II	.01p
		S II	0.94	4045.77	5	Fe I	.81
3991.94	0	Si II	.77	4046.79	0	Fe II	.81p
3997.17	1	V II	.13	4048.13?	0	Cr II :	.02p
		Fe I	.39			Y II :	.88p
3998.98	0	S II	.79	4048.87	3	Fe II	.83
		Zr II	.98			Cr II	.14
* 4002.06	3	Cr II	.03p	4050.44	0	Zr II	.32
4002.57	2	Fe II	.07			S II	.11
		Fe II	.55	* 4051.93	3	Cr II	.97
4002.81	0	Cr II	.48	4052.99	0	Неид.	
4003.34	1	V II	.94	4053.90	3	Ti II	.81
4004.36	0	Cr II	.33			Cr II	.11
4005.18	1	Fe II	.15p	4054.94	1	Fe I :	.88
* 4005.66	4	Fe I	.25			Fe I :	.05
4007.94	1	V II	.71			Неид.	
		Fe II	.72p	4055.57	1	Неид.	
		V II	.17	4056.13	1	Ti II	.21
		S II	.78			Cr II	.07
4009.41	1	He I	.27	* 4057.50	3	Fe II	.46
4010.58	0	Неид.		4058.61	1	Fe I :	.77
4011.51	1	A II ::	.23			Fe I :	.23
		Неид.				S II :	.77
4012.44	6	Ti II	.37			Неид.	
		Fe II	.47	4061.85	0	Fe II	.79
		Cr II	.50			Cr II	.77p
4013.74	1	Mg II	.80	4063.65	3	Fe I	.60
		A II ::	.87	4064.45	1	Ti II	.35
4014.52	1	Fe I :	.53	4065.39	0	V II	.07
* 4015.48	3	Ni II	.50	4067.08	5	Ni II	.05
4016.91	0	V II ::	.82			Cr II	.05
4021.92	0	Fe I	.87	4068.01	1	Fe I :	.98
* 4023.37	3	V II	.39	4068.30	1	Неид.	
* 4024.53	5	Fe II	.55	4068.70	0	Неид.	
* 4025.20	2	Ti II	.14	4070.02	2	Fe II	.88
4026.17	2	He I	.19			Fe II	.03
		He I	.36	4070.90	2	Cr II	.90
4026.69	1	Al II	.55			Ni II	.00p
4027.62	1	Неид.		4071.77	3	Fe I	.74
* 4028.31	5	Ti II	.33	4072.70	1	Cr II	.56
4029.23	1	Ti II	.64	4073.73	0	Fe I :	.76
		Fe I :	.64			Неид.?	
4030.13	0	Mn I	.76	4075.59	1	Si II	.45
		Cr II	.28p			Cr II	.63
		Fe I	.50	4076.00	0	Fe II	.95p
		Fe I	.19			O II :	.87
* 4031.43	2	Fe II	.46	4076.84	2	Si II	.78
						Cr II	.87
						Fe I	.64

Таблица 1 (продолжение)

λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная	λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная
4077.72	4	Sr II	.71	4145.17	1	S II	.10
4080.37	0	Cr II	.50	* 4145.78	2	Cr II	.77
		V II ::	.44	4149.27	1	Fe I	.37
		Fe I ::	.23			Zr II	.22
4082.26	1	Неид.?		4154.63	0	Fe I :	.50
		Cr II	.30			Fe I :	.81
		Fe I	.13	4159.73	0	Al II	9.43
		Fe I	.44			Al II	0.03
4083.13	0	Неид.		4160.60	1	Fe II	.62p
4083.54	0	Mn II	.67	4161.56	2	Ti II	.52
4088.53	0	Fe II	.75p			Cr II	.56p
4093.23	1	Fe II	.24	4162.68	1	S II	.70
4099.44	1	N I	.94			S II	.39
4101.76	20	H _δ	.74	* 4163.65	5	Ti II	.64
4109.90	1	Fe I	.81	4167.08	0	Mg I	.27
		N I	.98			Fe III	.86
* 4110.97	3	Cr II	.01	4169.84	1	Fe II	.98p
* 4111.84	2	Fe II	.90	4170.77	1	Fe I	.91
4113.19	0	Cr II	.24			Cr II	.58p
4119.54	1	Fe II	.53p	* 4171.90	4	Ti II	.90
4120.92	1	He I	.81	4172.66	1	Fe I	.75
		He I	.99			Cr II	.60
4121.88	0	Fe I :	.81	* 4173.45	8	Fe II	.45
		Fe I	.00p	4174.26	0	Ti II	.09
* 4122.70	5	Fe II	.64			S II	.04
4123.79	1	Fe I :	.75			S II	.30
		N II ::	.08	4176.47	1	Fe I :	.57p
* 4124.79	3	Zr II ::	3.38	4177.69	6	Y II ::	.54
4125.70	0	Fe II	.79			Fe II ::	.70p
4126.37	0	Fe I ::	.88			Неид.	
		Fe I ::	.19	* 4178.86	8	Fe II	.85
* 4128.08	8	Fe I ::	6.88	4179.45	0	Cr II	.43
4128.78	3	Si II	.05	4184.34	1	Ti II	.33
		Fe II	.73			Неид.?	
4129.44	0	Mn II	.87p	4184.98	0	Fe I	.89
		Fe I ::	.46p	4187.24	1	Fe I	.04
		Fe I ::	.22			Неид.	
* 4130.90	8	Si II	.88	4187.89	2	Fe I	.80
4132.00	0	Fe II	.06			Неид.	
4132.39	1	Cr II	.41	4190.34	0	V II	.40
		Cl II?	.48			Si II	.74
4134.68	0	Fe I	.68			Ti II	.29
4136.71	0	Fe I ::	.00			S II	9.71
		Неид.?		4191.99	0	Ni II	2.07
4138.41	1	Fe II	.21p	4195.38	1	Cr II	.41
		Fe II	.40p			Fe I	.34
4139.70	0	Fe I ::	.93			Fe I	.62
		Fe I ::	0.24p	4198.35	0	Si II	.17
		Неид.				Fe I	.31
4140.47	0	Неид.?		4199.10	0	Fe II	.09p
		Fe I ::	.24p			Cr II	.02p
		Fe I ::	.44			Fe I	.10
4142.22	0	S II	.29	4200.79	0	Fe I	.78p
4143.40	1	Fe I ::	.42			Ti II	.40p
		N II ::	.42p			Неид.?	
		Fe I ::	.50p	4202.10	1	Fe I	.03
4143.89	2	He I	.75			V II	.35
		Fe I	.87				

Таблица 1 (продолжение)

λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная	λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная
4205.43	1	Fe II	.48p	4253.67	0	Cl II::	.51
		V II	.08			Fe I::	.52p
		Mn II	.37p	4254.45	2	Cr I	.35
4206.45	0	Mn II	.38			V II	.41
4207.33	0	Cr II	.35			N I	.7
		Mn II	.23	4255.90	0	Cr II	.16
4214.74	0	N I	.73	4257.07	1	S II	.42
4215.56	3	Sr II	.52			V II	.02
		Cr II	.77	* 4258.15	4	Fe II	.16
4220.45?	0	Ca II::	.13	4259.24	2	S II	.18
		V II::	.05			Mn II	.20
4222.15	0	Fe I	.22			A I	.36
		Cr II	.00	4260.46	2	Fe I	.48
* 4224.88	3	Cr II	.85			Mn II	.47p
		N I	.74	4260.94	0	V II::	.75
4226.65	1	Ca I	.73			Fe I::	.73p
		Al II	.83			Mn II	.47
4227.46	2	Fe I	.43	* 4261.88	5	Cr II	.92
		Al II	.51	4263.15	1	Неид.	
		Al II	.42	4266.98	1	C II	.02
		Fe II	.14p			C II	.27
4228.04	0	Al II	7.88			Fe I	.97
		Al II	.94	* 4269.23	2	Cr II	.28
		Al II	.00	4271.04	1	Fe I	.16
4230.90	0	S II	.98	4271.74	2	Fe I	.76
		V II	.16			Fe I	.65
		La II	.95			Ti II	.94p
* 4233.20	12	Fe II	.17	* 4273.28	5	Fe II	.32
4234.37	0	V II	.55	4274.83	1	Cr I	.80
		V II	.25	* 4275.58	4	Cr II	.57
4235.93	1	Fe I	.94	4276.90	0	Неид.	
		Fe I	.84p	4278.14	3	Fe II	.13
		Fe I	.96p			Cr II	.10
4241.08	0	Fe I::	.11	4279.10	0	Cr II::	.94p
		Al II::	0.75			V II::	.89
4241.60	0	Cl II::	.38			Неид.?	
4242.39	7	Cr II	.38			Mo II	.02
		Mg II	.47			Y II	.3
4243.70	1	A II::	.71	4282.48	1	Fe I	.41
		Неид.				S II	.63
4244.25	1	Mn II	.26	* 4284.18	3	Cr II	.21
4244.85	1	Ni II	.80	4285.39	0	Fe II	.35p
		Fe II	.53p			Fe I	.44
4245.53	0	Fe I::	.26	4286.36	1	Fe II	.31
* 4246.92	6	Sc II	.83	* 4287.85	2	Ti II	.89
4247.94	0	Fe I::	8.23	4289.17	1	Fe I::	.29p
		Fe I::	8.40p			V II::	.78
		Неид.?				Ca I	.36
4249.91	0	Fe I	.12			Неид.?	
		S II	.92	4290.18	5	Ti II	.22
		La II	.99			Cr I	.72
4250.79	1	Fe I	.79	4291.12	0	Fe I	.47
4251.76	1	Fe II	.49p			S II	.45
		Ti I	2.05	4292.17	0	Mn II	.25
		Fe I	.88p	* 4294.08	7	Ti II	.10
4252.64	3	Cr II	.62	* 4296.56	7	Fe II	.57
		Mn II	3.02	4297.67	0	Fe I::	8.04
						Неид.?	

Таблица 1 (продолжение)

λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная	λ измеренная	J	Идентифика- ция	λ лабора- торная
4299.15	1	Fe I	.24	4356.25	0	Al II ::	.71
* 4300.02	8	Ti II	.05			Al II ::	.81
		A I	.10	* 4357.57	2	Fe II	.57
4301.07	0	V II	.13	4358.80	0	Fe I ::	.50
* 4301.90	4	Ti II	.93			N I ::	.27
* 4303.18	9	Fe II	.17	4359.79	0	Fe II ::	.03p
4304.42	1	Fe I ::	.15p			Zr II ::	.74
		Cl II ::	.07	* 4361.38	2	Fe II	.25
		Неид.		* 4362.24	2	Ni II	.10
4305.59	1	Fe I	.45	4363.10	1	Cr II	.93
		N I	.46	4365.14	0	Mn II	.28
		Sr II	.45			Fe II	.89p
		Sc II	.71	4366.39	0	O II ::	6.90
4306.98	1	Неид.				V II ::	6.91
4308.77	0	Fe I ::	9.38			Fe I ::	5.90
		Zr II	.94	* 4367.60	2	Ti II	.66
4312.82	5	Ti II	.86	4368.30	1	Fe II	.26
		Fe II	.03	* 4369.42	3	Fe II	.40
4314.20	4	Fe II	.29	4370.84	0	Fe I ::	.00p
		Sc II	.08			Zr II ::	.96
4315.02	4	Ti II	.98			V II ::	.17p
		Fe I	.09			Неид.?	
4316.00	0	Fe I ::	.95p	4373.33	0	Cl II ::	.91
4316.74	1	Ti II	.81			Fe I ::	.56
4319.63	1	Fe II	.72			Fe I ::	.99
4320.81	3	Ti II	.96			Неид.?	
		Sc II	.74	4374.63	2	Ti II	.82
4322.54	1	Fe I ::	.70p			Sc II	.46
		La II ::	.51			Y II	.94
4324.95	1	Sc II	.01	4379.52	0	Al II ::	.74
		Mn II ::	.10p			Zr II ::	.78
		V II ::	.22	4383.51	5	Fe I	.55
4325.68	3	Fe I	.76	4384.42	6	Fe II	.33p
		Неид.?				Mg II	.64
4326.70	1	Mn II	.76	* 4385.38	8	Fe II	.38
4330.47	1	Ti II	.70	* 4386.74	2	Ti II	.86
		Tl II	.26	4387.95	1	He I	.93
4336.35	0	N I	.48			Fe I	.90
		Zr II	.36	4389.83	0	Fe I ::	.24
		Cl II	.26	* 4390.58	3	Mg II	.58
4337.14?	0	Fe I	.05	4392.13	0	S II	.84
* 4337.90	4	Ti II	.92	4392.90	0	Fe I ::	.03p
4338.80	1	Fe II	.70p	* 4394.05	2	Ti II	.06
4340.42	20	H _γ	.47	* 4395.04	7	Ti II	.03
4342.50	0	S II	.84	4395.87	1	Ti II	.85
		Fe II	.36	4397.08	0	Fe II ::	.27p
4343.26	1	Cl II ::	.62	4397.42	0	Y II ::	.02
		Fe I ::	.26	4398.43	1	Ti II	.31
		Fe I ::	.22p			V II	.52
		Неид.		4400.49	1	Sc II	.36
4344.16	2	Ti II	.29			Ti II	.63p
		Mn II	.99	4401.59	0	Fe I ::	.29
4350.90	0	Ti II	.83			Fe I ::	.45
4351.77	10	Fe II	.76			Zr I ::	.35
4352.85	0	Fe I	.74	4402.99	5	Fe II	.88
		Cr II	.68p			S II	.86
4354.35	1	Fe II	.36	4404.70	3	Fe I	.75

Таблица 1 (окончание)

λ измеренная	J	Идентификация	λ лабораторная	λ измеренная	J	Идентификация	λ лабораторная
4406.21	0	V II :: O II ::	.22 .02	4431.52	0	Fe II	.63
				* 4434.06	2	Mg II	.99
4406.83	0	Неид.		4436.51	0	Mg II	.48
4408.34	0	Fe I ::	.42	4441.77	0	Ti II	.73p
		Неид.		* 4443.77	7	Ti II	.80
4409.67	1	Ti II	.52	4446.56	0	Fe II	.25
		Ti II	.22	4447.93	0	Fe I	.72
* 4411.09	2	Ti II	.08			Al II	.8
* 4413.58	2	Fe II	.60	4449.66	1	Fe II	.66
4415.04	2	Fe I	.12	* 4450.45	4	Ti II	.49
4415.46	2	Sc II	.53	* 4451.52	3	Fe II	.54
		S II	.37	4452.34	0	Fe I :	.32p
		Fe II	.82			Fe I :	.62p
* 4416.86	6	Ti II	.72			P II :	.45
* 4417.72	4	Ti II	.34	4453.36	1	V II	.35
4418.40	1	Fe I ::	.30p	4454.26	0	Fe I ::	.38
4419.54	1	Mn II ::	.78	* 4455.35	3	Fe II	.26
		Fe I ::	.78p	4456.75	0	Ti II	.65
4421.98	1	Ti II	.95			S II	.43
4427.29	0	Fe I	.30			Cr II	.84p
4427.92	1	Mg II	.99			V II	.53
		Ti II	.90				

§ 3. ИДЕНТИФИКАЦИЯ

Прежде чем перейти к рассмотрению систематических смещений линий, следует остановиться на идентификации линий. Даже в случае большой дисперсии значительное большинство линий в спектре α Cygni являются бледами. Далее, бросается в глаза значительное число сомнительных и неуверенных идентификаций, обозначенных в табл. 1 знаком ::, либо :: (наиболее неуверенные). Наконец, остаются 45 неотожествленных линий.

На основании данных табл. 1 можно сделать следующие выводы о наличии различных элементов.

H. Сильные линии могут быть прослежены до H_{30} и дальше.

В эмиссии только слабая H_{α} (наряду с довольно сильной линией поглощения). H_{β} имеет меньшую центральную интенсивность, чем другие водородные линии.

He I. Представлен значительным числом умеренных и слабых линий.

S II. Несомненно присутствует. Хорошо видны линии 4267, 3919, 3921 (Е. Р. для этих линий около 18 V).

N I. Присутствует. Обнаруживаются 4 линии (интенсивность 0—1). Однако нет следов N II, и это не представляется неожиданным для условий возбуждения в α Cygni.

O I. Присутствие линий O I в фотографической области спектра представляется сомнительным. Линии O II вовсе не обнаруживаются (вероятно, в связи с тем, что Е. Р. > 22 V).

- Mg I. Линии известного мультиплета в фиолетовой области довольно сильны. Присутствуют и другие линии.
- Mg II. Линии довольно сильны.
- Al I. Резонансные линии 3944 и 3961 имеют умеренную интенсивность.
- Al II. Несомненно присутствует, но линии очень слабы.
- S II. Представлен значительным числом линий малой или умеренной интенсивности.
- Si I. Возможно присутствует, так как бленда 3905.65 слишком сильна для одного лишь Cr II 3905.64.
- Si II. Представлен значительным числом линий умеренной и большой интенсивности.
- P II. Присутствие сомнительно.
- Cl II. Вероятно присутствует.
- A II. Возможно присутствует.
- Ca I. Несомненно видна слабая резонансная линия 4227.
- Ca II. Кроме очень сильных линий К и Н (звездных и межзвездных) наблюдается ряд других линий умеренной интенсивности.
- Sc II. Присутствует.
- Ti I. Вероятно отсутствует.
- Ti II. Представлен очень большим числом линий, от очень сильных до слабых.
- V II. Представлен большим числом линий различной интенсивности, от сильных до слабых.
- Cr I. Присутствует: видны резонансные линии средней интенсивности.
- Cr II. Представлен очень большим числом линий различной интенсивности, от сильных до слабых.
- Mn I. Представлен только резонансными линиями.
- Mn II. Представлен линиями малой и умеренной интенсивности.
- Fe I. Представлен большим числом большей частью слабых и очень слабых линий. На участке 3862—4457 можно было констатировать около 40 уверенных отождествлений и столько же неуверенных.
- Fe II. Представлен очень большим числом линий, от очень слабых до очень сильных.
- Fe III. Вероятно отсутствует.
- Ni II. Представлен небольшим числом линий малой и умеренной интенсивности.
- Sr II. Резонансные линии довольно сильны.
- Ba II. Видна слабая резонансная линия 4554.
- Y II. Вероятно присутствует.
- Zr II. Присутствует.

Некоторые указания имеются на возможное присутствие линий таких редких земель, как Sm II и др.

Таблица 2

№	λ	Интенсивность		Примечание
		α Cygni	γ Sgr	
1	3623.18	1	2	Для Fe I и VII слишком сильна. S, S (3.24); G, A (3.19) Возможно, входит неидентифицированная линия
2	3638.22	1	1	Для Fe I слишком сильна. Другие линии того же мультиплета не видны. S, S (8.03); G, A (8.48)
3	3943.29	0	0	Возможно неидентифицированная. G, A (3.44)
4	3944.56	1	0	S, S (4.53); G, A (4.51). Усиление интенсивности в α Cygni и значительное отклонение λ от A II говорит в пользу того, что в основном это неидентифицированная линия
5	3959.25	0	1	S, S (9.04); G, A (9.18)
6	3962.71	1	1—0	S, S (2.68); G, A (2.71)
7	3972.85	1	1	S, S (2.88); G, A (2.42)
8	3976.15	1		S, S (6.11)
9	3978.80	0	0	S, S (8.81); G, A (8.74)
10	3988.39	0	1	Слишком сильна для La II. S, S (8.22); G, A (8.38)
11	4010.58	0	0	G, A (0.47)
12	4011.51	1	1	S, S (1.54); G, A (1.32). В γ Sgr возможно A II, но для α Cygni слишком сильна
13	4027.62	1		S, S (7.59)
14	4052.99	0	0—1	G, A (2.63)
15	4054.94	1	0	Слишком сильна для Fe I. S, S (4.92); G, A (4.82)
16	4055.57	1		S, S (5.63)
17	4058.61	1	2N	Вероятно слишком сильна для Fe I и S II. S, S (8.43); G, A (8.7)
18	4068.30	1	1	S, S (8.10); G, A (8.47)
19	4068.70	0	1	S, S (8.73); G, A (8.47)
20	4073.73	0	1—0	Возможно неидентифицированная. Вероятно, сильна для Fe I, хотя, возможно, видны также и другие линии мультиплета. S, S (3.60); G, A (4.19)
21	4080.37	0	0	Возможно неидентифицированная. G, A (0.44); S, S (9.79). Вероятно слишком сильна для Fe I, хотя возможно и видны другие линии мультиплета
22	4083.13	0		S, S (3.12)
23	4136.71	0	1	Возможно неидентифицированная. Слишком сильна для Fe I. G, A (6.30)
24	4139.70	0	1n	Вероятно неидентифицированная. S, S (9.65); G, A (9.74). Слишком сильна для Fe I
25	4140.47	0	0	Возможно неидентифицированная. S, S (0.35); G, A (0.6). Вероятно слишком сильна для Fe I
26	4177.69	6	10	S, S (7.67); G, A (7.67). Слишком сильна для Y II и Fe II (другие линии мультиплетов слабее). В основном, несомненно, неидентифицированная. Эта линия неидентифицирована во многих звездах и на Солнце
27	4184.34	1	2	S, S (4.36); G, A (4.31). Кроме Ti II, возможно, входит неидентифицированная линия, так как другие линии того же мультиплета Ti II не видны, либо слабее
28	4187.24	1	3	G, A (7.13); S, S (6.99)
29	4187.89	2	6	S, S (7.86); G, A (7.87). Обе линии формально могут быть отождествлены с линиями Fe I мультиплета (152) 4187.04 и 4187.80, но это невероятно, так как эти линии очень усиливаются в γ Sgr, тогда как другие линии мультиплета сильнее в α Cygni. Другие линии мультиплета вообще много слабее

№	λ	Интенсивность		Примечание
		α Cygni	γ Sgr	
30	4200.79	0	6	G, A. (0.77); S, S (0.56). Для α Cygni почти нормальна, но удивительное усиление в γ Sgr указывает на аномалию. Отождествление с A I в γ Sgr сомнительно, так как другие линии того же мультиплета слабее или даже много слабее
31	4243.70	1		S, S (3.69)
32	4247.94	0	1—0	S, S (8.02); G, A (8.03). Для Fe I слишком сильна. Возможно неидентифицированная линия
33	4263.15	1		S, S (3.20)
34	4276.90	0	0	S, S (6.92); G, A (6.84)
35	4279.10	0	4	S, S (9.16); G, A (9.27). Наблюдаемая интенсивность оправдана в α Cygni и совсем не оправдана в γ Sgr
36	4289.17	1		S, S (9.17). Слишком сильна для известных идентификаций. Возможно неидентифицированная
37	4297.67	0		S, S (7.71). Для Fe I слишком сильна
38	4304.42	1		S, S (4.47). Слишком сильна для Fe I и Cl II
39	4306.98	1	2	S, S (6.92); G, A (6.99). Другие линии Al II либо очень слабы, либо не видны
40	4325.68	3	4	S, S (5.72); G, A (5.59). Линия может быть нормальна для α Cygni, но усилена в γ Sgr
41	4343.26	1	3	S, S (3.26); G, A (3.32). Другие линии Fe I того же мультиплета не видны. Для Cl II слишком сильна, и, кроме того, расхождение в λ слишком значительно
42	4370.84	0	0	S, S (0.82); G, A (0.95). Возможно имеется неидентифицированный компонент
43	4373.33	0	1—0	S, S (3.34); G, A (3.58). Вероятно слишком сильна для Fe I и Cl II. Возможно неидентифицированная
44	4406.83	0	2n	S, S (6.87); G, A (6.67)
45	4408.34	0	1—0	S, S (8.31). Слишком сильна для Fe I. Вероятно неидентифицированная

§ 4. НЕИДЕНТИФИЦИРОВАННЫЕ ЛИНИИ

В табл. 1 имеется довольно значительное число линий, для которых идентификация представляется затруднительной или невозможной. В табл. 2 дан список неидентифицированных линий. Вообще приходится считаться с тем, что среди линий с интенсивностью 0 может оказаться некоторое число нереальных линий. Кроме того, и реальные линии с интенсивностью 0 измеряются иногда с небольшой точностью. Это обстоятельство затрудняет идентификацию, а иногда делает ее невозможной. Мы считаем неидентифицированными только те линии с интенсивностью 0, для которых наши измерения длин волн дали удовлетворительное согласие с измерениями О. Струве и Свингса (S, S) [3] или с измерениями Гринстейна и Адамса (G, A), относящимися к γ Sgr [5].

Из 377 линий нашего списка в пределах 3862—4457 около 11% вероятно являются неидентифицированными. Кроме того, следует иметь в виду очень большое число неуверенных отождествлений с Fe I; некоторые из них в действительности, может быть, также окажутся неидентифицированными линиями. Столь большое число неидентифицированных линий вероятно указывает на неполноту лабораторных данных в отношении линий ионизованных металлов. Некоторые неидентифицированные линии можно было бы отождествить с линиями редких земель. Однако вопрос о присутствии ионов редких земель остается открытым.

§ 5. ИНТЕНСИВНОСТЬ ЛИНИЙ

В вопросе об идентификации линий представляет интерес сравнение интенсивностей в спектрах α Cygni и ν Sgr. Сравнение для ультрафиолетовой области, полученной при умеренной дисперсии, было сделано Гринстейном [6]. Еще больший интерес представляет сравнение спектров этих двух звезд для области, полученной в фокусе „кудэ“ при очень большой дисперсии. Оценки интенсивностей для спектра ν Sgr взяты из работы Гринстейна и Адамса [5], а для α Cygni из табл. 1. Дисперсии для обоих спектров близки (2.8 Å/мм для ν Sgr и 2.6 Å/мм для α Cygni около 4000 Å). Такое приблизительное сравнение представляет интерес само по себе и независимо от вопроса об идентификации. Необходимо отметить, что рассматриваемый спектр ν Sgr относится к эпохе, когда спектр оболочки совершенно не был замечен.

Хотя мы имеем глазомерные оценки, притом произведенные разными лицами, все же некоторые особенности поведения тех или иных групп линий выявляются из такого сравнения довольно надежно. Ниже в табл. 3 даны разности оценок интенсивностей линий δJ (ν Sgr — α Cygni) для разных элементов, которые представлены в спектре числом линий не меньше четырех. Сами оценки выражены в единицах десятибалльной шкалы. В последнем столбце табл. 3 даны также значения δJ (оценки Гринстейна минус наши оценки) для области 3700—3940 (дисперсия около 38 Å/мм).

Мы имеем в большинстве случаев довольно удовлетворительное согласие для δJ между 2 и 5 столбцами, несмотря на очень большое различие в дисперсии и на различие в рассматриваемой области спектра.

Одной из наиболее характерных особенностей является очень значительное ослабление линий He I в α Cygni относительно ν Sgr.

Можно отметить также для α Cygni значительное относительное ослабление линий для большинства ионизованных элементов. В особенности это относится к Mg II, Si II, Ni II. Заметно слабее в спектре α Cygni также Fe II, Cr II. Однако линии не всех ионизованных

Таблица 3

Элемент	δJ	Вероятн. ошибка	Число линий	δJ
He I	+4.8	± 0.8	6	+3.5
Fe II	+1.6	0.1	73	+2.0
Fe I	-0.6	0.2	24	—
Ti II	+0.1	0.1	45	-0.1
Cr II	+1.4	0.1	28	+2.0
V II	0.0	0.3	16	+1.3
Mg II	+4.6	0.4	5	+3.0
Si II	+3.5	0.4	7	+3.0
S II	+1.7	0.5	9	—
Ni II	+3.6	0.4	5	—
Sc II	-1.0	0.3	4	—
N I	+1.6	0.5	4	—
Mn II	+0.7	0.3	6	+2.0

элементов ослаблены в α Cygni относительно γ Sgr. Есть основание считать, что линии Ti II, Sc II и вероятно Ca II и V II либо одинаковы в α Cygni и γ Sgr, либо даже для Sc II и Ca II сильнее в α Cygni. Линии Fe I несомненно сильнее в α Cygni. Так как многие линии Fe I с интенсивностью 0 в α Cygni вовсе не видны в γ Sgr, то для получения более надежного результата в отношении Fe I мы ограничились только теми линиями Fe I, которые имеют в α Cygni интенсивность 1 и больше.

Небезынтересно отметить, что относительное усиление линий Ti II, Sc II и Ca II в спектре α Cygni по сравнению с линиями ионов Fe II, Mg II, Si II, Ni II можно поставить в связь с тем, что потенциал второй ионизации для Ti II (13.6), Sc II (12.8) и Ca II (11.8) ниже потенциала второй ионизации для Fe II (16.5), Mg II (15.0), Si II (16.3), Ni II (18.2). В этом случае предполагается, что относительно большое число атомов Ti II, Sc II, Ca II уже дважды ионизовано в γ Sgr. Значения δJ для Fe II для области 3700—3940, на которых базируется столбец 5 табл. 3, обнаруживают как будто ход в зависимости от интенсивности линий: +1.6(11), +2.0(10) и +3.5(4), соответственно для J в пределах 0—2, 3—4 и 6—7. Однако этот ход не подтверждается значительно более многочисленными данными, базирующимися на большой дисперсии (столбец 2). Более интересно знать соотношение между δJ и потенциалом возбуждения. Но как раз уверенного результата в этом отношении не обнаруживается. Для изучения такого рода эффекта, вероятно, требуется уже специальное спектрофотометрическое исследование.

Из приведенных выше относительных характеристик различных групп линий следует, что условия возбуждения в α Cygni менее высоки, чем в γ Sgr. С этим можно согласовать и другие наблюдаемые относительные характеристики этих звезд.

Можно также отметить некоторое, хотя и очень слабое, усиление в α Cygni резонансных линий, как Al II, Ca II, Ca I.

Повидимому, некоторое усиление имеет место также для Mg I, но эти линии сильно блендированы. Напротив, линии NI заметно ослаблены в α Cygni. Судя по значению потенциала возбуждения и первого потенциала ионизации для NI (14.5) нельзя, может быть, ожидать ослабления NI в α Cygni, но возможно здесь играет роль различие в обилии этого элемента,

Известно, что в спектре α Cygni по отношению к нормальным звездам того же класса как раз усилены линии ионизованных металлов и He и ослаблены линии нейтральных атомов, и в особенности резонансные линии.

Очевидно, в том же направлении меняется относительное поведение тех же групп линий при переходе от γ Sgr к α Cygni. Связано ли это только с усилением условий возбуждения, или здесь играют роль и другие факторы, остается еще выяснить. Изучение относительных интенсивностей линий не является предметом этой работы, но приведенные выше результаты в ряде случаев полезно было учесть при идентификации линий.

§ 6. ВОДОРОДНЫЕ ЛИНИИ

В табл. 4 представлены смещения для отдельных водородных линий, отнесенных, как это было упомянуто ранее, к системе длин волн стандартных линий ионизованных элементов. В соответствии с ранее высказанными соображениями для изучения систематических смещений водородных линий отдельно рассмотрена коротковолновая область 3570—3940 (серии В и С). Мы не шли дальше H_{28} по причине уже заметно выступающего влияния перекрытия крыльев.

Таблица 4

Смещение водородных линий

Линия	Серия В	Серия С	Линия	Серия В	Серия С	Линия	Серия В	Серия С
H_{28}	0.00 Å	+0.06 Å	H_{21}	+ .08	+ .05	H_{14}	— .01	+ .04
H_{27}	+ .05	+ .04	H_{20}	— .04	+ .01	H_{13}	+ .09	+ .09
H_{26}	+ .04	+ .03	H_{19}	+ .07	+ .07	H_{12}	+ .07	— .01
H_{25}	+ .07	.00	H_{18}	— .01	+ .02	H_{11}	+ .13	+ .04
H_{24}	— .03	+ .03	H_{17}	+ .09	+ .10	H_{10}	+ .01	+ .03
H_{23}	+ .02	+ .04	H_{16}	+ .03	+ .05	H_9	+ .03	+ .04
H_{22}	— .09	— .03	H_{15}	— .02	— .08	H_8	0.00	— .01

Среднее +0.027 +0.029

Вероятн. ошибка . ±0.008 ±0.006

Среднее арифметическое отклонение для одной водородной линии равно ± 0.043 и ± 0.031 Å для серии В и С соответственно. Получен-

ные результаты базируются на измерениях 7 спектрограмм серии В и 5 спектрограмм серии С.

Для среднего смещения водородных линий по отдельным спектрограммам имеем

Серия В		Серия С	
CQ 88	+ 0.052 Å	P — 185 — P	+ 0.045 Å
CQ 89	+ .037	P — 253 — P	+ .020
CQ 90	+ .038	P — 264 — P	+ .056
CQ 118	+ .015	P — 268 — P	— .003
CQ 119	+ .019	P — 274 — P	+ .016
CQ 129	+ .025		
CQ 130	+ .006		
Среднее +0.027 ± 0.004		Среднее + 0.027 ± 0.007	

Эти результаты можно сопоставить с ранее полученными, базирующимися на обработке различных рядов наблюдений [2]. Непосредственное ознакомление с некоторыми ранее использованными материалами заставляет нас дать им теперь другие веса. Источник S,S ввиду наличия значительной систематической ошибки мы теперь вовсе исключаем. Что касается ликского списка линий Уайза [7], то по причине недостаточной уверенности в редуционных кривых, полученных Райтом [8], мы дали теперь этому источнику вес 0.5. Для более длинноволновой части ликского списка (3913—4674) был принят вес 1.0. Вес 2.0 получили серии В и С. Вес 1.0 дан Симеизским наблюдениям (S) и измерениям Струве (O.S), основанным на четырех спектрограммах из серии В. Сопоставляя результаты для водорода, мы имеем (табл. 5):

Т а б л и ц а 5

Источник	Линии	$\Delta\lambda$	Вероятн. ошибка	Число линий	Число спектрограмм	Вес
Серия В	H ₈ —H ₂₈	+0.027 Å	±0.008 Å	21	7	2
» С	H ₈ —H ₂₈	+0.029	0.006	21	5	2
» S	H ₈ —H ₁₉	+0.016	0.005	12	12	1
» O. S.	H ₈ —H ₂₈	+0.008	0.009	21	4	1
» W*	H ₈ —H ₂₆	+0.038	0.013	19	3	0.5
Среднее		+0.024				

В предыдущей работе среднее смещение для водородных линий получилось равным +0.026 Å [2].

* Исключая H₁₉ с очень большим положительным отклонением +0.29 Å.

§ 7. ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ЖЕЛЕЗА

Для исследования систематических смещений линий нейтральных элементов мы имеем более или менее значительное число линий только для FeI. Эти линии большей частью слабы, их идентификации часто неуверенны, и эффект бленд для них часто значителен. По этой причине мы ограничились только такими линиями FeI, которые можно считать одиночными. Кроме того, мы ограничились определенными мультиплетами с потенциалом возбуждения меньше 1.6. Поступая так, мы очень уменьшили число линий FeI, в особенности, слабых, т. е. как раз тех линий, для которых блендирование особенно значительно. Все это в особенности относится к области 3570—3860, полученной при умеренной дисперсии. Таким образом, мы могли выделить всего 7 линий Fe I в области 3570—3860 и 14 линий Fe I в области 3870—4457, удовлетворяющих указанным выше требованиям (табл. 6).

Таблица 6

λ	Серия А	Серия В	Серия С	Интенсивность	Вес	№ мультиплета
3570.10		—0.01		2	1	24
3581.20		— .05		5	2	23
3767.19		+ .08	—0.05	1	1	21
3820.43		— .17	— .05	4	2	20
3825.88		+ .09	+ .05	3	2	20
3849.97		— .14	— .18	3	1	20
3859.91		.00	— .03	3	1	4
3886.28	+0.02			1	1	4
3899.71	— .01			1	1	4
3927.92	+ .11			1	1	4
4005.25	— .07			1	1	43
4045.81	— .04			5	3	43
4063.60	+ .05			3	2	43
4071.74	+ .03			3	2	43
4132.06	— .06			0	0.5	43
4250.79	.00			1	1	42
4271.76	— .02			2	1	42
4325.76	— .08			3	2	42
4383.55	— .04			5	3	41
4404.75	— .05			3	2	41
4415.12	— .08			2	2	41
Среднее . .	—0.022	—0.033	—0.037			
	$\pm$.009	$\pm$.026	$\pm$ 0.24			

Результаты для серии А имеют значительно больший вес, чем для серий В и С.

Ниже в табл. 7 представлены результаты как для этих серий, так и для других рядов наблюдений, рассмотренных в нашем прежнем исследовании.

Таблица 7

Источник	$\Delta\lambda$	Вероятная ошибка	Число линий	Число спектрограмм	Вес
Серия A	-0.022	± 0.009	14	1	3
» B	-0.033	.026	7	7	1
» C	-.037	.024	5	5	0.7
» S, S	-.016	.010	14	1	3
» S	-.014	.007	6	9	0.7
» W	-.018	.012	5	3	0.7
Среднее	-0.022				

Прежде мы нашли значительно большее смещение для FeI — $-0.032 \text{ \AA}$ [2]. В настоящем исследовании мы произвели в отношении влияния бленд более тщательный отбор линий. Об этом можно судить хотя бы потому, что для источников A и S, S число рассмотренных здесь линий FeI приблизительно втрое меньше, чем в первом исследовании. Надо полагать, что только источники A и S, S могут дать реальные результаты. Остальное следует рассматривать скорее как случайный результат.

Реальность отрицательного смещения для линий FeI представляется лишь вероятной. Во всяком случае, этот результат имеет меньший вес, чем упомянутое ранее положительное смещение для водородных линий.

§ 8. РЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ

Необходимо подробнее остановиться на резонансных линиях, для которых ранее было заподозрено значительное отрицательное смещение. Список всех наблюдаемых при большой дисперсии резонансных неблендированных линий дан в табл. 8.

Таблица 8

λ	Элементы	$\Delta\lambda$		Интенсивность
		Серия A	Серия S, S	
3933.67	Ca II	-0.14	-0.09	20
		+0.23	+0.20	15
3944.01	Al I	0.00	+0.02	3
3961.52	Al I	+0.01	+0.05	3
3968.47	Ca II	-0.12	-0.09	20
		+0.24	+0.18	15
4034.49	Mn I	-0.23	-0.19	1
4215.52	Sr II	+0.04	-0.03	3 (бленда)
4226.73	Ca I	-0.08	+0.03	1
4274.80	Cr I	+0.03	-0.03	1
4554.03	Ba II	—	-0.05	1

Линии К и Н на измеренной нами спектрограмме представляются в виде собственно бленд, состоящих из более сильного и тонкого коротковолнового компонента I, налагающегося на более широкую линию, длинноволновая часть которой нами измерена как компонент II. Мы полагаем, что коротковолновый компонент I измерен нами довольно точно. Что касается компонента II, то несомненно, что его измеренное положение подвержено большой систематической ошибке, так как вероятно и мы, и О. Струве и Свингс измеряли собственно длинноволновое крыло более широкой линии. Такое понимание сложного профиля линий К и Н подтверждается также видом фотографии этой части спектра α Cygni, которую получил Адамс в фокусе „кудэ“ [9]. Нетрудно решить, какой из двух наблюдаемых компонентов является звездным и какой межзвездным. Во-первых, судя по ширине, резкости и глубине межзвездным компонентом следует считать компонент I. Напротив, более широкую и менее глубокую линию, на коротковолновом крыле которой находится компонент I, следует считать, повидимому, звездным компонентом. В пользу правильности такого представления можно привести аргумент, основанный на сравнении линий Ca II (К и Н) и линий Na I (D_2 и D_1). Измеренное на симеизских спектрограммах полное поглощение для линий D_2 и D_1 равно около 0.65 и 0.50 Å, и это очень близко к значениям, которые можно получить из атласа Хилтнера и Вильямса [10]. Имеются все основания считать, что роль звездных линий D_2 и D_1 в спектре α Cygni мала. Это согласуется с отмеченным нами значительным ослаблением резонансных линий, вообще, в спектрах сверхгигантов [11]. С другой стороны, Меррилл, Сэнфорд, Вилсон, Бэрвелл [12], считая, что не свыше 20% наблюдаемой интенсивности D_2 и D_1 приходится на звездные линии, дают для радиальной скорости D_2 и D_1 —7 км/сек.

Обращаясь к линиям К и Н, мы имеем следующее. На симеизских спектрограммах, полученных при дисперсии около 24.7 Å/мм для области 3950, наблюдаются лишь одиночные линии, и для них измеренное полное поглощение оказалось равным около 1.10 и 0.75 Å. Так как полное поглощение для D_2 равно около 0.65, а это, в основном, обязано межзвездному натрию, то для линии межзвездного кальция К мы должны иметь величину такого же порядка или несколько меньше, скажем, 0.5—0.6 Å. Отсюда, исходя из упомянутого выше наблюдаемого поглощения для бленды К (около 1.1 Å), мы должны иметь для каждого из компонентов, межзвездного и звездного, величину порядка 0.6—0.5 Å. Такое соотношение согласуется с относительными глазомерными оценками яркости компонентов I и II на спектрограмме „кудэ“. Исходя же из наблюдаемой скорости для межзвездного натрия (—7 км/сек.) и наблюдаемых смещений для I и II компонента К (порядка —9 и +18 км/сек. соответственно), мы приходим к заключению, что именно компонент I, а не II является межзвездным. Принимая во

внимание, что для линий D_2 и D_1 скорость -7 км/сек. получена непосредственно, как обычно, а наблюдаемые смещения в табл. 8, — с учетом, насколько это возможно, самой радиальной скорости звезды, мы должны прийти к заключению, что имеем согласие между скоростью межзвездного натрия и межзвездного кальция (компонент I) только в отношении порядка величины. Вместе с тем, однако, нельзя сделать заключения, что для звездных линий К и Н мы имеем действительно большое положительное смещение, порядка $+18$ км/сек. Как мы уже отметили выше, повидимому, при измерениях и мы, и Струве и Свингс измеряли длинноволновое крыло более широкой линии и получили, естественно, большое положительное смещение. Ошибочно было бы принять $+18$ км/сек. за скорость звездного компонента, так же, как было ошибкой принятие измеренной середины бленды или более яркого компонента за звездный компонент (как это делалось в прежних работах).

Мы, собственно, не имеем данных для суждения о систематических движениях ионов звездного кальция, и поэтому мы вынуждены линии К и Н вообще исключить при рассмотрении смещений для резонансных линий.

Заслуживает внимания резонансная линия $Mn\ I\ 4034.49$, обнаруживающая очень большое отрицательное смещение: для серии А $-0.23\ \text{\AA}$, а для серии S, S $-0.19\ \text{\AA}$. Эта же линия показывает смещение $-0.24\ \text{\AA}$ и для сверхгиганта $\gamma\ Sgr$ [5]. К сожалению, другие резонансные линии $Mn\ I$ представляют собой бленды, и об их смещениях ничего сказать нельзя. Либо для резонансных линий $Mn\ I$ действительно имеет место большое отрицательное смещение, либо линия 4034.49 блендируется здесь с какой-то неотожествленной линией.

В среднем для 6 резонансных линий серии А (считая и $Mn\ I$) мы имеем смещение -0.038 ± 0.026 , а для 7 линий серии S, S -0.029 ± 0.020 . Если же исключить $Mn\ I$, то получим для каждой серии 0.000.

Что касается всех других источников, то вследствие умеренной или малой дисперсии остаются (при исключении К и Н) всего лишь 3—4 слабые линии, для которых получаемый результат уже совсем ненадежен.

В нашем прежнем исследовании мы получили значительное отрицательное смещение для резонансных линий, но это, очевидно, было обязано включению линий К, Н и $Mn\ I\ 4034.49$. В настоящее время мы знаем, что во всяком случае нельзя пользоваться измеренными положениями К и Н.

В отношении резонансных линий можно сделать только такое заключение, что при малом числе линий систематическое смещение вообще не обнаруживается и что наблюдаемое в среднем значительное отрицательное смещение около $-0.04\ \text{\AA}$ обязано очень большому отрицательному смещению для линии $Mn\ I\ 4034.49$.

§ 9. ЛИНИИ ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ

Как уже было упомянуто выше, систематические смещения различных групп линий отнесены к системе длин волн стандартных линий ионизованных элементов, интенсивность которых для серии А не меньше 2 в спектре α Cygni. Мы остановимся несколько подробнее на наиболее богатом источнике (серия А). Число стандартных линий при нашей большой требовательности в отношении отбора составляет только 69 даже для этого источника. Как и следовало ожидать при данном методе обработки всего материала, сумма остаточных отклонений от лабораторных значений этих стандартных линий равна нулю. Однако достойно внимания то обстоятельство, что отдельные группы линий выявляют, хотя и очень малые, но, возможно, реальные систематические отклонения. Чтобы иметь более значительный материал, мы включили в табл. 9 линии ионизованных элементов также с интенсивностью 1.

Таблица 9

Ион	Серия А	Вероятная ошибка	<i>n</i>	Серия S, S	<i>n</i>	γ Sgr	<i>n</i>	α Can. Min.	<i>n</i>
Fe II	+0.015	± 0.005	38	+0.005	36	+0.013	75	+0.012	32
Ti II	-0.007	.006	24	-0.009	23	-0.007	41	+0.002	27
V II	-0.011	.007	8	-0.033	6	-0.015	19	-0.008	20
Cr II	-0.004	.013	12	-0.028	11	0.000	39	0.000	20
Si II	+0.023	.002	3	+0.023	3	+0.038	10	+0.020	3

Для сравнения мы даем результаты редукции для источника S, S, а также результаты для γ Sgr, непосредственно взятые из табл. 4 статьи Гринштейна и Адамса [5]. Если для последнего источника ограничиться только линиями, которые вошли в серию А, то получим еще лучшее согласие, по крайней мере для Fe II. Несмотря на малую величину этих отклонений, можно думать, что последние большей частью в известной степени реальны.

Наконец, в последнем столбце даны результаты аналогичной редукции для α Canis Minoris на основании списка длин волн линий, даваемого Свенссоном [13]. Следует отметить, что во всех перечисленных выше случаях определение λ опиралось, по существу, на одну лабораторную систему длин волн RMT.

При малом числе линий результат более случаен, в частности для V II и Cr II.

В общем имеется известное сходство в результатах в отношении систематических отклонений спектральных линий для разных ионов в спектре α Cygni, γ Sgr и α Can. Min.

Следует ли рассматривать этот результат как указание на реальные различия в систематических движениях различного рода ионов в атмо-

сферах перечисленных звезд, либо как указание на небольшие систематические ошибки в значениях лабораторных длин волн для разных ионов? Если бы согласие наблюдалось только для сверхгигантов α Cygni и γ Sgr, то можно было бы думать о первой гипотезе. Однако, известное согласие также с карликом α Cap. Min. (F 5) заставляет думать, что причину этих систематических отклонений следует скорее искать в систематических ошибках системы лабораторных длин волн для различных ионов. Из приведенных выше данных следует, что в случае справедливости второй гипотезы отклонения от лабораторных значений реальны для Fe II и Si II и, возможно, для V II.

§ 10. β Orionis

Спектр β Orionis имеет, исключая H и He, сравнительно немного линий. В отношении этой звезды мы располагаем меньшим материалом, чем для α Cygni. В основном это материал, полученный в Симеизе. В. Адамс и Е. Мак Кормак [1] впервые обнаружили, что по отношению к водороду линии Ca II (H, K) и Si II выявляют систематическое смещение: -6.8 и -4.3 км/сек. соответственно. Мы не только подтвердили это, но обнаружили отрицательное систематическое смещение также для Mg II: -3.5 ± 0.8 км/сек. [14]. Вместе с тем мы получили тот странный результат, что радиальная скорость β Orionis A на $+4$ км/сек. больше скорости компонента В. Пользуясь очень большой дисперсией ($2.9 \text{ \AA}/\text{мм}$), Сэнфорд установил в 1942 г., что значительное отрицательное смещение относительно H показывают также линии Fe II, C II и несколько менее He [15]. Вместе с тем Сэнфорд также нашел, что скорость A по водородным линиям на $+3.8$ км/сек. больше скорости В. Более новые симеизские результаты находятся в удовлетворительном согласии с результатами Сэнфорда, исключая только то, что различие между H и He получилось у нас очень малым [2]. Совсем недавно Сэнфорд представил более новые результаты, в общем хорошо согласные с прежними, за тем исключением, что различие между H и He теперь заметно уменьшилось [16]. В табл. 10 представлены наши прежние результаты, а также старые и новые результаты Р. Сэнфорда.

Мы частично вновь редуцировали наши 12 пластинок, поставив себе задачу определить только дифференциальный эффект — смещение H и He относительно среднего для Fe II, Si II, Mg II и C II. Результаты даны ниже.

Симеиз	Число линий	Моунт Вилсон
H $+3.2 \pm 0.8$	16	$+5.8 \pm 0.6$
He $+2.2 \pm 0.5$	12	$+3.8 \pm 0.2$

Рядом даны также результаты дифференциальных определений Сэнфорда (1947), основанные на значительно более богатом материале [16].

Таблица 10

Радialные скорости β Orionis по разным элементам
(в км/сек.)

Элемент	Симеиз	Моунт Вилсон	
	1944	1942	1947
H	+21.3	+22.9	+21.6
He	+20.9	+20.0	+22.0
Si II	+17.6	+17.0	+17.7
Mg II	+17.8		
Fe II	+18.7		
C II	+20.4		
Ca II	+15.9		
		—	+16.5

В своем прежнем исследовании мы привели результаты вновь редуцированных некоторых более старых рядов наблюдений [2]. В них можно, в общем, проследить эффект дифференциальных смещений, упомянутых выше. В частности, мы отметили там смещение для линий Si III. Однако сейчас мы видим, что систематическое отклонение, в основном, обязано первой линии триплета Si III 4552.65, являющейся серьезной блендой. Поэтому о Si III мы ничего сказать не можем.

Из резонансных линий в исследованной нами области наблюдаются только H и K. В своем прежнем исследовании мы дали для них смещение —5.4 км/сек. относительно водорода и около —2 км/сек. относительно ионизованных элементов [2]. Этот результат мы не считали вполне определенным по причине невозможности сколько-нибудь уверенно учесть влияние межзвездного кальция. Мы отметили, что окончательное решение должно быть отложено до получения спектрограммы β Orionis при большой дисперсии. В последнее время Сэнфорд смог разделить компоненты и нашел для линий звездного кальция смещение относительно водорода —7.0, а относительно линий ионизованных атомов -1.2 ± 0.1 км/сек. [16], что довольно близко к упомянутым симеизским определениям —5.4 и —2 км/сек. соответственно. Особенно важно то, что здесь мы имеем серьезное указание на небольшое отрицательное смещение резонансных линий относительно линий ионизованных элементов — результат, который заподозрен для некоторых резонансных линий в спектре α Cygni.

§ 11. 67 Ophiuchi

Мы имеем немного данных в отношении 67 Ophiuchi, сверхгиганта сВ7, для которого характеристика «с» выражена довольно слабо. Число измеренных водородных линий значительно меньше, чем для α Cygni и β Orionis. Из линий Fe II измерена собственно только линия 4233.17. Влияние межзвездных линий Ca II очень значительно,

и поэтому Ca II вовсе не может быть рассмотрен. В отношении ионов более или менее уверенные результаты получаются только для Si II и Mg II. Относительно водорода соответствующее смещение равно -1.9 ± 1.0 и -2.8 ± 0.8 км/сек. Для линий He смещение равно $+1.6 \pm 0.6$ км/сек. В отношении 67 Ophiuchi результаты следует признать по причине малочисленности материала ненадежными.

§ 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставляя результаты, мы приходим к заключению, что относительно линий ионизованных элементов имеется положительное смещение для водородных линий, несомненное для β Orionis и вероятное для α Cygni. Возможно, что это имеет также место для третьего недостаточно изученного сверхгиганта 67 Ophiuchi. Базируясь только на нашем исследовании, мы имеем для β Orionis $+3.2 \pm 0.8$, для α Cygni $+1.9 \pm 0.5$. Для β Orionis Сэнфорд дает значительно большее смещение (около $+5$ км/сек.).

К сожалению, у нас почти нет данных о систематических смещениях линий в спектрах других белых сверхгигантов. В недавней работе о γ Sgr Гринстейн и Адамс, базируясь на более сильных линиях водорода (H_9 , H_8 , H_7 и H_β), дают среднее значение $\Delta\lambda = 0.000$ [5]. Всего в их списке имеется 15 водородных линий, из них 10 дают положительный избыток, 3 — отрицательный, а для двух линий $\Delta\lambda = 0.00$. Более значительные положительные и отрицательные отклонения можно объяснить блендированием с другими линиями. Учитывая, насколько это возможно, последнее, все же можно предполагать наличие некоторого положительного смещения для водородных линий. Однако γ Sgr представляет собой особенную звезду; в частности иногда отмечалось, что водородные линии имеют спутников или что они асимметричны.

В свете вышеизложенного небезынтересно отметить, что, согласно Эндерхилл, в спектрах некоторых ранних сверхгигантов (полученных в фокусе «кудэ») водородные линии выявляют асимметрию [17].

Что касается нейтральных линий, то мы имеем более или менее достаточно данных только в отношении α Cygni. К сожалению, сравнение результатов для α Cygni и β Orionis невозможно ввиду того, что такие нейтральные линии, как Fe I, вовсе или почти не наблюдаются в спектре β Orionis. Ограничившись только более надежными линиями Fe I с $E. P. \leq 1.6$, мы имеем, как это было указано выше, небольшое отрицательное смещение относительно линий ионизованных элементов, равное -1.6 ± 0.7 км/сек. Этот результат следует считать лишь вероятным и далеко не достоверным. Следует отметить, что несколько лет назад Адамс и Мак Кормак [1], базируясь в основном на Fe I, Fe II, Ti II и Cr II, нашли разность между нейтральными и ионизованными линиями равной -2.0 для α Cygni, -1.2 для α Cap. Maj. и -0.7 км/сек. для γ Cygni. В свете данных табл. 9 неко-

торую долю систематической разности для этих трех последних случаев можно приписать положительному отклонению от лабораторных значений для Fe II, так как именно этот ион преимущественно рассмотрен здесь. Что же касается найденного нами систематического отклонения -1.6 км/сек. для Fe I, то эта величина почти не зависит от положительного избытка для Fe II, так как по самому методу обработки, как это было упомянуто, смещение для Fe I определено относительно системы линий для многих ионизованных элементов, внутри которой сумма систематических отклонений должна быть близка к нулю. Поэтому остается известная вероятность, что отклонение -1.6 км/сек. для линий Fe I с малым потенциалом возбуждения является реальным. Это находит поддержку и в результате Адамса и Мак Кормака, так как, вероятно, только около половины наблюдаемого ими отклонения для α Cygni (-2.0 км/сек.) можно отнести за счет положительного избытка для Fe II.

Интересно также отметить, что для звезд основной последовательности α Cap. Maj. и α Cap. Min. получаются смещения, которые можно интерпретировать, как обязанные положительному избытку для Fe II. Это может быть обязано либо систематической ошибке в лабораторных значениях длин волн, либо реальным движениям ионов Fe II. Однако для α Cap. Maj. остается, разумеется, возможность, что это обязано, по крайней мере, частично отрицательному избытку для Fe I.

В отношении поведения резонансных линий сравнение α Cygni и β Orionis также ограничено. По упомянутым ранее причинам невозможно определить длины волн K и H в спектре α Cygni. Однако не лишено интереса то обстоятельство, что очень небольшое, хотя, вероятно, реальное отрицательное смещение около $1-2$ км/сек. для линий K и H в спектре β Orionis не противоречит тому, что некоторые, но не все, резонансные линии в спектре α Cygni обнаруживают, повидимому, реальные отрицательные смещения.

Что касается гелия, то достаточно данных мы имеем только для β Orionis, где не наблюдается заметного различия между He I и H. Однако следует иметь в виду, что положительное смещение для He I может быть обязано эффекту Штарка.

В нашем исследовании дифференциальные систематические смещения для различных групп линий определялись условно относительно линий ионизованных элементов. Однако мы собственно не знаем, насколько именно последние характеризуют истинную радиальную скорость звезды. Счастливым является как будто то обстоятельство, что β Orionis является визуально-двойной звездой, для второго компонента которой, являющегося нормальной звездой класса B5, недавно была определена скорость. Спутник, в свою очередь, является спектрально-двойной звездой с раздваивающимися линиями, и для нее, согласно Сэнфорду, $\gamma = +19.1$ км/сек. [15].

Еще ранее эта звезда была заподозрена нами как спектрально-

двойная со средней скоростью по неразделенным линиям $+16.9$ км/сек. [11]. Необходимо принять скорость по Сэнфорду и в этом случае нельзя собственно решить, какая из трех групп линий H, He и ионы (табл. 10) характеризует истинную скорость звезды. При этом, разумеется, принимается, что компоненты A и B действительно представляют собой физическую систему.

Может быть, небезынтересно рассмотреть интересующий нас вопрос в свете найденного нами недавно факта, что сверхгиганты класса SB7—SA3 выявляют большой отрицательный член K, около -5 км/сек. [11]. При определении радиальной скорости в фотографической области обычно базируются на 2—3 водородных линиях и на значительном числе всех других линий. В этом случае значительный отрицательный член K можно было бы скорее интерпретировать как указание на то, что средняя измеренная радиальная скорость, отражающая систематическое отрицательное смещение линий ионизованных элементов, а тем более нейтральных элементов, именно и является причиной появления отрицательного члена K. Однако член K по величине, хотя и согласуется со смещением, наблюдаемым в спектре β Orionis, много превосходит смещение, обнаруживающееся в спектре α Cygni. Не следует упускать из виду, что возможна и другая интерпретация отрицательного члена K, интерпретация динамического характера в отношении системы далеких звезд вообще.

Следует иметь в виду, что при восходящем движении или истечении материи имеет место не только смещение линии в сторону коротких волн, но и образование крыла в сторону длинных волн [18]. Эта асимметрия линий может быть причиной не только систематической ошибки при измерении радиальной скорости, но и различия в систематических ошибках в зависимости от характера линий.

Отмеченные выше результаты в отношении дифференциальных систематических смещений линий в спектрах сверхгигантов заслуживают большого внимания. Полное равенство радиальных скоростей для различных линий в спектрах обычных звезд следует рассматривать как замечательный, хотя и не неожиданный факт. Действительно, если по каким-либо причинам и возникли бы различия в скоростях для различных групп атомов, то вследствие эффекта торможения выравнивание в очень невысокой атмосфере звезд главной последовательности должно было бы наступить довольно быстро.

Однако в сверхгигантах, как об этом свидетельствует ряд соображений и фактов, мы имеем атмосферу хромосферного типа, достаточно протяженную. В такой атмосфере и эффект торможения много меньше, и скорее может установиться стратификация в распределении различного рода атомов и ионов. Даже в хромосфере Солнца имеет место значительное различие в высотах для водорода, ионов кальция, ионов и атомов металлов. Еще более заметен последний эффект в атмосфере красного сверхгиганта, спутника ζ Aurigae. Однако,

если бы даже в действительности все элементы были хорошо перемешаны, то и в этом случае выявилась бы физическая стратификация: именно по причине различия условий ионизации и возбуждения в разных слоях атмосферы эффективный уровень для атомов водорода, нейтральных и ионизованных атомов, ответственных за те или иные линии, все же должен быть различным. В этом свете тот наблюдательный факт, что в атмосферах белых сверхгигантов имеются, повидимому, лишь очень небольшие различия в радиальных скоростях (порядка немногих километров) для водорода, ионов и нейтральных атомов, является не только замечательным, но может быть, и неожиданным. Эти очень слабо выраженные систематические движения в звездах типа α Cygni — β Orionis можно сопоставить с отрицательными скоростями в несколько десятков километров в секунду и больше, наблюдающимися в атмосфере Р Cygni. Все это указывает на то, что в атмосферах звезд типа α Cygni — β Orionis отклонения от стационарного состояния очень малы. Однако в отношении систематических движений и других характеристик мы все же имеем здесь условия, принципиально отличные от тех, которые имеют место в обрабатываемом слое обычных звезд. Но вместе с тем в этом отношении между звездами типа α Cygni — β Orionis и звездами типа Р Cygni имеются также, повидимому, существенные различия, свидетельствующие о различии в типе атмосфер [19]. Интерпретировать очень малые систематические движения в атмосферах звезд типа α Cygni — β Orionis, вероятно, еще труднее, чем для звезд типа Р Cygni.

Л и т е р а т у р а

1. W. Adams a. E. McCormack. Ap. J. **81**, 129, 1935.
2. Г. А. Шайн. ДАН СССР **44**, 52, 1944.
3. O. Struve a. P. Swings. Ap. J. **94**, 344, 1941.
4. O. Struve. Ap. J. **90**, 699, 1939.
5. J. Greenstein a. W. Adams. Ap. J. **106**, 339, 1947.
6. J. Greenstein. Ap. J. **91**, 438, 1940.
7. A. Wyse. Lick Obs. Bull. **18**, 129, 1938.
8. W. Wright. Lick Obs. Bull., **10**, 100, 1921.
9. W. Adams. Ap. J., **93**, 11, 1941.
10. W. Hiltner a. R. Williams. Photom. Atlas of Stellar Spectra, Book, III, 1946.
11. Г. А. Шайн. Бюлл. Абастуманской астр. обсерв. № 7, 94, 1943.
12. P. Merrill, R. Sanford, O. Wilson a. C. Burwell. Ap. J. **86**, 274, 1937.
13. W. Swensson. Ap. J. **103**, 207, 1946.
14. Г. А. Шайн. Циркуляр Главной астр. обсерв. 26—27, 1939.
15. R. Sanford. Ap. J. **95**, 421, 1942.
16. R. Sanford. Ap. J. **105**, 222, 1947.
17. A. Underhill. Ap. J. **107**, 349, 1948.
18. O. Wilson. Ap. J. **82**, 233, 1935; S. Chandrasekhar. Rev. Mod. Phys. **17**, 138, 1945.
19. O. Struve. Ap. J. **95**, 134, 1942.

ОРБИТА СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Н. D. 218154

В. А. Альбицкий

В работе даются результаты определения орбиты спектрально-двойной звезды Н. D. 218154.

Звезда Н. D. 218154 [$\alpha = 23^h 0^m 6$, $\delta = +24^\circ 7'$ (1900.0), $m_{\text{vis}} = 7^m 01$, спектр АО по Н. D.] вошла в программу определений радиальных скоростей звезд спектральных классов В8—А0, начатую в 1932 г. За время наблюдений по этой программе были получены 7 наблюдений. Дальнейшие наблюдения были проведены в 1940 г. Все наблюдения производились с короткой камерой однопризменного спектрографа, дающей дисперсию $75 \text{ \AA}/\text{мм}$ у H_γ .

Число измерявшихся линий, допускавших притом лишь небольшую точность измерений, было мало (табл. 1). Это, конечно, не могло не

Таблица 1

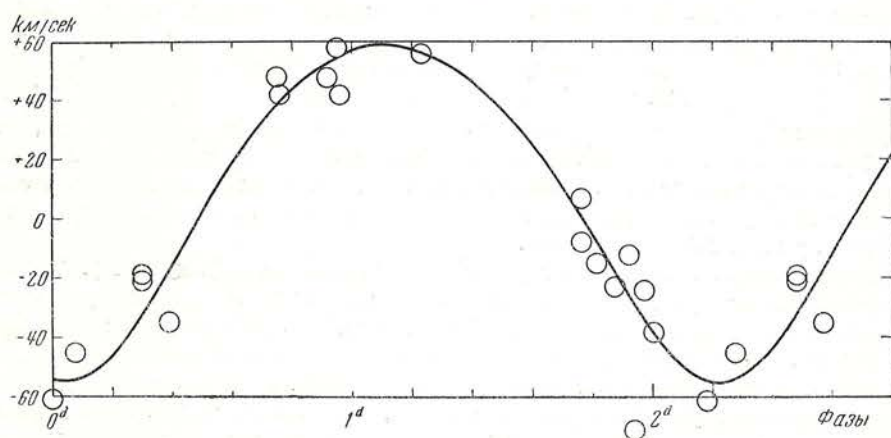
Дата		Юлианская дата J. D. 242000 +	Фаза	Скорость (км/сек.)	Измерено линий	О — С (км/сек.)
1932 июль	29	6917.546	0.00	—61	7	— 7
	авг. 14	6933.562	0.75	+48	4	+ 9
	17	6937.478	0.30	—19	4	+12
1933 авг.	23	6943.473	1.94	—71	4	(—42)
	20	7285.472	1.92	—12	6	+14
	сент. 9	8786.348	1.97	—24	3	+ 9
1940 авг.	21	9863.492	1.76	— 8	3	— 8
	24	9866.487	0.39	—35	3	—19
	30	9872.464	2.00	—38	3	0
сент.	8	9881.448	0.08	—45	3	+ 8
	11	9884.468	0.92	+48	3	— 4
	14	9887.482	1.76	+ 7	3	+ 7
окт.	22	9895.405	0.96	+42	3	—13
	25	9898.441	1.81	—15	3	— 7
	1	9904.401	1.23	+56	3	0
нояб.	16	9919.385	0.95	+58	3	+ 4
	15	9949.271	0.30	—21	3	+10
	21	9955.205	1.87	—23	3	— 6

дать умеренную точность радиальных скоростей. Наблюдение 23 августа 1932 г. как явно ошибочное при построении кривой не учитывалось. Скорости 1932—1937 гг. взяты из обработки каталога 107 B8—A0 звезд. Измеренные скорости 1940 г. были исправлены на $\delta_\lambda + \Delta v_\lambda$ по данным каталога „Радиальные скорости 107 B8—A0 звезд“ и на $+\Delta v_t$ по данным каталога „Радиальные скорости 53 звезд“.

Элементы орбиты были определены графическим способом Лемана—Филеса. Ввиду небольшого числа наблюдений, их невысокой точности и не вполне равномерного распределения улучшение полученных графически элементов по способу наименьших квадратов не было произведено.

Элементы орбиты определились в таком виде:

$$\begin{aligned} P &= 2^d 180.33, \\ e &= 0.12, \\ \omega &= 189^\circ.4, \\ \gamma &= +8.7 \text{ км/сек.}, \\ K &= 54.0 \text{ км/сек.}, \\ T &= \text{J. D. } 2\,426\,917^d 637, \\ a \sin i &= 1\,697\,000 \text{ км.} \end{aligned}$$



Фиг. 1. Кривая радиальных скоростей звезды H. D. 218154

На фиг. 1 представлена кривая изменения радиальной скорости звезды H. D. 218154, вычисленная по найденным элементам, и отдельные наблюдения. В последнем столбце табл. 1 приведено представление наблюдений найденной системой элементов.

УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ И ХРОМОСФЕРЫ
И ИОНИЗАЦИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ

И. С. Шкловский

Так как оптическая толщина короны (для излучения за границей серии Лаймана) вследствие ее высокой кинетической температуры очень мала, то ультрафиолетовое излучение короны, возникающее вследствие рекомбинации электронов на основной уровень атомов водорода и при гиперболических переходах, может быть рассчитано по простой формуле (для оптически тонкого слоя). Найдено распределение этого излучения по спектру. Оказывается, что в интервале длин волн от 912 до 100—50 Å интенсивность жесткого коронального излучения сравнительно слабо зависит от T_e (фиг. 3а). Найдено весьма характерное распределение интенсивности этого излучения по диску Солнца (фиг. 2). Общий поток жесткого коронального излучения ($\lambda < 912$ Å) на границе земной атмосферы равен $5.6 \cdot 10^{-2}$ эрг/см² сек. в предположении, что $T_e = 10^6$. Зависимость этого потока от принятого значения T_e слабая. Исследовано жесткое монохроматическое излучение короны. Наиболее интенсивные резонансные линии Ne VIII ($\lambda 776$) и Mg X ($\lambda 625$) дают на границе земной атмосферы поток излучения, равный 1.15 эрг/см² сек.

Далее исследуется излучение верхних частей хромосферы ($\lambda < 912$ Å). Так как T_e высокой хромосферы должна быть аномально высока (из наблюдений радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне следует, что для верхней хромосферы $T_e = 20\,000^\circ$), то основным механизмом ионизации водорода должен быть электронный удар. При этом, как показывает решение уравнения переноса, будет иметь место значительный ультрафиолетовый избыток, начинающийся за границей серии Лаймана. Поток ультрафиолетового излучения на границе земной атмосферы будет равен 0.1 эрг/см² сек. Радионаблюдения над земной ионосферой позволяют найти величины $Q = \int J dh$, где J — «продукция ионов» в единице объема данного слоя за одну секунду, а интегрирование распространяется по всему слою. Очевидно, $Q = S \cos z$, где S — число ионизирующих фотонов, поглощенных в данном слое. Следовательно, наблюдения ионосферы дадут нам количество ультрафиолетовой энергии, падающей на Землю и поглощенной в ионосфере, если мы установим, какие составляющие земной атмосферы ответственны за образование различных слоев. Согласно Мессе, слой F образуется ионизацией атомарного кислорода и молекулярного азота, слой E — молекулярного кислорода. Сравнение с вычислениями показывает, что ионизация слоев F вполне объясняется ультрафиолетовым излучением хромосферы, а также жесткой монохроматической радиацией короны в резонансных линиях Ne VIII и Mg X.

Исследовано поглощение весьма жесткой радиации в атмосфере, на основании рентгеновских и оптических данных. Получен коэффициент поглощения в интервале

длин волн от 1 до 912 Å. Анализ показывает, что только излучение с $\lambda < 75$ Å может попасть в слой E. Однако излучение короны имеет еще достаточное количество энергии в этой области спектра, чтобы ионизировать E-слой.

В заключение дана критика существующих теорий эффекта Дилинджера. Если над слоем D (и в самом слое) кислород не диссоциирован, L_{α} -теория Мартина будет совершенно неправильной. Ионизация D-слоя может быть объяснена фотоионизацией O_2 , так как эффективное сечение этого процесса весьма мало. Ионизиющего излучения фотосферы в диапазоне 1000—1018 Å вполне достаточно для образования слоя D. Указывается, что эффект Дилинджера может быть объяснен весьма жесткой радиацией (λ около 1 Å), которая образуется во время солнечных извержений. Замечательно, что при сильных извержениях интенсивность космического излучения возрастает на 18 %. Это можно связать с нашей гипотезой происхождения эффекта Дилинджера.

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно, солнечное излучение с длиной волны меньше 2900 Å на земной поверхности не наблюдается, так как оно поглощается верхними слоями атмосферы. Недавно удалось при помощи реактивных снарядов с высоты 55 км получить спектр Солнца до 2200 Å [1]. Однако солнечное излучение, представляющее особый интерес для астрономов и геофизиков, находится в гораздо более коротковолновой части спектра. Первая линия лаймановской серии водорода L_{α} , согласно Хопфилду [2], проникает в земную атмосферу до высоты 108—110 км. Излучение за границей серии Лаймана поглощается на гораздо больших высотах [2]. Это излучение ответственно за ионизацию в слоях F_2 и F_1 ионосферы [3]. Хотя достижение на реактивных снарядах высот, где вышеуказанное коротковолновое излучение мало поглощается, повидимому, не представляет принципиальных затруднений, задача получения спектра Солнца в области $\lambda < 1800$ Å наталкивается на серьезные трудности. Действительно, мы имеем здесь дело с шумановской областью спектра, где с обычными фотопластинками (или пленками) нельзя работать. Лишенный желатины, хрупкий светочувствительный слой шумановских пластинок вряд ли выдержит условия полета на реактивном снаряде. Повидимому, проблема состоит в поисках совершенно новых приемников ультрафиолетовой радиации.

Однако достигнутый в последние годы значительный прогресс в области физики верхних слоев земной атмосферы открывает возможность найти величину потока солнечного излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра на основании радиофизических данных. В самом деле, запишем основное уравнение ионизации какого-нибудь из ионосферных слоев:

$$\frac{dN_e(h)}{dt} = J(h) - \alpha N_e(h) + D, \quad (1)$$

где N_e — концентрация электронов, J — число пар ионов, образовавшихся в единице объема за единицу времени вследствие фотоиони-

зации молекул и атомов атмосферы солнечной радиацией, α — эффективный коэффициент рекомбинации; эта величина может быть получена эмпирически во время затмений, h — высота рассматриваемого элемента атмосферы, D означает изменение электронной концентрации вследствие диффузионных процессов.

Очевидно, будет выполняться следующее соотношение:

$$Q = \int J(h) dh = S_{\infty} \cos z, \quad (2)$$

где Q есть число пар ионов, образовавшихся в столбе единичного сечения, проходящем через рассматриваемый ионосферный слой; S_{∞} — число излученных Солнцем фотонов, падающих на единицу поверхности Земли (за пределами атмосферы) за одну секунду и имеющих энергию, большую, чем потенциал ионизации молекул (атомов), образующих ионы в данном слое ионосферы, z — зенитное расстояние Солнца.

Интеграл $Q = \int J(h) dh$ может быть получен, исходя из результатов радионаблюдений (подробности см. в работе Я. Л. Альперта [4]).

Согласно Мессе и Бэйтсу [3], ответственными за образование ионов в слое E являются молекулы кислорода (потенциал ионизации $h\nu_0 = 12.2$ вольта), в слое F₁ — атомы кислорода ($h\nu_0 = 13.5$ вольта) и в слое F₂ — молекулы азота, а также атомы однажды и дважды ионизованного кислорода (соответственно, $h\nu_0 = 15.5, 16.1, 16.9$ вольта). Приводим табл. 1, составленную согласно [3] и [39].

Таблица 1

С л о й	S_{∞} теор.	Q набл. (Мессе)	Q набл. (Аллен)
E (O ₂)	$1.0 \cdot 10^{10}$	$6 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$
F ₁ (O I)	$9.3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^9$
F ₂ (N ₂ , O II, O III)	$2.7 \cdot 10^7$	$1.5 \cdot 10^9$	$2.3 \cdot 10^9$

Во втором столбце S_{∞} получено теоретически, полагая излучение Солнца в далеком ультрафиолете соответствующим излучению абсолютно черного тела с температурой 6000°.

Альперт [4] получил для слоя F₂ гораздо большее значение, $S_{\infty} = 4 \cdot 10^{10}$. Эта разница, как полагает Альперт, объясняется реальным изменением потока ультрафиолетового излучения Солнца в зависимости от фазы солнечной деятельности. Заметим, что имеются и другие данные, свидетельствующие о сильной зависимости ультрафиолетового излучения Солнца от 11-летнего цикла.*

* Данные Аллена соответствуют дням, когда на Солнце совсем не было пятен (1943—1944 гг.).

Числа табл. 1 дают порядок величины Q . Необходимы дальнейшие аналогичные радиофизические исследования, особенно для слоя Е.

Сравнение наблюдаемого Q с планковским излучением Солнца при $T = 6000^\circ$ (такое сравнение часто делают физики) лишено всякого основания. В доступной наблюдениям коротковолновой части спектра интенсивность солнечного излучения значительно меньше планковской при $T = 6000^\circ$. Особенно отчетливо депрессия солнечного излучения видна на спектрах, полученных с больших высот. Это объясняется значительным увеличением числа фраунгоферовых линий в этой области спектра. Из теоретических соображений интенсивность излучения Солнца за границей серии Лаймана должна соответствовать температуре, близкой к граничной температуре Солнца, т. е. 4800° . Однако в последние годы вся совокупность наблюдательных данных заставила астрономов с необходимостью прийти к заключению, что в верхних слоях солнечной атмосферы (хромосфере и короне) существует *инверсия кинетической температуры*. Электронная температура солнечной короны — порядка миллиона градусов (дискуссию этого явления см. в [5]). Как следует из результатов наблюдений радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне, электронная температура верхней хромосферы — порядка $20\,000^\circ$. Спектрофотометрические наблюдения Редмана приводят к еще большей электронной температуре хромосферы $35\,000^\circ$. Мы не будем останавливаться на других наблюдательных данных, подтверждающих существование высокой электронной температуры хромосферы, во всяком случае, ее верхней части.

Явление инверсии кинетической температуры по-новому ставит вопрос об ультрафиолетовом излучении Солнца.

§ 2. УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОНЫ

Найдем сперва поток ультрафиолетового излучения солнечной фотосферы в предположении, что последняя может быть рассматриваема как абсолютно черное тело. Это нам потребуется для сравнения с потоком ультрафиолетового излучения короны и хромосферы. Мы будем здесь рассматривать излучение за границей серии Лаймана.

Солнечная постоянная $\pi F = S = 1.90 \text{ кал/см}^2 \text{ мин.} = 1.32 \cdot 10^6 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Общий поток с единицы солнечной поверхности равен $\pi \bar{F}_\odot = 6.12 \cdot 10^{10} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Поток излучения с частотой, большей, чем ν_0 ($h\nu_0 = 13.54$ вольт), равен

$$\pi F_\odot = \pi \bar{F}_\odot \frac{\int_{\nu_0}^{\infty} I_\nu d\nu}{\int_0^{\infty} I_\nu d\nu} = \pi \bar{F}_\odot \frac{15}{\pi^4} \left(\frac{T_0}{T_{\text{эфф}}} \right)^4 e^{-x_0} (x_0^3 + \dots)$$

где $x_0 = h\nu_0 / kT_0$, T_0 — „температура излучения“ за границей серии Лаймана, $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура Солнца.

Выполнив вычисления, будем иметь

$$\pi F_{\odot} = 0.686 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}, \text{ если } T_0 = 4800^{\circ};$$

$$\pi F_{\odot} = 276 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}, \text{ если } T_0 = T_{\text{эфф}} = 5700^{\circ}.$$

На границе земной атмосферы поток будет равен соответственно $1.49 \cdot 10^{-5}$ эрг/см² сек. и $6.0 \cdot 10^{-3}$ эрг/см² сек. Как указывалось во введении, предпочтительным является принятие $T_0 = 4800^{\circ}$. Но даже при $T_0 = 5700^{\circ}$ поток ультрафиолетового излучения Солнца оказывается совершенно недостаточным для объяснения наблюдаемой ионизации в высоких слоях земной атмосферы.

Перейдем теперь к рассмотрению ультрафиолетового излучения короны. Примем, в согласии с данными наблюдений, что электронная температура короны T_e равна 10^6 и притом постоянна для всей короны. В действительности, как это следует из наблюдений короны вне затмения, ее электронная температура подвержена изменениям. По Вальдмейеру она выше всего над пятнами и факелами, в полярных же областях она ниже. Однако, как будет видно дальше, интенсивность ультрафиолетового излучения слабо зависит от принятого значения T_e . Существенно, что корона является оптически тонкой за границей серии Лаймана. Это следует из ее исключительно высокой степени ионизации. Согласно нашим вычислениям [6], при $T_e = 10^6$ отношение концентраций нейтральных и ионизованных атомов водорода (наиболее обильного элемента в короне, [7]) порядка 10^{-6} . Отсюда легко получить, что оптическая толщина всей короны за границей серии Лаймана порядка 10^{-5} .

Запишем уравнение переноса собственной ультрафиолетовой радиации короны:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -k_{\nu} I_{\nu} + \mathcal{G}_{\nu}, \quad (3)$$

где k_{ν} — рассчитанный на единицу объема коэффициент поглощения, $\mathcal{G}_{\nu} d\nu$ — излучение короны в единице объема за единицу времени в единичном телесном угле и в интервале частот ν , $\nu + d\nu$. Оно равно (см. [8])

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_{\nu} d\nu &= \frac{N_i N_e K g l e^{-h(\nu-\nu_0)/kT_e} h d\nu}{4\pi T_e^{3/2}} + \frac{N_i N_e k K e^{-h\nu/kT_e} g \Pi d\nu}{8\pi \nu_0 T_e^{1/2}} = \\ &= [\Psi_{\nu}(T_e) + \Phi_{\nu}(T_e)] N_i N_e. \end{aligned} \quad (4)$$

Первый член правой части соответствует излучению при рекомбинациях на основной уровень атома водорода, второй — при гиперболических переходах. $N_i = N_e$ — концентрация протонов, k — посто-

янная Больцмана, gI и gII — гаунтовские факторы, которые мы в дальнейшем положим равными единице:

$$K = \frac{h^3}{(2\pi mk)^{3/2}} \frac{8\pi^2 e^2 R^2}{mc^3} \frac{2^4}{3\sqrt{3\pi}} = 3.2 \cdot 10^{-6}.$$

Решение уравнения (3) запишется непосредственно

$$I_\nu = \int_0^\infty \mathcal{G}_\nu d\nu = \left\{ \Psi_\nu(T_e) + \Phi_\nu(T_e) \right\} \int_0^\infty N_e^2(s) ds, \quad (5)$$

так как оптическая толщина короны τ_ν ничтожно мала. Общая интенсивность излучения короны (с частотой больше ν_0) равна

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu = e^{-\frac{h\nu_0}{kT_e}} \left\{ \frac{k^2 T_e^{1/2} K}{8\pi\nu_0 h} + \frac{kK}{4\pi T_e^{1/2}} \right\} \int_0^\infty N_e^2 ds = \left\{ \Phi(T_e) + \Psi(T_e) \right\} \int_0^\infty N_e^2 ds. \quad (6)$$

Заметим, что интенсивность, обусловленная гиперболическими переходами (при $T_e = 10^6$), в 3.15 раза больше, чем обусловленная захватами в основное состояние.

Согласно Баумбаху (9), в короне

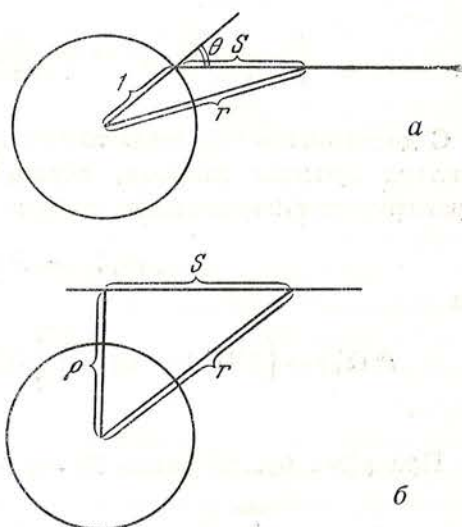
$$N_e(r) = \left\{ \frac{1.55}{r^6} + \frac{2.99}{r^{16}} \right\} \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}, \quad (7)$$

где нами принята в расчет поправка ван-де-Холста за пылевую составляющую внешней короны; r — расстояние до центра Солнца в долях солнечного радиуса.

Мы найдем сейчас распределение яркости ультрафиолетового излучения короны по ее диску.

Пусть ρ — расстояние элемента поверхности короны от центра солнечного диска, выраженное в долях солнечного радиуса. Тогда из фиг. 1, а будем иметь

$$\sin \theta = \rho; \cos \theta = \sqrt{1 - \rho^2}; r^2 = 1 + s^2 + 2s \sqrt{1 - \rho^2}.$$



Фиг. 1

Тогда

$$N_e^2(s) = 10^{16} R_{\odot} \left\{ \frac{2.4}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} \cdot s)^6} + \frac{9.0}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} \cdot s)^{16}} + \right. \\ \left. + \frac{9.3}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} \cdot s)^{11}} \right\},$$

$$\int_0^{\infty} N_e^2(s) ds = 10^{16} R_{\odot} \left\{ 2.4 \int_0^{\infty} \frac{ds}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} s)^6} + \right. \\ \left. + 9.0 \int_0^{\infty} \frac{ds}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} s)^{16}} + 9.3 \int_0^{\infty} \frac{ds}{(1 + s^2 + 2\sqrt{1 - \rho^2} s)^{11}} \right\}. \quad (8)$$

Все интегралы, входящие в формулу (8), могут быть вычислены в конечном виде:

$$\int \frac{dx}{(a + bx + cx^2)^{n+1}} = \frac{b + 2cx}{n(4ac - b^2)} \frac{1}{(a + bx + cx^2)^n} + \\ + \frac{(4n - 2)c}{n(4ac - b^2)} \int \frac{dx}{(a + bx + cx^2)^n}, \quad (9)$$

$$\int \frac{dx}{(a + bx + cx^2)} = \frac{2}{\sqrt{4ac - b^2}} \operatorname{arctg} \frac{b + 2cx}{\sqrt{4ac - b^2}}.$$

С достаточной степенью точности, вплоть до $\rho = 0.95$, можно пользоваться простым законом, справедливым для плоскопараллельной стратификации корональных слоев:

$$I(\theta, T_e) = I^0(T_e) \sec \theta,$$

где

$$I^0(T_e) = \left\{ \Psi(T_e) + \Phi(T_e) \right\} \int_1^{\infty} N_e^2(r) dr = 98 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек. стерадиан}}.$$

При $\rho > 1$ будем иметь (см. фиг. 1, б) $r^2 = s^2 + \rho^2$:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} N_e^2(s) ds = 10^{16} R_{\odot} \left\{ 2.4 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds}{(\rho^2 + s^2)^6} + \right. \\ \left. + 9.0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds}{(\rho^2 + s^2)^{16}} + 9.3 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds}{(\rho^2 + s^2)^{11}} \right\}. \quad (10)$$

Эти интегралы также берутся элементарно * подстановкой:

* Аналогичные интегралы встречаются при решении уравнения Абеля для объемной светимости короны [9].

$$s = \rho \operatorname{tg} \varphi; \quad \rho^2 + s^2 = \rho^2 \sec^2 \varphi; \quad ds = \rho \sec^2 \varphi d\varphi;$$

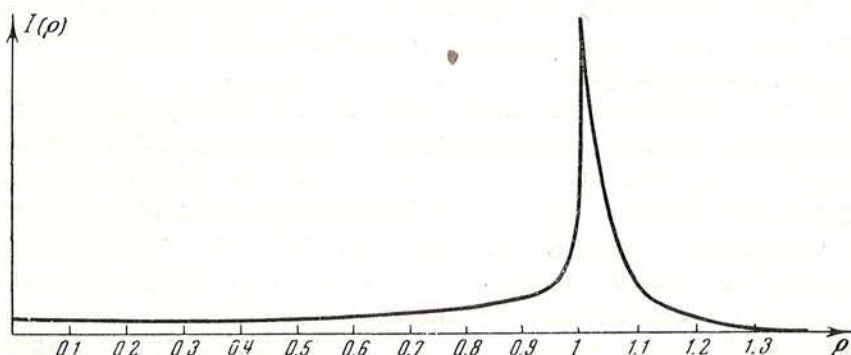
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ds}{(\rho^2 + s^2)^n} = \frac{2}{\rho^{n-1}} \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sec^{2(n-1)} \varphi} = \frac{2}{\rho^{n-1}} \frac{\Gamma(1/2) \Gamma(2n - 1/2)}{\Gamma(n)},$$

где

$$\frac{\Gamma(1/2) \Gamma(2n - 1/2)}{\Gamma(n)} = \begin{cases} 2 \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (n-3)}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (n-2)} & (\text{для нечетных } n), \\ \pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdots (n-3)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdots (n-2)} & (\text{для четных } n), \end{cases}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} N_e^2(s) ds = 10^{16} R_{\odot} \left\{ \frac{3.72}{\rho^{11}} + \frac{8.28}{\rho^{31}} + \frac{10^3}{\rho^{21}} \right\}. \quad (11)$$

При $\rho \rightarrow 1$ (со стороны значений $\rho > 1$) $\int_{-\infty}^{+\infty} N_e^2(s) ds$ вдвое больше, чем $\int_0^{\infty} N_e^2(s) ds$, вычисленный при $\rho \rightarrow 1$ со стороны значений $\rho < 1$.



Фиг. 2. Распределение яркости ультрафиолетового излучения в короне

Таким образом, яркость короны в ультрафиолетовом свете претерпевает разрыв непрерывности у краев солнечного диска. Этого и следовало ожидать, так как корона прозрачна к собственному ультрафиолетовому излучению, а Солнце экранирует значительную часть короны.

На фиг. 2 дано распределение яркости ультрафиолетового излучения короны как функции ρ .

Найдем теперь *поток* жесткой корональной радиации:

$$\pi F = 2\pi \int_0^{\infty} I(\rho) \rho d\rho = 2\pi \int_0^1 I(\rho) \rho d\rho + 2\pi \int_1^{\infty} I(\rho) \rho d\rho = \pi F_1 + \pi F_2, \quad (12)$$

$$\pi F_1 = 2\pi \int_0^1 \frac{I^0(T_e) \rho d\rho}{V \sqrt{1-\rho^2}} = 2\pi I^0(T_e) = 628 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.},$$

$$\pi F_2 = 2\pi \left\{ \int_1^\infty \left(\frac{3.72}{\rho^{11}} + \frac{8.28}{\rho^{31}} + \frac{10.3}{\rho^{21}} \right) d\rho \right\} \times$$

$$\times \{ \Psi(T_e) + \Phi(T_e) \} R_\odot 10^{16} = 795 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.},$$

$$\pi F = \pi F_1 + \pi F_2 = 1423 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$$

Поток этого излучения на границе земной атмосферы будет равен

$$S_\infty = 2.8 \cdot 10^{-2} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.} \quad (13)$$

Необходимо заметить, что это число дает лишь порядок величины потока жесткой корональной радиации. Мы рассматривали корону как сферически-симметричное образование. Учет структурных особенностей короны (лучи, опахала и пр.) может несколько изменить величину S_∞ .

Кроме того, как отмечалась выше, T_e может в отдельных областях короны отличаться от принятого нами значения 10^6 . Но для очень малых длин волн зависимость интенсивности излучения от температуры, даваемая формулой (6), незначительна.

Оба рассматривавшихся выше вида жесткого излучения короны — как возникающее при гиперболических переходах, так и при рекомбинациях — обусловлены присутствием в короне ионизованного водорода. Но наряду с водородом (который является наиболее обильным элементом) в короне, как известно, имеются в высокой степени ионизованные атомы железа, никеля и т. д. При рекомбинациях этих ионов со свободными электронами будет возникать излучение весьма малой длины волны — порядка десятков ангстрем. Например, потенциал ионизации Fe XIV — 325 вольт, следовательно, наибольшая длина волны излучения, возникающего при захвате свободного электрона ионом Fe XIV (в основное состояние) равна 38.2 Å. В недавно появившейся работе Бэйтса и Хойля [10] дискутировалась возможность объяснения ионизации слоя E ионосферы этим жестким корональным излучением. Представляется не лишенным интереса разобрать этот вопрос в настоящей работе.

Согласно Штюкельбергу и Морзе [11], эффективное сечение рекомбинации медленного электрона с Z -кратно ионизованным атомом равно

$$Q^{nl}(U) = A_{nl} \frac{10^{-20} \cdot Z^{*2}}{U} \text{ см}^2,$$

где A_{nl} — некоторая постоянная, зависящая от радиального и азимутального квантовых чисел n и l того состояния, которое образуется при захвате, U — энергия свободного электрона, выраженная в вольт-

тах, Z^* — эффективный заряд иона, захватывающего электрон; Z^* будет равно Z только при рекомбинациях на возбужденные уровни, которые можно с достаточной степенью точности считать водородоподобными. Что же касается основного состояния, которое нас сейчас интересует, то для него Z^* может быть приблизительно определено из соотношения [12]

$$Z^* = Z \frac{n}{n^*},$$

где n^* — эффективное квантовое число, определяемое соотношением $n^{*2} = RZ^2/\chi$, R — постоянная Ридберга, χ — потенциал ионизации коронального иона. Таким образом, имеем

$$Z^* = n \sqrt{\chi/R}.$$

В нашем случае $n = 3$, $\sum_{l=0}^2 A_{nl} = 0.104$. Отсюда получается, что, например, для Fe XIV $Z^* = 16.1$, в то время как $Z = 14$.

Количество жесткого излучения, возникающего при рекомбинациях электронов в основные состояния корональных ионов, рассчитанное на единицы объема и времени, будет равно

$$\sum \mathcal{C}_p = \sum N_p N_e 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} A_{nl} Z_p^{*2} \frac{3.18 \cdot 10^{-32}}{m^2} k T_e (\chi_p + k T_e), \quad (14)$$

где суммирование распространяется на все сорта ионов.

Сущность дела не изменится, если мы будем рассматривать один, наиболее обильный в короне сорт ионов — Fe XIV. В этом случае, полагая попрежнему $T_e = 10^6$, $\chi = 325$ вольт, будем иметь

$$\mathcal{C}_p = N_e N_p \cdot 10^{-21} \text{ эрг/см}^3 \text{ сек.} \quad (15)$$

Из наблюдаемого в короне градиента монохроматической поверхностной яркости, как это можно показать, следует, что относительное обилие корональных ионов и свободных электронов во всей короне остается практически постоянным.*

Обозначим отношение обилий ионов Fe XIV и водорода через δ . Имея в виду, что в короне концентрация протонов $N_i = N_e$, мы можем сразу же написать выражение для интенсивности жесткого коронального излучения, обусловленного ионами Fe XIV:

$$\tilde{I} = \int_{\nu_0}^{\infty} \tilde{I}_{\nu} d\nu = 10^{-21} \delta \int_0^{\infty} N_e^2(s) ds. \quad (16)$$

* В настоящее время нами готовится к печати работа, посвященная этому вопросу.

Сравнение с (6) показывает, что если $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$, то жесткая радиация короны, обусловленная металлами (в частности, Fe XIV), будет равна жесткой радиации, обусловленной водородом.

Именно такое относительное обилие металлов в короне приняли Бэйтс и Хойль. Они исходили из более чем сомнительной априорной идеи Хойля о том, что корональная материя есть результат захвата Солнцем межзвездного газа, где, как они полагают, относительное обилие металлов порядка 10^{-2} — 10^{-3} .

Действительное обилие железа в короне, полученное на основании обработки наблюдаемых интенсивностей корональных линий, меньше, чем в межзвездном газе. Согласно нашей работе [7], $\delta \approx 10^{-4}$.

Если принять, что относительное обилие железа и всех металлов равно $1/5$ (Рессел), то δ соответственно повысится. Следовательно, интенсивность „металлической“ компоненты жесткого излучения короны будет в несколько раз меньше, чем „водородной“. Поток этого излучения на границе земной атмосферы будет порядка 10^{-3} эрг/см² сек. Эта величина сама по себе, повидимому, недостаточна для ионизации слоя E. Следовательно, теория Бэйтса — Хойля, в ее существующем виде, не может считаться правильной.

Кроме водорода и металлов, в короне должны находиться такие элементы, как He, O, N и т. д. Из них наиболее обильным должен быть гелий. Последний должен находиться, в основном и в дважды ионизованном состоянии. Обилие гелия в короне неизвестно, хотя из факта отсутствия в короне линии излучения He II можно сделать заключение, что ионы He III не могут нейтрализовать корональные электроны, т. е. обилие водорода в короне больше, чем обилие гелия [6]. Естественно принять относительные обилия H и He такими же, как и в обрабатываемом слое и в хромосфере. Согласно последним данным Миннаерта, доложенным на минувшем Международном астрономическом конгрессе в Цюрихе, отношение обилий водорода и гелия равно 5:1. Учет этого обстоятельства, во-первых, влечет за собой уменьшение интенсивности ультрафиолетового излучения короны, обусловленного водородом, на 17%. Но зато нужно учесть ультрафиолетовое излучение, обусловленное гелием. Оно также будет состоять из двух частей, соответственно обусловленных гиперболическими переходами и рекомбинациями электронов на основной уровень He II. Здесь можно пользоваться теми же формулами Мензела, что и для водорода, только появится зависимость от Z — заряда ядра гелия, равного 2.

Будем иметь, например,

$$\bar{I}_\gamma = \{Z^2\Phi_\gamma(T_e) + Z^4\Psi_\gamma(T_e)\} \bar{\delta} \cdot \int_0^\infty N^2_e(s) ds, \quad (5')$$

где $\bar{\delta} = 1/7$ — отношение обилий гелия и свободных электронов в короне.

Отсюда легко можно получить выражение для $\bar{I} = \int_{\nu_1}^{\infty} \bar{I}_{\nu} d\nu$ и для потока ультрафиолетового излучения, обусловленного гелием.

Попрежнему полагая $T_e = 10^6$, получим, что с учетом „гелиевого“ излучения общее ультрафиолетовое излучение короны за границей серии Лаймана увеличивается вдвое, т. е. довольно значительно. При этом доля водорода составит 42%, а доля гелия 58%. У $h\nu = 54$ вольт (потенциал ионизации He II) скачок интенсивности будет почти на 8%, в то время как у $h\nu = 13.5$ вольт (потенциал ионизации водорода) этот скачок составит около 20%.

Что касается таких элементов, как O, N и т. д., то их ультрафиолетовое излучение может быть лишь в несколько раз больше, чем у металлов, в соответствии с обилием этих элементов.

До сих пор мы рассматривали только жесткое излучение короны, имеющее *непрерывный* спектр. Однако корона должна также обладать весьма богатым *линейчатым* спектром в коротковолновой области. Существование этой составляющей жесткого коронального излучения является необходимым следствием эдленовского отождествления корональных линий (см. нашу работу [13]).

Для выполнения количественных расчетов следует знать эффективные сечения возбуждения электронным ударом разрешенных уровней корональных ионов. Согласно Мотту и Месси [14], указанное сечение равно

$$Q = \frac{16\pi^3 e^4}{V^2 h^2} |x_{0n}|^2 \ln \frac{2mV^2}{\chi}, \quad (17)$$

где нами введен вместо вектора волнового числа ударяющего электрона (k) импульс электрона; $|x_{0n}|^2$ — квадрат матричного элемента координаты, соответствующего рассматриваемому оптическому переходу:

$$|x_{0n}|^2 = \left| \int \Psi_0^* x \Psi_n d\tau \right|^2. \quad (18)$$

Удобно вместо $|x_{0n}|^2$ ввести пропорциональную величину *силы осциллятора* рассматриваемой линии:

$$f_{0n} = \frac{8\pi^2 m}{3h} \nu |r_{0n}|^2 = \frac{8\pi^2 m}{h} \nu |x_{0n}|^2, \quad (19)$$

где ν — частота линии; мы положили, что $|r_{0n}|^2 = 3 |x_{0n}|^2$, что, разумеется, будет выполняться лишь приближенно. Подставив (19) в (17), будем иметь

$$Q = \frac{2\pi e^4}{mV^2 \chi} \cdot f_{0n} \cdot \ln \left(\frac{2mV^2}{\chi} \right),$$

где χ — энергия возбуждения.

Количество энергии, излученное в какой-нибудь коротковолновой линии в единице объема короны за единицу времени, будет равно

$$\bar{G}_\lambda = N_0 N_e \chi \int_{V_0}^{\infty} \varphi(V) V Q(V) dV = N_0 N_e \frac{4\pi e^4}{(2\pi m k T_e)^{1/2}} \times \\ \times f_{0n} \left[e^{-\chi/kT_e} \ln 4 + \frac{\chi}{4kT_e} \left\{ -E_i \left(-\frac{\chi}{kT_e} \right) \right\} \right] = N_0 N_e f_{0n} \Phi(T_e), \quad (20)$$

где $\varphi(V)$ — функция распределения скоростей электронов. В настоящее время экспериментальные данные недостаточны, чтобы построить полную схему термов корональных ионов железа и никеля. Согласно существующим данным, мы можем привести лишь далеко не полный список длин волн ультрафиолетовых линий железа и никеля, которые, как можно ожидать, присутствуют в спектре короны (табл. 2).

Таблица 2

Fe X		Fe XV		Ni	
Переход	λ (Å)	Переход	λ (Å)	Переход	λ (Å)
$^1S_0 - ^3P_1$	1479	$^3P_1 - ^1S_0$. . .	424	Ni XIII $^1D_2 - ^3P_2$	2124
$^1D_2 - ^3P_1$	2602	$^3D_2 - ^3P_1$. . .	228	Ni XV $^1D_2 - ^3P_2$	2820
$^3S_0 - ^3P_1$	90	$^3F_4 - ^3D_3$. . .	1250	Ni XV $^1D_2 - ^3P_1$	2087
$^3D_3 - ^3P_2$	87				
	94	$^3F_4 - ^3D_3$. . .	154		
$^2D - ^2P$	94.2				
	95.5				

Представляет большой интерес исследовать возможность жесткого монохроматического излучения ионов, отличных от железа и никеля. Естественно, что особое внимание следует обратить на элементы, наиболее обильные в космосе. Недавно мы показали, что материя в короне полностью перемешана [15]. Следовательно, наиболее обильные элементы в обрабатываемом слое Солнца должны также быть наиболее обильными в короне.

Исследуем для этой цели спектры ионов, изоэлектронных с Li I. Отличительной особенностью этого ряда должно быть наличие весьма интенсивных резонансных дублетов $2^2P_{1/2, 3/2} - 2^2S$. Исходным пунктом наших расчетов будет таблица термов $2^2P_{1/2}$, $2^2P_{3/2}$ и 2^2S , полученных экспериментально Эдленом и Эриксоном для CIV, NV и OVI [16]. Значения термов выражены, как обычно, в обратных сантиметрах (см^{-1}). Из табл. 3 можно получить волновые числа резонансных переходов $2^2P_{1/2} - 2^2S$, которые, в согласии с теорией, с достаточной для наших целей точностью могут быть представлены как линейные функции порядкового номера Z . Линейной интерполяцией легко получить

Таблица 3

И о н	$2^1 S$	$2^2 P_{1/2}$	$2^3 P_{2/2}$	χ (вольты)
C IV	520220	455736	455628	64.19
N V	789591	709136	708877	97.43
O VI	1114206	1017822	1017294	137.48

волновые числа резонансных линий F VII, Ne VIII, Na IX и Mg X. Результаты вычислений сведены в табл. 4.

Таблица 4

И о н	$^2P_{1/2} - ^2S$	λ (Å)	χ (вольты)	$\sqrt{V_{\chi}}$	Δ
C IV	64484	1540	64.19	8.0	
N V	80455	1242	97.4	9.9	1.9
O VI	96384	1039	137.5	11.8	1.9
F VII	112314	890	188	13.7	1.9
Ne VIII	128244	776	243	15.6	1.9
Na IX	144144	680	305	17.5	1.9
Mg X	160044	625	376	19.4	1.9

Возможная ошибка в λ из-за неточности экстраполяции может достигать 10 Å. В четвертом столбце приведены значения потенциалов ионизации, в пятом — их квадратные корни, которые, в согласии с законом Мозели, являются линейной функцией атомного номера, что позволяет легко их экстраполировать, а следовательно, получить значения потенциалов ионизации для F VII, Ne VIII и т. д. Мы видим, что потенциал ионизации Ne VIII близок к потенциалу ионизации Fe X (261 вольт), а потенциал ионизации Mg X — к потенциалу ионизации Fe XIV (390 вольт).*

Следовательно, мы можем сделать заключение, что Ne VIII будет обилен в „красных“ областях короны, а Mg X — в „зеленых“. Согласно Ресселу, в обрабатываемом слое Солнца магний в четыре раза более обилен, чем железо. Отсюда, в силу факта перемешивания материи в короне, мы можем сделать вывод, что относительное обилие магния и водорода $\delta_{Mg} = 4 \cdot 10^{-4}$. Не существует в настоящее время никаких данных об обилии неона на Солнце. Однако неон в солнечной атмосфере должен быть весьма обилен. Вряд ли мы сделаем большую ошибку, если скажем, что неон в 10 раз более обилен, чем

* Необходимость излучения короной интенсивной жесткой монохроматической радиации была нами доказана в 1945 г. [13]. В 1948 г. Аллен и Вулли [18] пришли к тому же заключению, указав на линию Mg X как на наиболее интенсивную.

железо (см. анализ Унзольдом атмосферы τ Скорпиона [17]); тогда $\delta_{\text{Ne}} = 10^{-3}$. Монохроматического жесткого излучения, обусловленного Na IX, мы учитывать не будем, так как его обилие много меньше, чем Mg.

Мы найдем теперь полное количество жесткого монохроматического излучения (в резонансных линиях Ne VIII и Mg X), которое образуется *во всей короне* за единицу времени. При этом будем считать, что излучение образуется в каждом элементе объема, а корону — сферически-симметричным образованием, с плотностью, определяемой формулой Баумбаха. В действительности корона разделяется на „красные“ и „зеленые“ области: в первых будет излучаться резонансная линия Ne VIII, во вторых — Mg X. В соответствии с этим будем считать, что имеется только *одна* резонансная линия, причем относительное обилие элемента, излучающего ее, будет взвешенным средним из относительных обилий магния и неона. Веса должны определяться относительной долей объемов „зеленых“ и „красных“ областей в короне.

В соответствии с формулами (20) и (7) будем иметь

$$\begin{aligned} \bar{E} &= \int \mathcal{G}_\lambda dv = 4\pi R_\odot^3 \int_{1,04}^{\infty} \bar{\Phi}(T_e) N_e^2(r) r^2 dr = \\ &= \frac{16 \pi^2 e^4 R_\odot^3}{(2\pi m k T_e)^{1/2}} f_{0n} \left[e^{-\chi/kT_e} \ln 4 + \frac{\chi}{4kT_e} \left\{ -E_i(-\chi/kT_e) \right\} \right] 10^{16} \cdot 0.518. \quad (21) \end{aligned}$$

Первый член в квадратных скобках много больше второго. Величина e^{χ/kT_e} при $T_e = 10^6$ и $\chi = 19.8$ вольт (резонансный потенциал Mg X) равна 1.26, а при $T_e = 500\,000$ и $\chi = 16$ вольт (резонансный потенциал Ne VIII) — 1.46. Мы, не делая большой ошибки, можем вычислять, положив e^{χ/kT_e} равным среднему арифметическому из соответствующих значений для „зеленых“ и „красных“ областей, т. е. $e^{\chi/kT_e} = 1.35$. Таким образом, выражение $\bar{E}$ слабо зависит от электронной температуры короны и от ее изменения в различных областях. Силу осциллятора для резонансной линии положим равной единице.

Выполнив вычисления, будем иметь

$$\bar{E} = 1.6 \bar{\delta} \cdot 10^{31} \text{ эрг / сек.} \quad (22)$$

Положив $\bar{\delta} = 4 \cdot 10^{-4}$, что соответствует относительному обилию магния, получим значение потока жесткой монохроматической радиации короны на границе земной атмосферы (полагая, что половина указанной радиации падает обратно на Солнце):

$$S = \frac{1}{2} \frac{\bar{E}}{4\pi R^2} = 1.15 \text{ эрг / см}^2 \text{ сек.} \quad (22')$$

где R — расстояние от Земли до Солнца. Это весьма близко к данным Альперта для слоя F_2 .

Таким образом, получается, что монохроматическое жесткое излучение короны в двух резонансных линиях Ne VIII ($\lambda = 776 \text{ \AA}$) и Mg X ($\lambda = 625 \text{ \AA}$) по своей интенсивности вполне достаточно для ионизации слоев F.

Все же, однако, имеется некоторая неопределенность, так как ионизация магния и неона нами точно не рассчитана. Из приближенного равенства потенциалов ионизации Ne VIII и Mg X, а также Fe X и Fe XIV может и не следовать, что Ne VIII и Mg X являются наиболее часто встречающимися стадиями ионизации этих элементов в „красных“ и „зеленых“ областях короны. Ошибка в 10 раз в сторону меньших значений δ вполне возможна.

В следующем параграфе мы исследуем другой источник ультрафиолетового излучения — излучение верхней хромосферы за границей серии Бальмера.

§ 3. УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ХРОМОСФЕРЫ

Исследуем теперь ультрафиолетовое излучение хромосферы. Так как ее электронная температура не особенно высока, мы можем, как легко показать, гиперболические переходы не учитывать.

Рассмотрим следующую модель хромосферы. Вплоть до некоторого уровня (который мы в дальнейшем будем называть „основанием хромосферы“) господствует локальное термодинамическое равновесие, характеризуемое температурой T_0 . Выше указанного уровня электронная температура $T_e > T_0$. Пусть оптическая толща (за границей серии Лаймана) нашей модели хромосферы будет, вообще говоря, больше единицы. Поток ультрафиолетового излучения от нижележащих „фотосферных слоев“ [планковская функция $B_\nu(T_0)$] будет поглощен хромосферой. Задача состоит в том, чтобы найти поле собственного излучения хромосферы.

Впервые эту задачу поставил проф. Э. Р. Мустель [19]. Его результаты вкратце сводятся к следующему. Интенсивность собственного излучения хромосферы:

$$I_\nu = \int_0^\infty \mathcal{G}_\nu e^{-\tau_\nu} ds \equiv \int_0^\infty \frac{\mathcal{G}_\nu}{k_\nu} e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu,$$

и если отношение $\mathcal{G}_\nu / k_\nu$ от глубины не зависит, то

$$I_\nu = \frac{\mathcal{G}_\nu}{k_\nu} = \left(\frac{N_i N_e}{N_0} \right) \frac{\Psi_\nu}{\alpha_\nu},$$

где α_ν — коэффициент поглощения, рассчитанный на один нейтральный атом. Если бы $N_i N_e / N_0$ определялось формулой Саха при

$T = T_e$, $I_\nu = B_\nu(T_e)$; Мустель рассматривал случай, когда из-за малых плотностей ионизация соударениями будет мала по сравнению с фотоионизацией (фотоионизация будет происходить главным образом с возбужденных уровней, причем соответствующая ионизирующая радиация фотосферы не ослаблена поглощением в хромосфере). Тогда отношение $N_i N_e / N_0$ будет близко к значению $N_i N_e / N_0$ по Саха при $T_e = T_0$ и будет много меньше при $T = T_e$.

„В условиях звездных атмосфер (малые плотности материи) нет непосредственной связи между полем радиации в данной точке и кинетической температурой области, окружающей данную точку“, — пишет Э. Р. Мустель.

В солнечной хромосфере мы имеем условия, отличные от тех, которые рассматривал Мустель. Дело в том, что при тех кинетических температурах, которые, повидимому, существуют в верхней хромосфере ($20\,000^\circ$ — $30\,000^\circ$), ионизация водорода определяется главным образом электронными ударами. Это обстоятельство полностью меняет развитие выше представления и приводит к существованию ультрафиолетового избытка в излучении Солнца, начинающегося непосредственно у границы серии Лаймана.

Мы будем считать, что концентрация электронов в хромосфере является функцией высоты h . Вид этой функции можно найти из наблюдений интенсивности высших членов серии Бальмера (которые свободны от самообращения) во время затмения. Согласно [20], излучение единицы объема в n -й линии серии Бальмера за единицу времени равно

$$i_n(h) = i_n(0) e^{-\beta h},$$

где β , согласно наблюдениям, равна $1.3 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$; с другой стороны, согласно Мензелу [20], мы можем написать:

$$i_n(h) = N_e^2(h) \cdot f_n(h),$$

и если принять, что электронная температура хромосферы не зависит от h , то

$$N_e(h) = N_e(0) e^{-\beta/2 h}. \quad (23)$$

Рассчитаем теперь, в какой степени эффективна ионизация электронным ударом. Атомный коэффициент поглощения с основного состояния для водорода равен

$$\alpha_\nu = \frac{64 \pi^4}{3 V^3} \frac{m e^{10}}{c h^6} \frac{1}{\nu^3} = 6.3 \cdot 10^{-18} \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 \text{ см}^2.$$

Число процессов фотоионизации водорода в единице объема за единицу времени равно

$$N_0 Z_{\text{фот}} = N_0 \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\alpha_\nu B_\nu(T_0) d\nu}{h\nu} = 4.27 \cdot 10^9 N_0 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ -E_i \left(-\frac{m h \nu_0}{k T_0} \right) \right\}. \quad (I)$$

С другой стороны, число процессов ионизации электронным ударом в единице объема за единицу времени равно

$$N_0 Z_{\text{ст}} = N_0 \int_{V_1}^{\infty} \sigma(V) V dN_e, \quad (\text{II})$$

где dN_e — число электронов со скоростями в интервале $V, V + dV$, определяемое формулой Максвелла, $\sigma(V)$ — эффективное сечение ионизации электронным ударом. Теоретическое значение $\sigma(V)$ можно получить лишь в борновском приближении, т. е. для очень больших скоростей ударяющего электрона. В отличие от короны, условия применимости борновского приближения для водорода в хромосфере не выполняются.

Согласно экспериментальным данным [14], $\sigma(V)$ для малых энергий ударяющего электрона $\left(\frac{mV^2}{2} < 43 \text{ вольт}\right)^*$ может быть представлено в виде:

$$\sigma(V) = 2.67 \cdot 10^{10} \left(\frac{mV^2}{2} - \chi \right) \pi a_0^2,$$

где χ — энергия ионизации атома водорода, $a = 0.53 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ — радиус первой борновской орбиты. Проинтегрировав выражение (II), получим

$$N_0 Z_{\text{ст}} = N_0 \cdot 2^{3/2} \pi^{1/2} \frac{(kT_e)^{3/2}}{m^{1/2}} a_0^2 \left(\frac{\chi}{kT_e} + 2 \right) \cdot 2.67 \cdot 10^{10} e^{-\chi/kT_e}.$$

Табл. 5 содержит вычисленное отношение $Z_{\text{ст}}/Z_{\text{фот}}$ при $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ для различных значений T_0 и T_e .

Таблица 5

$T_e \backslash T_0$	10 000°	15 000°	20 000°
0			
4800°	62	$1.3 \cdot 10^4$	$2.2 \cdot 10^5$
5700°	0.17	74	1226

Из табл. 2 видно, что основным механизмом ионизации при $T_e = 20\,000^\circ$ является электронный удар. Для дальнейшего нам нужно знать концентрацию нейтральных атомов водорода N_0 . Сформулируем условие ионизационного равновесия: в единице объема за единицу времени число процессов ионизаций электронным ударом должно быть равно числу процессов рекомбинаций на все уровни. Эффектив-

* Напомним, что при $T_e = 20\,000^\circ$ средняя тепловая энергия электрона равна 2.6 вольт.

ные сечения рекомбинации на все уровни можно взять из [8]. Условие $N_0 Z_{ст} = N_e Z_{рек}$ дает

$$N_0(T_e) = N_i \varphi(T_e) = N_e \frac{m^{1/2} K \sum_{n=1}^{\infty} e^{\chi/n^2 k T_e} n^{-3} \{-E_i(-\chi n^2/k T_e)\}}{1.07 \pi a_0^2 e^{-\chi/k T_e} k^{1/2} T_e^{1/2}} =$$

$$= \frac{0.54 e^{\chi/k T_e}}{[1 - p(T_e)]} \frac{N_e}{T_e}, \quad (24)$$

где величина p , слабо зависящая от T_e , есть отношение числа рекомбинаций на возбужденные уровни к общему числу рекомбинаций.

Теперь мы можем написать уравнение переноса для собственного ультрафиолетового излучения хромосферы.

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = -\alpha_{\nu} N_0 I_{\nu} + \mathcal{C}_{\nu}.$$

Решение этого уравнения будет

$$I_{\nu}(\theta, T_e) = \int_0^{\infty} N_e^2(h) \Psi_{\nu}(T_e) e^{-\alpha_{\nu} \varphi(T_e) N_{e0} \sec \theta \int_h^{\infty} e^{-\beta/2 h} dh} \sec \theta dh =$$

$$= \Psi_{\nu}(T_e) N_{e0}^2 \int_0^{\infty} e^{-\beta h} e^{-\alpha_{\nu} \varphi(T_e) N_{e0} \frac{2}{\beta} e^{-\beta/2 h} \sec \theta} \sec \theta dh. \quad (25)$$

Полагая

$$e^{-\beta/2 h} = y; -\frac{\beta}{2} e^{-\beta/2 h} dh = dy; \quad \alpha_{\nu} \varphi(T_e) N_{e0} \frac{2}{\beta} \sec \theta = a_{\nu}(\theta, T_e)$$

и выполнив интегрирование, будем иметь

$$I_{\nu}(\theta, T_e) = \frac{\Psi_{\nu}(T_e) N_{e0}^2 \sec \theta}{\beta} 2 \left(\frac{1}{a_{\nu}^2} - \frac{e^{-a_{\nu}}}{a_{\nu}} - \frac{e^{-a_{\nu}}}{a_{\nu}^2} \right). \quad (26)$$

В случае $a_{\nu}(\theta, T_e) \rightarrow \infty$

$$\lim_{a_{\nu} \rightarrow \infty} I_{\nu}(\theta, T_e) = \frac{\Psi_{\nu}(T_e) \beta \cos \theta}{2 \varphi^2(T_e) a_{\nu}^2}. \quad (26a)$$

Для другого предельного случая, $a_{\nu}(\theta, T_e) \rightarrow 0$, имеем

$$\lim_{a_{\nu} \rightarrow 0} I_{\nu}(\theta, T_e) = \frac{\Psi_{\nu}(T_e) N_{e0}^2 \sec \theta}{\beta}. \quad (26b)$$

Это, очевидно, соответствует случаю оптически тонкого слоя, что и видно непосредственно из уравнения (26b).

Заметим, что мы не учитывали ионизацию хромосферного водорода собственной ультрафиолетовой радиацией хромосферы. В этом,

более общем случае вместо простого уравнения переноса (3) будем иметь сложное интегрально-дифференциальное уравнение:

$$\frac{dI_{\nu}}{ds} = - \frac{\alpha_{\nu} N_e^2 Z_{\text{рек}} I_{\nu}(\theta, T_e)}{2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{I_{\nu}(\theta, T_e) \alpha_{\nu} d\nu}{h\nu} + N_e Z_{\text{ст}}} + G_{\nu}. \quad (27)$$

Это уравнение можно решать методом последовательных приближений.

В первом приближении мы не будем учитывать ионизирующего действия собственного ультрафиолетового излучения. Тогда решением уравнения переноса будет (26). Полученное $I_{\nu}^0(\theta, T_e)$ можно подставить в знаменатель первого члена правой части интегрально-дифференциального уравнения, превратив его в обыкновенное дифференциальное уравнение. Решение его дает второе приближение и т. д.

Для интересующего нас интервала значений N_e и T_e можно ограничиться первым приближением.

Подставив в выражение (26а) значения входящих туда величин, будем иметь

$$I_{\nu}(\theta, T_e) = 20.7 \beta \cdot 10^{-\frac{68\,000}{T_e}(1+\gamma)} T_e^{1/2} \gamma^6 \cos \theta, \quad (28)$$

где $\gamma = \nu/\nu_0$.

Интегрируя (28) по частотам, будем иметь

$$I(\theta, T_e) = \int_{\nu_0}^{\infty} I_{\nu}(\theta, T_e) d\nu = 4.37 \cdot 10^{11} \beta e^{-2\chi/10T_e} T_e^{3/2} \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{6}{x_1} + \frac{15}{x_1^2} + \frac{20}{x_1^3} + \frac{15}{x_1^4} + \frac{6}{x_1^5} + \frac{1}{x_1^6} \right\}, \quad (29)$$

где $x_1 = h\nu_0 / kT_e$.

Прежде чем привести результаты вычислений, заметим, что по самому смыслу величина N_{e0} означает концентрацию электронов у основания хромосферы, которое мы определили как ту область солнечной атмосферы, где начинается инверсия T_e . Приводим таблицу значений величин $\varphi(T_e)$ и $a(\nu, T_e)$ для различных ν при $\theta = 0$.

Таблица 6

T_e	$\varphi(T_e)$	$a(\nu_0)$	$a(1.2 \nu_0)$	$a(1.4 \nu_0)$	$a(1.6 \nu_0)$	$a(2 \nu_0)$
10 000	630	30 000	17 000	11 000	7 400	3 800
15 000	2.25	109	63	40	26	13
20 000	0.125	61	35	22	1.5	0.77
25 000	0.02	0.97	0.58	0.35	0.23	0.12
30 000	0.0065	0.31	0.18	0.11	0.076	0.039

При вычислении $\alpha_\nu N_{e0}$ положено равным $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Мы видим, что полная ионизация водорода в условиях хромосферы наступает при $15\,000^\circ < T_e < 20\,000^\circ$. При $T_e = 25\,000^\circ$ предположение о том, что $\alpha_\nu \gg 1$ перестает выполняться, и при вычислении $I_\nu(0, T_e)$ надо пользоваться общей формулой (26).

Поток ультрафиолетового излучения хромосферы при $\alpha_\nu \gg 1$ равен

$$S_\nu(T_e) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\nu(\theta, T_e) \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{\pi}{3} \frac{\Psi_\nu(T_e) \beta}{\varphi^2(T_e) \cdot x_\nu^2}. \quad (30)$$

При $\alpha_\nu \ll 1$

$$S_\nu(T_e) = 2\pi \Psi_\nu(T_e) N_{e0}^2 \frac{1}{\beta}. \quad (30a)$$

В промежуточном случае (что имеет место для $25\,000^\circ < T_e < 30\,000^\circ$) точное значение $S_\nu(T_e)$ весьма громоздким образом выражается через интегрально-логарифмические функции. Оказывается, что $S_\nu \approx \pi I_\nu(0, T_e)$.

Приводим таблицу значений потока собственного ультрафиолетового излучения хромосферы с частотами, большими, чем ν_0 .

Таблица 7

T_e	$S_\odot \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{ сек.}} \right)$	$S_\infty \frac{\text{эрг.}}{\text{см}^2 \text{ сек.}}$
10 000°	$1.3 \cdot 10^{-4}$	—
15 000	13	—
20 000	4900	0.108
25 000	29 600	0.65

Из табл. 7 видно, что при $T_e = 15\,000^\circ$ поток ультрафиолетового собственного излучения хромосферы меньше, чем „планковский“ поток от фотосферы при $T_0 = 5700^\circ$. Значит, казалось бы, инверсия T_e в хромосфере приводит к уменьшению потока. Результат физически явно неправилен, и мы должны раскрыть этот парадокс.

Дело в том, что все наши вычисления существенно базировались на предположении, что во всей хромосфере ионизация водорода определяется электронными ударами. Излучение приходит к нам с уровней, для которых оптическая толщина $\tau_{\nu_1} \leq 2^*$. Мы найдем концентрацию свободных электронов N_{e1} на уровне, для которого $\tau_{\nu_1} = 2$. Имеем условие:

$$\alpha_\nu N_{e1} \varphi(T_e)^2 / \beta = 2; \quad N_{e1} = \frac{\beta}{\alpha_\nu \varphi(T_e)}. \quad (31)$$

* ν_1 — некоторая эффективная частота. Можно принять, что $\nu_1 = 1.1 \nu_0$.

При T_e , равном 10^4 , $1.5 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ град., N_e соответственно равна $4.8 \cdot 10^8$, $1.28 \cdot 10^9$ и $2.3 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$.

Совершенно ясно (табл. 5), что при $T_e = 15000^\circ$ и при только что полученном N_{e1} , $Z_{ст}/Z_{фот} \ll 1$. Следовательно, здесь будет реализован случай, рассматривавшийся Э. Р. Мустелем, и ультрафиолетовое излучение Солнца будет соответствовать эффективной температуре $T_{эфф}$. Таким образом при $T_e \leq 15000^\circ$ наша схема является внутренне противоречивой; поэтому и приведенные в табл. 7 значения $S_\odot$, соответствующие T_e , равной 10000° и 15000° , должны быть отброшены как фиктивные.

Но совершенно иначе обстоит дело, если $T_e \geq 20000^\circ$. Тогда условие $Z_{ст}/Z_{фот} \gg 1$ выполняется в подавляюще большей части хромосферы, для которой $\tau \leq 2$. Следовательно, такая электронная температура верхней хромосферы может обеспечить наблюдаемый (по ионосферным данным) ультрафиолетовый избыток излучения Солнца.

В действительности нет никаких оснований утверждать, что электронная температура *всей* верхней хромосферы одинакова. Повидимому, отдельные области верхней хромосферы (например, хромосферные факелы, области над большими группами пятен) обладают электронной температурой, более высокой, чем „нормальные“ хромосферные области. Но очевидно, что это не меняет основного нашего вывода: при электронной температуре этих хромосферных образований порядка $20000^\circ - 25000^\circ$ они дают достаточное для ионизации земной атмосферы количество ультрафиолетовой энергии.

Может возникнуть вопрос, будет ли область верхней хромосферы, где $T_e \geq 20000^\circ$, содержать в себе достаточное количество водорода, чтобы обеспечить необходимое для ионизации земной атмосферы количество ультрафиолетового излучения. На этот вопрос могут ответить только наблюдения, в особенности изучение интенсивности радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне.

На волне 3.2 см „радиотемпература“ Солнца равна 22000° [21]. Так как оптическая толща всей короны для этого радиоизлучения (в предположении, что для короны $T_e = 10^6$) $\tau_{р.к} = 2.5 \cdot 10^{-4}$, то доля короны в наблюдаемом радиоизлучении будет мала.

Действительно, если $I_\nu = B_\nu(T_{рад})$ — наблюдаемая интенсивность радиоизлучения Солнца, то будем иметь следующее уравнение:

$$\bar{I}_\nu = B_\nu(T_{рад}) = B_\nu(T_{хром}) e^{-\tau_{р.к}} + B_\nu(T_{кор}) [1 - e^{-\tau_{р.к}}],$$

где $\tau_{р.к}$ — оптическая толща короны для сантиметрового излучения. Так как в релей-джинсовской области планковская функция будет $B_\nu(T) \propto T$, то непосредственно будем иметь

$$T_{рад} = T_{хром} + T_{кор} \tau_{р.к},$$

откуда $T_{хром} = 20000^\circ$.

Итак, электронная температура той части верхней хромосферы, из которой к нам приходит радиоизлучение, будет равна $20\,000^\circ$. Но это будут те части верхней хромосферы, для которых оптическая толщина для (радиоизлучения) будет не больше двух. Запишем это условие

$$\bar{\alpha}_{\text{рад}}(\nu T_e) \int_{h_0}^{\infty} N_e^2(h) dh = 2, \quad (\text{A})$$

где $\bar{\alpha}_{\text{рад}} N_e^2$ — рассчитанный на единицу объема коэффициент поглощения радиоволн сильно ионизованным газом (см. [22]). Численно будем иметь $\bar{\alpha}_{\text{рад}} = \frac{10^{-7}}{\nu^2} \left(\frac{10\,000}{T_e} \right)^{3/2}$, откуда из (A) получим

$$\int_{h_0}^{\infty} N_e^2(h) dh = 5 \cdot 10^{27}.$$

Очевидно, мы получили *нижнюю* границу интеграла: могут быть более глубокие области, где $T_e = 20\,000^\circ$, но радиоизлучение оттуда не доходит.

Если бы эти верхние слои хромосферы излучали, как оптически-тонкий слой, то поток ультрафиолетового излучения на верхней границе хромосферы, согласно (6), (30a) и (A), был бы равен

$$\pi F = 2\pi \int_{\nu_0}^{\infty} (\Psi_\nu + \Phi_\nu) d\nu \int_{h_0}^{\infty} N_e^2(h) dh = 8000 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$$

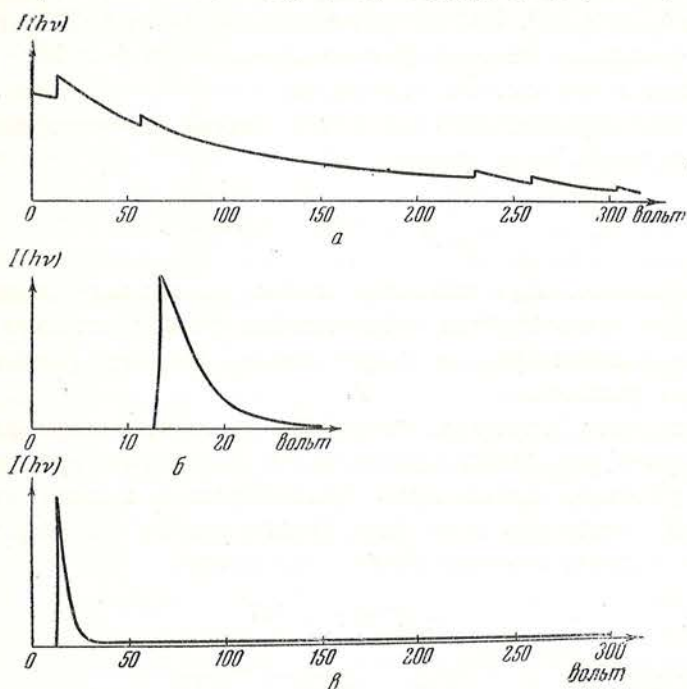
В действительности, так как оптическая толщина (для ультрафиолетового излучения) будет сравнительно велика, поток будет, согласно табл. 7, равен $4900 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$

Мы видим, что данные об интенсивности радиоизлучения Солнца приводят к существованию в высокой хромосфере слоев с $T_e = 20\,000^\circ$, мощность которых вполне достаточна, чтобы обеспечить земную ионосферу наблюдаемым количеством ультрафиолетового излучения. Дальнейшие, более детальные и регулярные наблюдения радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне могут выявить временную зависимость потока ультрафиолетового излучения Солнца, например, зависимость от фазы солнечной деятельности.

§ 4. ВЛИЯНИЕ ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНЫ И ХРОМОСФЕРЫ НА РАЗЛИЧНЫЕ ИОНОСФЕРНЫЕ СЛОИ

На фиг. 3,а приведена (схематически) зависимость потока ультрафиолетового излучения солнечной короны от энергии фотонов. По оси абсцисс отложены энергии фотонов, выраженные в электрон-вольтах. Для короны T_e принята равной 10^6 . Замечательно, что вплоть до $h\nu \approx 100$ вольт πF_ν слабо зависит от частоты ν . Ска-

чок при $h\nu = 13.5$ вольт объясняется „включением“ излучения при захватах электронов на первый уровень атома водорода, а при $h\nu = 54$ вольтам — излучением при захватах на первый уровень He II. Отдельные полосы излучения при значениях $h\nu$ порядка сотен вольт объясняются излучением при рекомбинациях корональных ионов (металлов, O, N и т. д.) с электронами. Необходимо заметить, что на это непрерывное излучение должно накладываться довольно яркое монохроматическое излучение, возникающее, например, при



Фиг. 3. *а* — зависимость потока ультрафиолетового излучения короны от энергии фотонов, *б* — зависимость потока ультрафиолетового излучения хромосферы от энергии фотонов, *в* — зависимость потока ультрафиолетового излучения хромосферы и короны от энергии фотонов

резонансных переходах у корональных ионов (см. выше). Это монохроматическое излучение на нашей схеме не обозначено.

Фиг. 3, *б* дает зависимость потока ультрафиолетового излучения хромосферы от энергии фотонов. Здесь гиперболические переходы не существенны, поэтому интенсивность при $h\nu < 13.5$ вольт равна нулю (мы не учитываем „хвосты“ серий Бальмера и Пашена). Кривая фиг. 3, *в* представляет (опять-таки схематически) общее ультрафиолетовое излучение Солнца за границей серии Лаймана. При $h\nu \approx 30$ вольт интенсивности хромосферной и корональной слагающей ультрафиолетового излучения Солнца равны друг другу. При $h\nu > 30$ вольт излучение определяется короной; при $h\nu < 30$ вольт — хромосферой.

При этом мы не учитываем монохроматическое излучение короны.

Если его учитывать, то ультрафиолетовое излучение Солнца будет определяться короной при $h\nu > 15.9$ вольт (линия $\lambda 776\text{\AA}$ — Ne VIII).

Ультрафиолетовое излучение хромосферы и короны, прежде всего, попадает в слой F_2 . Здесь, согласно Месси и Бэйтсу [3], поглощающими элементами будут N_2 и $O I^*$. Эффективное сечение атомарного кислорода для процессов фотоионизации было вычислено Бэйтсом [3]. Оказывается, что в пределах 13.5 — 25 электрон-вольт оно весьма слабо зависит от частоты ионизирующего излучения и может быть принято равным $\sigma_0 = 10^{-17} \text{ см}^2$. Из экспериментальных данных [3] следует, что для N_2 эффективное сечение фотоионизации $\sigma_N \approx \sigma_0 \approx 10^{-17} \text{ см}^2$, причем зависимость от частоты неизвестна.

Поток ультрафиолетового излучения Солнца на некотором уровне h земной атмосферы будет равен

$$S = S_\infty e^{-\sum \sigma_i \sec z \int n_i(h) dh}, \quad (32)$$

где, как и раньше, S_∞ — значение потока на границе земной атмосферы, $n_i(h)$ — концентрация поглощающих атомов (молекул) данного сорта, σ_i — соответствующее эффективное сечение фотоионизации, z — зенитное расстояние.

Положим, что атмосфера находится в конвективном равновесии т. е. пропорции различных элементов на различных уровнях одинаковы. Это условие, повидимому, выполняется в земной атмосфере. Пусть, далее, плотность атмосферы (между двумя некоторыми уровнями) определяется барометрической формулой:

$$n_i(h) = n_i^0 e^{-h/H},$$

где H — «высота однородной атмосферы». Тогда

$$S = S_\infty e^{-\sec z H \sum n_i^0 \sigma_i e^{-h/H}} = S_0 e^{-\sec z \tau}, \quad (32a)$$

Для слоя F_2 $H = 7 \cdot 10^6$ (летом), $n = \sum n_i^0 \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, оптическая толщина этого слоя для излучения с энергией фотонов больше 15.5 вольт (эти фотоны будут поглощаться почти всеми составляющими атмосферы на этих высотах) $\tau = 0.7$. При $z = 30^\circ$, примерно, 45% излучения Солнца в этой области спектра пройдет через слой F_2 . Что касается излучения в области 13.5 — 15.5 вольт, то оно будет поглощаться, в основном, атомарным кислородом. Если относительное обилие кислорода и азота такое же, как и у поверхности Земли, то (с учетом диссоциации O_2) отношение $\frac{n_0}{n_0 + n_N} \approx \frac{1}{3}$. Опти-

* Месси указывает, что в этом слое поглощать будут еще $O II$ и $O III$, однако это представляется нам весьма сомнительным, учитывая ничтожную концентрацию ионов кислорода, во всяком случае, не превышающую N_e , т. е. 10^6 см^{-3} .

ческая толща слоя F_2 в этой части спектра будет, примерно, 0.23 и 77% излучения пройдет через слой F_2 в нижележащие слои.

Таким образом, слоем F_2 будет поглощено (примерно) $0.63 \cdot 0.23 + 0.37 \cdot 0.55 = 0.35$ всего ультрафиолетового излучения хромосферы, так как 63% излучения хромосферы (при $T_e = 20\,000^\circ$) лежит в интервале 13.5 — 15.5 вольт.

Максимум ионизации в следующем слое F_1 обусловлен фотоионизацией атомарного кислорода. Для этого слоя $N = 1.5 \cdot 10^6$ см, $n = 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $\bar{\tau} \approx 1$. Этот слой, следовательно, поглотит около 67% излучения в интервале 13.5 — 15.5 вольт, попавшего в него из вышележащего слоя F_2 . Следовательно, $\frac{3}{4}$ излучения хромосферы в интервале 13.5 — 15.5 вольт будет поглощено при прохождении слоев F_1 и F_2 . Хромосферное излучение с $h\nu > 15.5$ вольт* будет полностью поглощено в этих слоях. Учитывая недостаточность наших знаний о некоторых характеристиках слоев F_2 и F_1 (например, до сих пор является спорным вопрос о плотности нейтральных частиц в слое F_2), мы должны рассматривать эти расчеты лишь как ориентировочные. Можно считать, что вся хромосферная радиация за границей серии Лаймана (вплоть до энергии фотонов 80 — 90 вольт) поглощается слоями F_2 и F_1 **.

Другим ионизатором слоев F будет жесткое монохроматическое излучение короны в резонансных линиях Ne VIII и Mg X. Как было показано в конце § 2, интенсивность этого излучения вполне достаточна для образования наблюдаемой ионизации в слоях F. Легко показать, что примерно половина излучения в линиях $\lambda\,776\text{ \AA}$ (Ne VIII) и $\lambda\,625\text{ \AA}$ (Mg X) будет поглощена слоем F_2 , а половина слоем F_1 .

Что касается жесткой корональной радиации, то в силу того, что ее интенсивность в интервале $13.5 < h\nu < 100$ вольт сравнительно слабо зависит от частоты, она будет поглощаться на самых различных

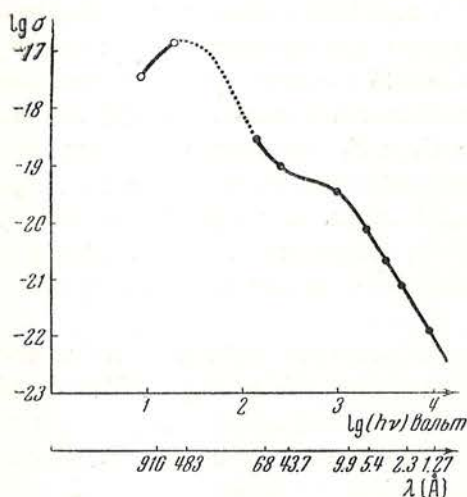
* Но меньше 80 — 90 вольт (см. ниже). Впрочем такой жесткой радиации хромосфера практически не излучает.

** Недавно обнаруженное при исследовании свечения ночного неба весьма интенсивное инфракрасное излучение [25], возможно, указывает, что в высоких слоях земной атмосферы азот диссоциируется. Высоты свечения ночного неба соответствуют слою F и выше. Если в слое F_2 азот полностью диссоциирован, то схема образования этого слоя, предложенная Мессе, должна быть изменена. Вместо молекулярного азота, основным „поставщиком“ свободных электронов будет атомарный азот (потенциал ионизации — 14.48 вольт). Коэффициент непрерывного поглощения атомарного азота вычислен Бэйтсом [23]. В пределах 14.48 — 27 вольт он очень медленно убывает с ростом частоты ионизирующего излучения от значения $2 \cdot 10^{-17}$ см² у границы поглощения. Вычисления показывают, что при T_e хромосферы, равной $20\,000^\circ$ 44% ее излучения будет соответствовать энергии фотонов от 13.5 до 14.48 вольт. Тогда с принятыми выше характеристиками слоя F_2 получим, что 30% излучения хромосферы „застрянет“ в слое F_2 . Для того чтобы объяснить наличие максимума ионизации в этом слое, нужно допустить, что концентрация атомов азота в этом слое порядка 10^{10} см⁻³, что вполне правдоподобно. Максимум ионизации в следующем слое F_1 попрежнему обусловлен атомарным кислородом.

уровнях. Например, излучение с энергией фотонов 15.5 — 20 электрон-вольт будет поглощено, в основном, в слое F_2 , главным образом, молекулами азота. Излучение с энергией 13.5 — 15.5 электрон-вольт поглотится в слое F_1 атомарным кислородом.

Для того чтобы рассчитать поглощение ультрафиолетового излучения короны в диапазоне $25 < h\nu < 1000$ вольт, нужно, очевидно, знать коэффициент поглощения земной атмосферы для этого излучения.

Для решения этой задачи мы используем экспериментальные данные о поглощении мягких рентгеновских лучей в воздухе. Подробная сводка всех данных имеется в монографии Комптона — Аллисона [24].



Фиг. 4. Эффективное сечение поглощения света земной атмосферой как функция энергии фотонов

Там приведены значения рассчитанного на единицу массы коэффициента поглощения воздуха для $1.27 \text{ Å} < \lambda < 68 \text{ Å}$. С другой стороны, для области $13.5 < h\nu < 25$ вольт мы можем привлечь использованные нами выше результаты вычислений Мессе и Бейтса для атомарного кислорода.

На фиг. 4 приведен график, дающий зависимость $\lg \sigma(h\nu)$ от $\lg(h\nu)$, где $h\nu$ — энергия фотона, выраженная в вольтах, σ — эффективное сечение фотоионизации, выраженное в квадратных сантиметрах. Черные кружочки в правой части кривой — экспери-

ментальные значения σ , белые в верхней левой части — вычисленные Мессе и Бейтсом. В области больших энергий фотонов ($h\nu > 1000$ вольт) точки хорошо ложатся на прямую. Для этой части кривой имеет место зависимость $\sigma = \text{const}/\nu^3$, в согласии с теорией Крамерса. Далее, в области $165 < h\nu < 270$ вольт мы опять (приблизительно) имеем ту же зависимость. Пунктиром обозначена экстраполированная кривая $\lg \sigma(h\nu)$. Она близка к прямой, параллельной $\lg \sigma(h\nu)$, для $h\nu > 1000$ вольт. Перегиб кривой при $h\nu \approx 270$ вольт объясняется тем, что здесь начинают ионизоваться внутренние K оболочки атомов O и N . Таким образом, для зависимости $\sigma(h\nu)$ в области $50 < h\nu < 270$ вольт будем иметь эмпирическую формулу:

$$\sigma(h\nu) = \frac{4 \cdot 10^{-13}}{(h\nu)^{2.85}} \text{ см}^2. \quad (33)$$

Теперь мы можем получить зависимость оптической толщи слоя E от частоты проходящего через него излучения. Для этого слоя $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H = 1.15 \cdot 10^6 \text{ см}$. Для $h\nu = 100$ вольт, $\tau = 16$, для

$h\nu = 165$ вольт, $\bar{\tau} = 2$, для $h\nu = 270$ вольт, $\bar{\tau} = 0.66$, для $h\nu = 1000$ вольт, $\bar{\tau} \approx 1/3$. Следовательно, проникать в слой E могут только фотоны с энергией больше 165 вольт, что соответствует $\lambda < 75 \text{ \AA}$.

При температуре электронов в короне равной 10^6 , доля излучения с $\lambda < 75 \text{ \AA}$ будет составлять 15% от общего потока ультрафиолетового излучения короны за границей серии Лаймана. Остальная часть жесткого коронального излучения „застрянет“ в вышележащих слоях земной атмосферы. При T_e короны равной $1\,400\,000^\circ$, в слое E будет поглощено 20% „непрерывного“ излучения короны.

Благодаря своеобразной зависимости коэффициента поглощения воздуха от частоты ионизирующего излучения, выражающейся в том, что для $13.5 < h\nu < 80$ вольт он практически постоянен, а затем резко падает, чтобы опять стать почти постоянным в области $165 < h\nu < 1000$ вольт, оказывается возможным образование максимума ионизации земной атмосферы, соответствующего слою E.

Ультрафиолетовое излучение короны, обусловленное металлами, целиком будет поглощено в слое E и ниже, его интенсивность (как мы видели выше), хотя и меньше, но сравнима с интенсивностью „водородной“ и „гелиевой“ составляющих жесткого излучения короны.

Из формул (13) и (15) и табл. 1 видно, что поток коронального („водородного“ и „гелиевого“) ультрафиолетового излучения в 3—4 раза превышает количество ультрафиолетовой энергии, необходимой для образования слоя E (в предположении, что на образование одного иона в этом слое нужно 16 вольт). Следовательно, та часть этого потока, которая проникнет в слой E, может обладать достаточным количеством энергии, чтобы образовать там наблюдаемую ионизацию. Заметим, что так как ионизирующие фотоны обладают весьма большой энергией (большей 165 вольт), то фотоэлектроны должны обладать также весьма большой энергией. При соударениях они будут ионизовать молекулы. Мы можем считать, что основное число ионов образуется именно этими фотоэлектронами. Таким образом, один первичный корональный фотон может образовать десять и более пар ионов.

Вальдмайер [26] показал, что ход ионизации в слое E во время затмения определяется гелиографическим распределением корональных деталей. Однако необходимы дальнейшие работы в этом направлении.

Резюмируя, следует сказать, что ионизация слоев F обусловлена хромосферным излучением за границей серии Лаймана. Это излучение возникает вследствие высокой кинетической температуры верхней хромосферы, на что непосредственно указывают наблюдения радиоизлучения Солнца на сантиметровом диапазоне.

Кроме того, жесткое излучение короны в резонансных линиях Ne VIII ($\lambda 776 \text{ \AA}$) и Mg X ($\lambda 625 \text{ \AA}$) также может полностью объяснить наблюдаемую ионизацию в этих слоях, если только соответствующие

стадии ионизации неона и магния встречаются в короне достаточно часто, что весьма вероятно.

Жесткое корональное излучение, имеющее непрерывный спектр ($\lambda < 75 \text{ \AA}$) и обусловленное находящимися в короне гелием, водородом, а также металлами, является ответственным за образование слоя E.

Что касается слоя D, то некоторые возможные механизмы его образования будут обсуждены в следующем параграфе.

§ 5. КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПОВОДУ СУЩЕСТВУЮЩИХ ТЕОРИЙ ЭФФЕКТА ДИЛИНДЖЕРА И МЕХАНИЗМ ИОНИЗАЦИИ СЛОЯ D

Эффектом Дилинджера называется внезапное, резкое увеличение ионизации в слое D, наблюдаемое одновременно на большей части освещенной Солнцем поверхности Земли, влекущее за собой сильнейшее нарушение радиосвязи на коротких волнах (λ порядка 20 м). Имеется весьма тесная связь между этим явлением и появлением на Солнце так называемых „извержений“. Вальдмайер [27] показал, что *каждому* возмущению ионосферы вышеописанного типа соответствует появление на Солнце извержения. Обратного соотношения, однако, не существует. Согласно Джиованелли [28], наилучшую корреляцию обнаруживают интенсивные и протяженные извержения. По Вальдмайеру, 43% извержений, имеющих интенсивность класса „3“, сопровождаются ионосферными возмущениями. Для извержений классов „2“ и „1“ корреляция значительно хуже — соответственно 14 и 3%. Время „рассасывания“ возмущения (из-за процессов рекомбинации и пр.) — порядка 20—30 мин. Замечательно, что во время возмущения слоя D вышележащие ионосферные слои остаются практически невозмущенными.

В свое время были предложены две теории этого явления. Согласно Вульффу и Деммингу [22] ионизирующим агентом является солнечное излучение в диапазоне 2200—2800 $\text{\AA}$.

Проникая в земную атмосферу на глубину, соответствующую слою D (высота над поверхностью Земли 70—80 км), оно ионизует там озон. До этих высот указанное излучение существенного поглощения не испытывает, так как в вышележащих слоях атмосферы концентрация озона весьма мала.

Однако эта теория не выдерживает критики. Во-первых, совершенно не ясен механизм ионизации озона квантами такой малой энергии (4.4—5.6 вольта). Во-вторых (и это является решающим доказательством несостоятельности этой теории), озон на таких больших высотах отсутствует. Согласно теории Чепмена, концентрация озона должна быстро убывать выше уровня, где она максимальна. Согласно экспериментальным исследованиям Фабри, Регенера и др., максимум процентного содержания озона находится на высоте 35 км, а максимум

абсолютной плотности — на высоте 22 км [30]. Недавно полученный при помощи реактивного снаряда V2 на высоте 55 км спектр Солнца простирается до 2100 Å. Этим самым доказано, что на больших высотах заметного количества озона не имеется.

Наибольшим распространением сейчас пользуется теория Мартина [31]. Согласно этой теории, причина внезапного увеличения ионизации в слое — это „всплеск“ излучения в линии L_{α} во время солнечного извержения. Как указали Чепмен и Прайс [32], длина волны L_{α} (1215.69 Å) весьма близка к длине волны линии, возникающей при переходе $^1S \rightarrow ^1P$ атомарного кислорода ($\lambda = 1216.3$ Å). Разница лежит в пределах ширины линии L_{α} . Следовательно, атом кислорода будет „резонировать“ на это излучение. Согласно Мартину, будучи в возбужденном состоянии 1P , атом кислорода, столкнувшись с любой частицей, обладающей произвольной энергией, может ионизоваться (ибо уровень 1P расположен на 0.75 вольта выше наинизшего уровня ионизации атома кислорода).

Для этого процесса необходимо, чтобы частота соударений была больше, чем вероятность спонтанного перехода $^1P \rightarrow ^1S$, что, по мнению Мартина, как раз имеет место в слое D*.

Однако эта теория также не свободна от ряда серьезных возражений. Прежде всего, вызывает сомнение присутствие атомарного кислорода на таких сравнительно небольших высотах.

Согласно Мажумдару [33], кислород диссоциирует в области $130 < h < 170$ км. Вульф и Демминг находят, что кислород диссоциирует выше 100 км. Однако окончательно этот вопрос еще не выяснен. Например, Чепмен [30] пишет: „теория не дает того нижнего уровня, на котором диссоциация (кислорода) становится почти полной“. Сам Чепмен, однако, считает, что этот уровень должен быть расположен выше 100 км над поверхностью Земли. Большинство геофизиков держится того мнения, что на высотах 70—80 км кислород еще не диссоциирует. Если это так, то мы имеем серьезный аргумент против теории Мартина. Окончательный вывод в отношении уровня диссоциации кислорода в земной атмосфере можно будет сделать, если удастся получить спектр Солнца с высоты 70—80 км (с таких высот спектр уже был получен, но по техническим причинам, связанным, повидимому, с вибрациями ракеты, оказался негодным). Если при этом удастся снять область спектра $2000 > \lambda > 1750$ Å (полоса поглощения Рунге — Шумана) и $1750 > \lambda > 1300$ Å (непрерывный спектр, связанный с фотодиссоциацией O_2), то это будет означать, что слой молекулярного кислорода „пробит“.

С проблемой диссоциации кислорода в земной атмосфере тесно связано основное для теории Мартина допущение: что L_{α} излучение

* Мартин полагает частоту соударений в слое D $\nu_{ст} = 5 \cdot 10^7$ сек⁻¹. По другим данным [4], частота соударений в этом слое 10^7 сек⁻¹.

проникает в слой D. Если вплоть до высоты 100 км кислород не диссоциируется, то L_α излучение в слой D *не попадет*. Это непосредственно следует из лабораторных исследований Хопфилда [2], показавшего, что слой воздуха толщиной (примерно) в 0.1 см при нормальных температуре и давлении полностью поглощает излучение в области 1200 Å. Между тем эквивалентная толща атмосферы над уровнем $h = 80$ км равна, согласно [34], 26 см (при нормальных температуре и давлении).

В этой области спектра молекулярный азот поглощает очень мало. Тесная система поглощающих полос, связанная с возбуждением молекулы N_2 , начинается у $\lambda = 1450$ Å и идет до 1000 Å. Однако заметное поглощение наступает лишь тогда, когда будет пройдена эквивалентная толща воздуха в 40 см (при нормальных условиях). Решающим для L_α излучения является поглощение серий диффузных полос кислорода, начинающихся у $\lambda = 1300$ Å и сходящихся к пределу у $\lambda = 1018$ Å (12.2 вольта — потенциал ионизации молекулы кислорода). Слой воздуха в несколько десятых миллиметра (при нормальных условиях) может произвести полное поглощение. Следовательно, если над слоем D кислород диссоциирован, то L_α излучение может проникнуть в слой D.

Для теории Мартина весьма существенным является наличие в слое D достаточного числа атомов кислорода в возбужденном метастабильном состоянии 1S (исходное состояние при излучении зеленой линии полярных сияний). Как показали последние исследования (в особенности акад. В. Г. Фесенкова [35]), высота свечения ночного неба существенно больше, чем слоя D. Для того чтобы в слое D было достаточное количество атомов кислорода в состоянии 1S , нужно, чтобы кислород был там диссоциирован. Действительно, согласно Чепмену [35], образование возбужденных атомов кислорода происходит по схеме: $O + O + O = O_2 + O'$. Следовательно, равновесная концентрация возбужденных атомов кислорода O' весьма чувствительным образом зависит от степени диссоциации кислорода. Никакие другие механизмы возбуждения (например, неупругие столкновения) в условиях слоя D не могут быть существенными при образовании O' .

Резюмируя все наши возражения, следует сказать, что теория Мартина могла бы быть правильной, если бы на высотах 70—80 км кислород был диссоциирован.

Из того обстоятельства, что эффективное сечение фотоионизации молекулы кислорода исключительно мало ($\sigma = 10^{-20} - 10^{-21}$ см² [3]), можно сделать предположение, что максимум ионизации земной атмосферы, соответствующий слою D, получается вследствие фотоионизации O. У $\lambda = 1000$ Å начинается интенсивное поглощение света молекулярным азотом (ридберговская последовательность полос, сходящаяся к пределу у $\lambda = 674$ Å). Несколько десятых миллиметра воздуха при нормальных условиях дают полное поглощение. Следовательно, иони-

зировать будет только узкая полоска солнечного спектра $1000 < \lambda < 1018 \text{ \AA}$ (так как $\lambda = 1018 \text{ \AA}$ соответствует потенциалу ионизации молекулы кислорода — 12.2 вольта). Это излучение будет исходить из солнечной фотосферы. Вышеуказанной полоске солнечного спектра шириною в $18 \text{ \AA}$ будет соответствовать поток излучения на солнечной поверхности $\pi F_{\odot} = 460 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$, если температуру излучения фотосферы принять равной 5700° , и $2.5 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$, если температура излучения равна 4800° . Поток на границе земной атмосферы будет равен соответственно 10^{-2} и $5 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ или $5 \cdot 10^8$ и $2.5 \cdot 10^6 \text{ фотон/см}^2 \text{ сек.}$

Оценим теперь число пар ионов, ежесекундно образующихся в столбе единичного сечения, проходящем через весь слой D. Будем исходить из уравнения Чепмена:

$$\frac{dN_e}{dt} = J - \alpha_1 N_e^2,$$

где α_1 — эффективный коэффициент рекомбинации в слое D, $N_e \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Для простоты положим, что величина N_e достигла максимума. Тогда $dN_e/dt = 0$. Для оценки величины α_1 воспользуемся тем фактом, что возмущения в этом слое (например, эффект Дилинджера) „рассасываются“ за время порядка 30 мин. Это время t_1 можно, очевидно, считать „временем эффективной рекомбинации“. Величина t_1 связана с α_1 следующим образом: $t_1 = \frac{1}{\alpha_1 N_e}$, откуда $\alpha_1 \approx 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$, что представляется вполне вероятным (в слое E $\alpha_1 \approx 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$). Отсюда $J = 2.5 \text{ см}^{-3} \text{ сек}^{-1}$.

$$Q = \int J dh \approx JH = 1.5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

(так как H для слоя D — около 6 км).

Мы видим, что полагая температуру излучения Солнца в области $1018 \text{ \AA}$ равной граничной температуре фотосферы (что теоретически вполне обосновано), можно объяснить образование слоя D ионизацией молекулярного кислорода излучением фотосферы.

Что касается объяснения *возмущений* слоя D во время эффекта Дилинджера, то, как мы видели, теория Мартина наталкивается на трудности. Нет никаких оснований считать, что во время солнечных извержений наблюдается „всплеск“ излучения в области $1018 \text{ \AA}$. Эта область солнечного спектра решительно никакими особенностями не обладает. Можно полагать, что во время извержений излучается много энергии в линиях L_β и L_γ . Но длина волны $L_\beta = 1025 \text{ \AA}$, $L_\gamma = 970 \text{ \AA}$. Первая из них обладает слишком малой энергией для ионизации O_2 и, кроме того, будет поглощаться системой полос O_2 . Вторая будет поглощена ридберговской системой полос N_2 .

Существует ли какое-нибудь электромагнитное излучение, способное извне проникнуть в слой D и там ионизировать воздух? Анализ кривой, дающей зависимость коэффициента поглощения воздуха от длины волны (фиг. 4) показывает, что рентгеновские лучи с длиной волны $0.1-1.27 \text{ \AA}$ способны проникать в слой D. Могут ли солнечные извержения быть источником рентгеновского излучения? Недавние исследования Форбуша [37], Нера [38] и др. показали, что во время солнечных извержений интенсивность космических лучей повышается на 18% [38]. Из наблюдений 1946—1948 гг. Форбуш не обнаружил этого эффекта на экваторе. Это может быть объяснено действием магнитного поля Земли (аналогично „широтному эффекту“ в космических лучах). Отсюда Нер пришел к выводу, что энергия первичных корпускул (исходящих от извержения) лежит в пределах $6 \cdot 10^9-10^{10}$ вольт, что, повидимому, несколько ниже, чем в обычных космических лучах (так как „широтный эффект“ космического излучения, исходящего от извержения, более резко выражен, чем в обычных космических лучах). Мы можем теперь найти нижнюю границу потока космических (первичных) лучей, исходящих от солнечных извержений, следующим образом. Согласно Милликену и др. [39] за 1 сек. космическими лучами в единичном столбе земной атмосферы образуется $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек.}^{-1}$ пар ионов, что соответствует потоку космических лучей (на границе земной атмосферы) $3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Следовательно, поток космических лучей от извержений составит 18% от этой величины, т. е. $6 \cdot 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Эта величина является нижней границей потому, что относительно бо́льшая часть обусловленных извержениями космических лучей не дойдет до уровня моря, так как они мягче, чем обычные космические лучи.

Эффект Дилинджера не может быть следствием ионизации слоя D первичными корпускулами или их дочерними продуктами, образующимися в земной атмосфере, так как при этом был бы явно выраженный широтный эффект. Следовательно, остается только допустить, что, проходя через солнечную хромосферу и корону, первичные корпускулы вследствие тормозного излучения порождают жесткие фотоны, которые, попадая в слой D, могут произвести там наблюдаемую ионизацию.

Однако подробная дискуссия этого эффекта выходит далеко за пределы настоящей работы.

Государственный астрономический
институт им. Штернберга

Л и т е р а т у р а

1. Durand and others, Phys. Rev. 71, 827, 1947.
2. Hopfield. Ap. J. 104, 208, 1946.
3. Bates a. Massey. Proc. Roy. Soc. 192, 1, 1947.
4. Я. Л. Альперт. Усп. физ. наук, 36, 1, 1948.

5. И. С. Шкловский. Усп. физ. наук 30, 63, 1946.
6. И. С. Шкловский. А. Ж. 25, 145, 1948.
7. И. С. Шкловский. А. Ж. 22, 81, 1945.
8. Menzel, Aller, Backer. Ap. J. 85, 330, 1937.
9. Baumbach. A. N. 263, 121, 1937.
10. Bates a. Hoyle. Terr. Magn. a. Atm. Electr. 53, 51, 1948.
11. Stueckelberg a. Morse. Phys. Rev. 36, 16, 1930.
12. Фриш. Атомные спектры, 1933.
13. И. С. Шкловский. А. Ж. 22, 249, 1945.
14. Мотт и Месси. Теория атомных столкновений, 1936.
15. И. С. Шкловский. Изв. Крымской астрофиз. обсерв. (в печати).
16. Edlén u. Ericson. Zs. f. Phys. 64, 64, 1930.
17. Unsöld. Zs. f. Ap. 24, 22, 1947.
18. Allen a. Wooley. M. N. 108, 292, 1948.
19. Э. Р. Мустель. Дополнение к русскому переводу Унзоляда «Физика звездных атмосфер», 1948.
20. Menzel a. Cillié. Harv. Circ. № 410, 1935.
21. Sander. Nature 159, 506, 1947.
22. В. Л. Гинзбург. Усп. физ. наук 31, 26, 1947.
23. Bates. M. N. 106, 432, 1947.
24. Compton a. Allison. X-Rays in Theory and Experiment, 1935.
25. И. А. Хвостиков. Усп. физ. наук 33, 570, 1947.
26. Waldmeier. Terr. Magn. a. Atm. Electr. 52, 1947.
27. Waldmeier. Astr. Mitteilungen d. Eidgenoss. Sternwarte Zürich № 153, 1948.
28. Giovanelli. Terr. Magn. a. Atm. Electr., 44, 181, 1939.
29. Wulf a. Demming. Terr. Magn. a. Atm. Electr. 43, 283, 1938.
30. Chapman a. Bartels. Geomagnetism, 1940.
31. Martyn. Nature 140, 603, 1937.
32. Chapman a. Prays. Rep. Progr. of Phys. 3, 61, 1937.
33. Majumdar Ind Journ. of Phys. 12, 75, 1938.
34. Whipple. Rev. Mod. Phys. 15, 246, 1943.
35. В. Г. Фесенков. Метеорная материя в межпланетном пространстве, 1947.
36. Chapman. Proc. Roy. Soc. A 132, 353, 1931.
37. Forbush. Phys. Rev. 70, 771, 1946.
38. Neher. Rev. Mod. Phys. 20, 1, 350, 1948.
39. Millican a. others. Phys. Rev. 44, 246, 1933.
40. Allen. Terr. Magn. a. Atm. Electr. 53, 433, 1948.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН
СОЛНЦА И ЛУНЫ

Е. Е. Никонова

Фотоэлектрические звездные величины Солнца и Луны, определенные в настоящей работе, привязаны к фотоэлектрическим звездным величинам ярких звезд. Для получения величин звезд применялся новый метод учета атмосферного поглощения, дающий возможность построения фундаментальных каталогов звездных величин. Наблюдения велись на корональном электрофотометре с сурьмяно-цезиевым фотоэлементом. Для осуществления градации света при привязках Солнца к Луне и Луны к звездам применялся баритовый рассеивающий экран. Звездная величина Луны была определена из непосредственной привязки к звездам. Звездная величина Солнца определялась двумя способами: сопоставлением ночных наблюдений Луны с наблюдениями Солнца и из одновременных наблюдений Солнца и Луны днем. Оба метода дали хорошо согласующиеся результаты. Получены фотоэлектрические звездные величины: для Солнца $m_{\text{pec}\odot} = -26^m.14$; для Луны $m_{\text{pec}\zeta} = -11^m.98$. Приведение этих значений к шкале международных фотовизуальных величин дает $m_{\text{pv}\odot} = -26^m.69$ и $m_{\text{pv}\zeta} = -12^m.67$ соответственно.

На основании этих данных абсолютная фотовизуальная величина Солнца равна $M_{\odot} = +4^m.88$.

ВВЕДЕНИЕ

Абсолютная звездная величина Солнца, определяемая через его видимую звездную величину, является одной из основных постоянных астрофотометрии, на которой основывается вся шкала звездных светимостей. Очевидно, что точное определение этой постоянной весьма существенно; поэтому многие авторы производили определения звездной величины Солнца самыми различными способами. Из более старых определений, представляющих ценность и в настоящее время, нужно отметить четыре визуальных определения, произведенных Целльнером [1], Фабри [2], Пиккерингом [3] и Цераским [4], и два фотографических определения, выполненные Кингом [5] и Бирком [6]. К более поздним работам относятся радиометрическое определение Петгита [7]

и фотоэлектрические определения Ружье [8, 9] и Колдера [10]. Общий обзор работ по определению звездных величин Солнца и Луны, их обсуждение и приведение всех определений к одной шкале были произведены сначала Ресселом [11], а позднее Кейпером [12], который привел все полученные ранее результаты к международной фото-визуальной системе.

Нужно отметить, что приведение всех наблюдений к одной системе представляет большие трудности. Действительно, различие употреблявшихся методов и инструментов оставляет некоторую неуверенность в привязках, происходящую часто из-за отсутствия необходимых данных для вычисления подобных редуций. Принимая во внимание еще и трудности, связанные с сравнением объектов столь различной яркости, можно считать, что полученные результаты сходятся между собой удовлетворительно. Величина Солнца в международной фото-визуальной системе, выведенная Кейпером по всем наблюдениям, оказалась равной $-26^m.84 \pm 0^m.04$. Однако наиболее современные фотоэлектрические определения Колдера дали значение, настолько отличное от полученного другими авторами, что оно даже не было использовано Кейпером при выводе приведенного выше среднего значения. Тем не менее, несомненно, что новейшие методы, такие, как фотоэлектрический, должны дать более точное значение этих величин, если необходимая градация в 27 звездных величин и учет атмосферного поглощения будут произведены с нужной для фотоэлектрических наблюдений точностью.

Не останавливаясь здесь на обсуждении всех произведенных ранее работ, мы рассмотрим лишь результаты фотоэлектрических определений как наиболее современных.

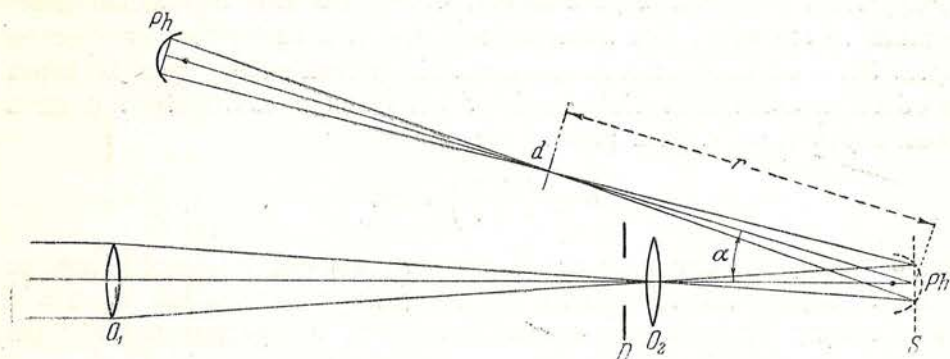
Работы Ружье, основанные на значительном материале, дают фотоэлектрическое определение разности звездных величин Солнца и Луны [9], а также надежно определенную кривую изменения интегральной звездной величины Луны в зависимости от фазы [8]. В первой из этих работ для получения нужной градации Ружье применил два последовательно расположенных микрообъектива, что давало ослабление на $14^m.87 \pm 0^m.01$. Постоянная ослабления была рассчитана по оптическим параметрам системы, а поглощение в объективах определялось экспериментально, при помощи искусственного источника света. При измерениях Ружье использовал калиевый фотоэлемент и усилитель постоянного тока; учет атмосферного поглощения производился методом построения линий Бугэ. Результаты, полученные Ружье, кажутся весьма надежными, но, к сожалению, его наблюдения не содержат привязки к звездам. Другими недостатками работы Ружье являются несколько различные условия засветки фотоэлемента со включенным градационным приспособлением и без него, а также недостаточно точный учет атмосферного поглощения при применении метода Бугэ.

Колдер [10] сравнивал Солнце и Луну с яркими звездами при помощи звездного фотометра с калиевым гидрированным фотоэлементом Кунца. В качестве фотометрического стандарта была использована шестивольтовая автомобильная лампа, которую можно было передвигать в пределах 150 метров для того, чтобы иметь возможность сравнивать все объекты наблюдения с одним и тем же стандартом. При наблюдениях звезд стандарт дополнительно ослаблялся вращающимся сектором в сочетании с объективной диафрагмой, ослаблявшей в равной мере различные зоны объектива. Таким образом, достигалось общее ослабление стандарта на 17.31 звездной величины. Однако перемещение стандарта требовало соответственной перефокусировки оптики питающей системы, что вызывает опасения за постоянство условий освещения фотоэлемента. Для ослабления света Солнца Колдер также применял вращающийся сектор в комбинации с диафрагмированием объектива. Это давало ослабление на $10^m.23$ и позволяло сравнивать Солнце с лампой на расстоянии 136.4 см. Учет атмосферного поглощения производился, как и у Ружье, по методу построения линий Бугэ, причем наблюдения, как правило, производились лишь по одну сторону от меридиана. Такой учет атмосферного поглощения, при наличии незначительного числа наблюдений, не может обеспечить необходимой точности результата. Как мы уже сказали, звездная величина Солнца, полученная Колдером ($-26^m.22$ в международной фотовизуальной системе) [12], значительно ниже обычно принимаемого значения, в то время как определенная им звездная величина Луны хорошо согласуется с данными других авторов.

Таким образом, поскольку Ружье определял только разность звездных величин Солнца и Луны, а Колдер получил результат, резко отличный от результатов других авторов, возникает необходимость нового фундаментального определения звездной величины Солнца. Настоящая работа и ставит своей целью фотоэлектрическое определение этой постоянной, а также звездной величины Луны, в одной системе с величинами ярких звезд. В связи с этим, нами был поставлен опыт построения каталога фотоэлектрических величин звезд, при применении усовершенствованного метода учета атмосферного поглощения. Работа была разбита на два основных этапа: 1) определение разности звездных величин Солнца и Луны и 2) определение звездной величины Луны по отношению к системе ярких звезд. При таком методе сравнения можно было ограничиться получением градации света порядка лишь 14 звездных величин. Нужно отметить, что определение разности звездных величин Солнца и Луны без внесения систематических ошибок за счет учета атмосферного поглощения является одной из основных трудностей поставленной задачи. Кроме того, необходимо было осуществить надежную редукцию наблюдений к системе международных фотовизуальных величин.

АППАРАТУРА

Прежде чем говорить о конструкции прибора, предназначенного для измерения как очень больших, так и очень малых освещенностей, отметим, что выбор метода градации играет здесь весьма существенную роль. Нам кажется, что использование одного метода градации наиболее целесообразно, так как это упрощает конструкцию прибора, и, кроме того, последовательное ослабление несколькими приемами требует большего числа вспомогательных исследований и этим увеличивает опасность внесения систематических ошибок. Существенна также и возможно большая нейтральность ослабления.



Фиг. 1. Оптическая схема электрофотометра

Весьма подходящим ослабителем для нашей цели является комбинация рассеивающего баритового экрана с малой градационной диафрагмой, выделяющей лишь незначительную часть из всего рассеянного экраном светового потока. Подобная комбинация дает возможность получить градацию сразу на 14 величин; при этом фактор ослабления может быть определен с необходимой точностью. Таким образом полученный от Луны световой поток, после отражения от рассеивающего экрана и прохождения через градационную диафрагму, будет сравним со световым потоком от звезд, а световой поток от Солнца, после его градации, будет того же порядка, что и поток от Луны.

Указанный метод градации был применен в корональном электрофотометре, использованном нами в настоящей работе. Прибор был сконструирован и изготовлен в 1939 г. в Астрономическом институте АН СССР для наблюдения затмения 1941 г. Подробное описание электрофотометра было уже опубликовано [13]; здесь мы отметим только, что для настоящей работы объектив с отверстием в 44 мм был заменен нами более длиннофокусным объективом диаметром 60 мм, с соответствующей заменой линзы Фабри.

Напомним оптическую схему электрофотометра (фиг. 1). Объектив O_1 диаметром 60 мм и светосилой 1/10 дает в фокальной плоскости изображение участка неба с фотометрируемым объектом, ограниченное диафрагмой D , диаметр которой немного больше диаметра изобра-

жения Солнца. Ахроматическая линза O_2 (линза Фабри) проектирует изображение объектива O_1 на слой фотоэлемента Ph . Таким образом, слой фотоэлемента помещается в выходном зрачке рассматриваемой оптической системы; в этом случае освещенность на фотоэлементе зависит лишь от величины светового потока, проходящего через диафрагму D . Для градации светового потока при наблюдениях Солнца и сравнениях Луны со звездами на место фотоэлемента Ph ставится рассеивающий баритовый экран S , а фотоэлемент переносится за сменную градационную диафрагму d , которая расположена на расстоянии, соответствующем нужному ослаблению. Фотоэлемент помещается за диафрагмой d на таком расстоянии, чтобы и в этом положении освещалась та же часть его поверхности, что и в основном оптическом пути. Этим обеспечиваются одинаковые условия работы фотоэлемента в обоих положениях. Коэффициент ослабления светового потока в рассматриваемом случае равен [13]:

$$n = \frac{1}{\delta} \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \sec \alpha,$$

где δ — коэффициент рассеянной яркости экрана, r — расстояние от центра экрана до диафрагмы d , ρ — радиус диафрагмы d , а α — угол между оптическими осями фотометра и приспособления для ослабления света. Значение коэффициента ослабления для нашего прибора было определено в свое время [13]. Однако сравнение баритового экрана с экраном-эталонном, произведенное в фотометрической лаборатории Всесоюзного института метрологии после окончания работы, показало, что коэффициент рассеянной яркости рабочего экрана уменьшился со времени его исследования в 1942 г. на 2%. Это дает поправку для коэффициента ослабления $+0.003$.

В табл. 1 приведены исправленные коэффициенты ослабления для двух диафрагм, употреблявшихся в настоящей работе. При подсчете этих коэффициентов было принято, что для употреблявшегося в данной работе сурьмяно-цезиевого фотоэлемента, в сочетании с солнечным излучением, $\lambda_{эфф} = 0.44 \mu$. Специально проведенными исследованиями была определена зависимость коэффициента ослабления от $\lambda_{эфф}$ [13].

Таблица 1

Диаметр градационной диафрагмы	Коэффициент ослабления	Ослабление
0.820 ± 0.001 мм	$5.80 \cdot 10^5$	14.41 ± 0.02
2.363 ± 0.001 »	$6.97 \cdot 10^4$	12.11 ± 0.02

Таким образом, световой поток от Солнца ослаблялся на 14.41 , а поток от Луны — на 12.11 .

Употреблявшийся нами газополный сурьмяно-цезиевый фотоэлемент,

изготовленный вакуумной лабораторией Ленинградского института киноинженеров, имел чувствительность 200 $\mu\text{A}/\text{люмен}$ для цветовой температуры в 2800°. Напряжение на фотоэлементе бралось равным либо 50, либо 75 вольтам, в зависимости от яркости объекта. Измерение фототока производилось после его предварительного усиления, для чего был использован усилитель постоянного тока по схеме Дю-Бриджа — Броуна, уже описанный нами в статье о наблюдении солнечного затмения 1945 г. [14]. Однако в употреблявшейся здесь схеме значения некоторых сопротивлений были изменены вследствие того, что в настоящей работе вместо гальванометра, использованного нами на затмении, применялся более чувствительный, но менее короткопериодный, зеркальный гальванометр Физического института ЛГУ типа ΦVI с токовой чувствительностью $6 \cdot 10^{-10}$ А/дел. Токовая чувствительность усилителя могла меняться за счет включения двух различных входных сопротивлений. Так, при включении сопротивления $7.5 \cdot 10^{10}$ Ω , можно было наблюдать Луну после градации и звезды, а при входном сопротивлении $1.0 \cdot 10^5$ Ω велись непосредственные наблюдения Луны и наблюдения Солнца после градации. Таким образом, меняя токовую чувствительность усилителя, мы получали дополнительную градацию около 12 звездных величин; при этом все наблюдения велись на линейной части характеристики усилителя при одном порядке его вольтовой чувствительности.

Контроль фотометрической чувствительности всей установки осуществлялся двумя световыми стандартами: обычным ламповым стандартом и стандартом из радиоактивной самосветящейся краски (люминофором постоянного действия). Люминофор постоянного действия употреблялся для звездных освещенностей (при сравнении Луны со звездами), а ламповый стандарт применялся для больших освещенностей (при сравнении светового потока Солнца, отраженного от экрана, с Луной, наблюдавшейся непосредственно). Ламповым стандартом служила 2.5-вольтовая лампа, накал которой поддерживался постоянным при помощи прецизионного вольтметра. Оба фотометрические стандарта засвечивали ту же часть поверхности фотоэлемента, что и наблюдаемый объект. Конструкция узла с фотометрическим стандартом [15] позволяла быструю замену одного стандарта другим. Таким образом, сравнения Луны можно было производить поочередно, то с одним, то с другим стандартом, переходя при этом от непосредственных наблюдений к наблюдениям с градацией.

УЧЕТ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

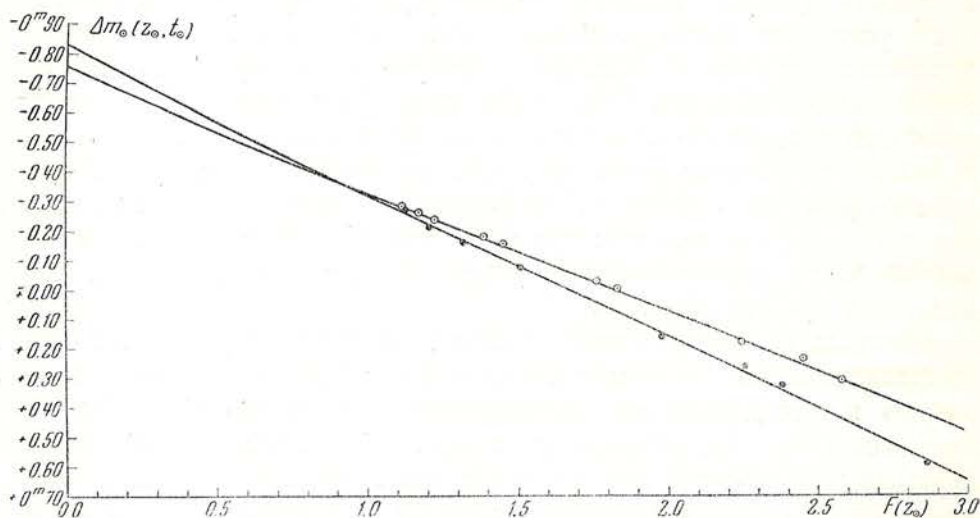
Как уже упоминалось, учет атмосферного поглощения особо существенен для поставленной здесь задачи ввиду того, что сравниваемые объекты: Солнце, с одной стороны, Луна и звезды, с другой, как правило, не наблюдаются одновременно.

Обычно при учете атмосферного поглощения пользуются методом Бугэ; изложим кратко сущность этого метода.

Допустим, что атмосферная прозрачность остается постоянной в течение всей ночи наблюдения. Тогда для каждого момента наблюдения t мы будем иметь уравнение, связывающее неизвестную нам внеатмосферную величину светила m_0 с наблюдаемым ее значением $m(z, t)$:

$$m(z, t) = m_0 + \alpha F(z), \quad (1)$$

где α — неизвестное значение ослабления светового потока светила, находящегося в зените, выраженное в звездных величинах (в дальней-



Фиг. 2. Прямые Бугэ по наблюдениям Солнца 2 августа 1946 г. (кружки — наблюдения до меридиана, точки — наблюдения после меридиана)

шем мы будем его называть фактором ослабления), а $F(z)$ есть воздушная масса, соответствующая зенитному расстоянию z . Наблюдая звезду на различных зенитных расстояниях, мы будем иметь систему уравнений вида (1), которая и будет определять линию Бугэ. Решение этой системы условных уравнений даст нам искомые значения m_0 и α , которые в данном случае будут истинными значениями внеатмосферной величины светила и фактора ослабления света в атмосфере соответственно.

Однако в огромном большинстве случаев прозрачность атмосферы не постоянна. Вопрос о применимости метода Бугэ для этого случая был рассмотрен В. Б. Никоновым. Он показал, что при линейных изменениях фактора ослабления со временем ряды наблюдений до и после меридиана дадут нам две практически прямые линии Бугэ (как это видно на примере фиг. 2, где приведены типичные наблю-

дения Солнца до и после меридиана). Эти прямые, в пределах точности наблюдений, могут быть представлены уравнениями вида:

$$\begin{aligned} m(z, t) &= A + BF(z), \\ m(z, t) &= A_1 + B_1 F(z). \end{aligned} \quad (2)$$

Но здесь A и B , A_1 и B_1 уже не дают истинного значения m_0 и какого-либо среднего значения α для соответствующей линии Бугэ. В рассматриваемом случае значение внеатмосферной величины звезды m_0 и фактора ослабления α будут равны среднему арифметическому из значений A и A_1 , B и B_1 соответственно.

Действительно, в этом случае имеем

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1(t),$$

где t для простоты отсчитывается от момента прохождения светила через меридиан. Таким образом, для одного и того же значения z , но по разные стороны от меридиана будем иметь

$$\begin{aligned} m(z, t) &= m_0 + \alpha_0 F(z) + \alpha_1 t F(z), \\ m(z, -t) &= m_0 + \alpha_0 F(z) - \alpha_1 t F(z), \end{aligned}$$

откуда

$$\frac{1}{2} \{m(z, t) + m(z, -t)\} = m_0 + \alpha_0 F(z). \quad (3)$$

Беря полусумму уравнений (2) для моментов t и $-t$, а следовательно, для равных z и сопоставляя ее с уравнением (3), получим

$$m_0 = \frac{A + A_1}{2} \quad \text{и} \quad \alpha_0 = \frac{B + B_1}{2}. \quad (4)$$

При нелинейных, но монотонных изменениях α со временем, приведенные выражения (4) будут давать лишь некоторое приближение к искомым величинам.

Отсюда видим, что применение метода Бугэ всегда оставляет некоторую неуверенность в получаемых значениях внеатмосферных величин m_0 , поэтому использование его неизбежно лишь в том случае, когда мы можем наблюдать только одно светило (как, например, в случае Солнца); во всех же других случаях применение этого метода является крайне нежелательным.

В настоящей работе для учета атмосферного поглощения мы воспользовались методом, предложенным В. Б. Никоновым и применявшимся им при построении фундаментального каталога фотоэлектрических цветовых эквивалентов звезд типа В8—В9 [16]. Этот метод был обобщен нами на случай применения его для определения внеатмосферных звездных величин светил. Идея способа состоит в определении хода прозрачности атмосферы для каждой ночи по приближенной внеатмосферной величине стандартной звезды. Полученные таким

способом приближенные значения фактора ослабления света позволяют определить предварительные внеатмосферные звездные величины всех наблюдаемых объектов; затем все эти величины уточняются на основании повторных наблюдений. Рассмотрим этот метод более подробно.

Выберем стандартную звезду, хотя бы из списка звезд, предположенных для наблюдения, и будем наблюдать ее каждую ночь четыре или пять раз, равномерно распределяя наблюдения по времени. Если обозначить отклонение гальванометра при измерении фотометрического стандарта и объекта через n_s и $n_*(z, t)$ соответственно, то при имеющей у нас место пропорциональности между световым потоком и отклонением гальванометра наблюдаемая разность $\Delta m(z, t)$ между звездой и фотометрическим стандартом, выраженная в звездных величинах, будет

$$\Delta m(z, t) = -2.5 \log \frac{n_*(z, t)}{n_s},$$

где z и t — зенитное расстояние звезды и время ее наблюдения.

При этом очевидно, что отношение отбросов гальванометра для звезды и стандарта, отнесенное к одному моменту времени, не будет зависеть от чувствительности установки.

В последующем изложении метода учета атмосферного поглощения разность звездных величин звезды и фотометрического стандарта для краткости мы будем называть просто величиной звезды.

Итак, в каждый момент наблюдения t связь между внеатмосферной и наблюдаемой величинами звезды выразится уравнением

$$\Delta m(z, t) = \Delta m_0 + \alpha(t, C) F(z), \quad (5)$$

где Δm_0 есть внеатмосферная величина звезды, $\alpha(t, C)$ — фактор ослабления, зависящий от момента наблюдения и цвета звезды, а $F(z)$ — воздушная масса, на которой находилась звезда в момент ее наблюдения. Определив по методу Бугэ предварительное значение внеатмосферной величины стандартной звезды $\Delta m_0'$, мы можем найти предварительное значение фактора ослабления $\alpha'(t, C)$ для каждого момента наблюдения t :

$$\alpha'(t, C) = \frac{\Delta m(z, t) - \Delta m_0'}{F(z)},$$

и построив график зависимости $\alpha'(t, C)$ от времени, будем иметь изменение атмосферного поглощения за данную ночь для звезды такого же цвета, как наша стандартная. Чтобы получить значение фактора ослабления в любой момент ночи для любой звезды, необходимо знать его изменение в зависимости от цвета, которое мы обозначим через $\gamma = d\alpha/dC$. Со всей необходимой точностью можно считать, что γ постоянно, но так как оно нам неизвестно, то для него мы также примем предварительное значение, которое обозначим через γ' . Для получения γ' можно пронаблюдать до и после меридиана несколько

звезд различных спектральных классов, выбрав для этого ночь с хорошей стабильной прозрачностью. Определив, затем, для каждой из звезд предварительный фактор ослабления по методу Бугэ, легко получим приближенное значение $\gamma' = d\alpha'/dC$. Однако ввиду малости γ можно просто положить предварительное его значение равным нулю.

Таким образом, определив предварительный фактор ослабления для момента наблюдения данной звезды по кривой изменения прозрачности, полученной по наблюдениям стандартной звезды, и исправив его за разность в цвете обеих звезд, мы вынесем за атмосферу наблюденную нами звезду по формуле:

$$\Delta m'_{0*} = \Delta m_*(z_*, t_*) - \{\alpha'(t_*, C) + \gamma'(C_* - C)\} F(z_*), \quad (6)$$

где $\alpha'(t_*, C)$ есть приближенное значение фактора ослабления для стандартной звезды, проинтерполированное на момент наблюдения звезды, выносимой за атмосферу (t_*), а $\gamma'(C_* - C)$ — поправка этого фактора ослабления за различие в цвете обеих звезд. Здесь через C_* мы обозначили цвет наблюденной звезды, а C соответствует цвету стандартной звезды.

Внеатмосферная величина звезды $\Delta m'_{0*}$, определенная по формуле (6), будет несколько отличаться от истинного своего значения Δm_{0*} из-за неточности предварительного значения внеатмосферной величины стандартной звезды, что повлечет за собой ошибку, которую легко найти из выражения для $\alpha'(t, C)$. Действительно:

$$\alpha'(t, C) = \frac{\Delta m(z, t) - \Delta m'_0}{F(z)} = \frac{\Delta m(z, t) - \Delta m_0}{F(z)} + \frac{\delta m_0}{F(z)} = \alpha(t, C) - \delta\alpha,$$

где через δm_0 мы обозначили неизвестную нам разность между истинной и предварительной внеатмосферной величинами стандартной звезды. Отсюда выражение для ошибки в $\alpha'(t, C)$ будет

$$\delta\alpha = -\frac{\delta m_0}{F(z)}. \quad (7)$$

Кроме того, мы пользовались приближенным значением

$$\gamma' = \gamma - \delta\gamma. \quad (8)$$

Принимая во внимание (7) и (8), перепишем формулу (6) в развернутом виде:

$$\begin{aligned} \Delta m'_{0*} = \Delta m_*(z_*, t_*) - [\alpha(t_*, C) + \gamma(C_* - C)] F(z_*) - \\ - \frac{F(z_*)}{F(z)} \delta m_0 - (C_* - C) F(z_*) \delta\gamma. \end{aligned} \quad (9)$$

После введения обозначения $\frac{F(z_*)}{F(z)} = \eta$ (где $F(z)$ — масса воздуха, на которой находилась стандартная звезда в момент наблюдения програм-

мной) и замены первых двух членов их смысловым значением, формула (9) примет окончательный вид:

$$\Delta m'_{0*} = \Delta m_{0*} - \eta \delta m_0 - (C_* - C) F(z_*) \delta \gamma. \quad (10)$$

Так как это выражение не зависит от прозрачности атмосферы, то из каждых двух наблюдений одной и той же звезды, выполненных хотя бы и в разные ночи, мы можем получить условное уравнение для определения поправок δm_0 и $\delta \gamma$:

$$\Delta m'_{0*1} - \Delta m'_{0*2} = (\eta_2 - \eta_1) \delta m_0 + (C_* - C) [F(z_{*2}) - F(z_{*1})] \delta \gamma. \quad (11)$$

Обычно каждая программная звезда наблюдается, по крайней мере, два раза, поэтому нет необходимости вести специальные наблюдения для определения поправок δm_0 и $\delta \gamma$; всегда можно набрать достаточное число уравнений вида (11) и, решив их способом наименьших квадратов, определить искомые поправки.

Как видно из уравнения (11), для наилучшего определения этих поправок необходимо составлять программу наблюдений таким образом, чтобы повторные наблюдения звезд существенно отличались от первых наблюдений как по значению воздушной массы, так и по величине η .

Определение внеатмосферной звездной величины практически сводится к следующему. Получив для достаточного числа звезд наблюденные значения $\Delta m_*(z_*, t_*)$, находим их предварительные внеатмосферные величины $\Delta m'_{0*}$ по формуле (6); затем, определив поправки δm_0 и $\delta \gamma$ из повторных наблюдений звезд, находим истинные значения Δm_{0*} по формуле (10).

На этом заканчивается процесс получения внеатмосферной величины звезды. Помня, что Δm_{0*} в сущности являются внеатмосферными разностями звездных величин звезды и фотометрического стандарта, мы должны добавить, что для получения самих внеатмосферных величин звезд необходимо определить звездную величину радиоактивного фотометрического стандарта (люминофора постоянного действия). К этому вопросу мы вернемся в свое время.

НАБЛЮДЕНИЯ И ИХ ТЕХНИКА

Наблюдения производились в течение июля и августа 1946 г. на Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в Симеизе. В этот период было очень много ясных ночей, однако днем часто образовывались кучевые облака, поэтому лишь половина наблюдений Солнца дала полные ряды (до и после меридиана), пригодные для определения внеатмосферной величины Солнца по методу построения линий Бугэ. В начале наблюдательных работ был проведен ряд вспомогательных цветовых наблюдений, затем в безлунный период определялись вели-

чины звезд и, наконец, программа наблюдений была расширена наблюдениями Луны и Солнца. Дополнительно была определена разность звездных величин Солнца и Луны из одновременных наблюдений этих светил днем. Работа была выполнена всего за полтора месяца, что имеет свое преимущество в смысле сохранения постоянства системы фотометра.

Техника наблюдений была следующая: после наводки на звезду брались три отсчета фотометрического стандарта, затем открывался затвор и производилось шесть отсчетов на звезде методом введения и выведения ее из поля зрения. Такой метод обеспечивал быстрое исключение влияния фона неба, иногда весьма значительного при наблюдениях в период, близкий к полнолунию. После отсчетов на звезде затвор закрывался, и измерение заканчивалось тремя отсчетами на фотометрическом стандарте. Беря среднее из всех шести отсчетов фотометрического стандарта, мы получали значение, относящееся к среднему моменту наблюдения звезды. Стандарт всегда наблюдался при той же чувствительности, что и звезда.

Наблюдения Луны в первом каскаде ослабления отличались от наблюдений звезд лишь положением коробки фотоэлемента, перемещавшейся в положение наблюдения с градацией. В остальном наблюдения производились так же, как и наблюдения звезд.

В случае непосредственного измерения светового потока от Луны, без отражения от экрана, люминофор заменялся ламповым стандартом, и поворотом переключателя сменялось входное сопротивление. Как правило, наблюдения Луны без градации сопровождалась наблюдениями Луны с градацией.

Солнце наблюдалось с фотометром в положении „наблюдение с градацией“ с тем же входным сопротивлением и фотометрическим стандартом, что и Луна без градации.

Таким образом, градация световых потоков при сравнении Луны с Солнцем и звезд с Луной отличается лишь за счет различия в употреблявшихся градационных диафрагмах d (фиг. 1, табл. 1).

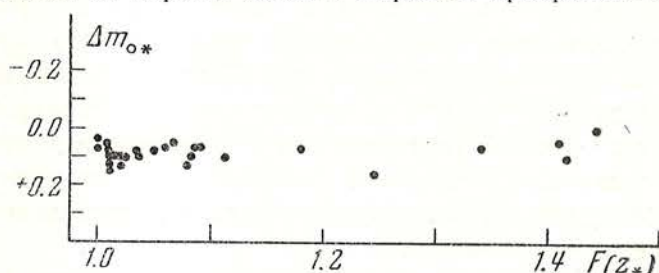
Переход от одного положения коробки фотоэлемента к другому, смена стандартов и входного сопротивления занимали не более двух-трех минут.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН ЗВЕЗД

Поскольку корональный электрофотометр предназначался, в основном, для измерения светимости короны, возможность откачки воздуха из коробки фотоэлемента не была предусмотрена. Это обстоятельство являлось причиной повышенного значения флуктуаций входного напряжения усилителя и не позволило нам достигнуть нормальной чувствительности обычного звездного электрофотометра. Вследствие этого мы были вынуждены ограничить свой спи-

сок лишь яркими звездами. Всего нами было выбрано 14 распределенных по всему небу звезд различных спектральных типов. В качестве стандартной звезды была принята α Aql. Предварительное внеатмосферное значение разности между величиной α Aql и радиоактивным фотометрическим стандартом определялось по методу Бугэ из наблюдений 31 июля и 4 августа. В результате было получено значение $\Delta m'_0 = -0^m.40$.

Хотя, как уже было сказано выше, можно было положить в первом приближении $\gamma' = 0$, мы все же определяли эту величину в течение одной из первых ночей с хорошей прозрачностью. Для установления



Фиг. 3. Значения Δm_{0*} для наблюдений η UMa, выполненных на различных массах воздуха

зависимости фактора ослабления от цвета звезды нам совершенно достаточно было воспользоваться фотоэлектрическими цветовыми эквивалентами Беккера [17] и не было никакой необходимости определять их неза-

висимо в какой-либо другой цветовой системе. Таким образом, наблюдая до и после меридиана четыре звезды различных спектральных классов: α Boo (gK0), η UMa (B3ns), α Cyg (cA3) и α Aql (A2n), мы определили для каждой из них по методу Бугэ соответствующие факторы ослабления α . Сопоставление полученных значений α с цветами C этих звезд по Беккеру дало нам для γ' значение, равное 0.14 (относящееся, естественно, к данной цветовой системе). В каталоге Беккера имеются также цветовые эквиваленты всех остальных звезд нашей программы.

Итак, имея приближенную величину $\Delta m'_0$ для нашей стандартной звезды и значение γ' для внесения предварительной поправки за разность между цветами наблюдаемой и стандартной звезды, мы имеем все данные для того, чтобы определить $\Delta m'_{0*}$ для любой из наблюдаемых звезд.

Повторные наблюдения звезд дали нам возможность составить систему из 78 условных уравнений вида (11) для определения поправок δm_0 и $\delta \gamma$, которые оказались равными $+0^m.13 \pm 0^m.02$ и $-0.03 \pm \pm 0.03$ соответственно. Таким образом, для окончательного определения разности звездных величин звезды и фотометрического стандарта, уравнение (10) имело вид:

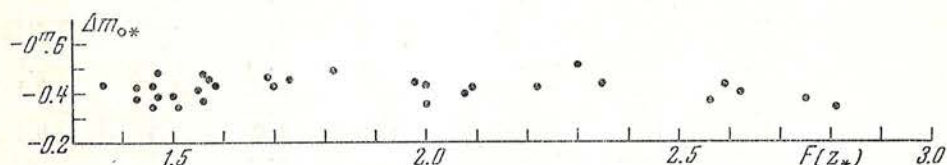
$$\Delta m_{0*} = \Delta m'_{0*} - 0.03 (C_* - C) F(z_*) + 0^m.13 \gamma. \quad (12)$$

Очевидно, что все поправки за различие между цветами наблюдаемой и стандартной звезд должны были производиться на основании цветовых эквивалентов Беккера.

Представление о точности наблюдений дает табл. 2, где приведены наблюдения η UMa, характерные очень большими изменениями в $F(z_*)$ и η , и наблюдения α Cyg с мало меняющимися $F(z_*)$.

Несмотря на то, что звезды наблюдались на самых различных зенитных расстояниях, полученные нами внеатмосферные величины звезд не имеют никакого хода в зависимости от $F(z_*)$. На фиг. 3 и 4 результаты наблюдений η UMa и α Cyg сопоставлены с соответствующими им значениями $F(z_*)$.

Как упоминалось выше, для перехода от разностей Δm_{0*} к самим фотоэлектрическим звездным величинам m_{pe} , нам необходимо определить звездную величину радиоактивного фотометрического стандарта, что равносильно установлению нуля-пункта шкалы наших звездных величин. Этот



Фиг. 4. Значения Δm_{0*} для наблюдений α Cyg, выполненных на различных массах воздуха

нуль-пункт мы определим, исходя из требования, чтобы фотоэлектрические и фотовизуальные величины совпадали для звезд спектрального класса A0. Выведем сначала соотношение, позволяющее перейти от полученных нами фотоэлектрических разностей звездных величин между звездами и стандартом Δm_{0*} прямо к величинам звезд в международной фотовизуальной системе, которые обозначим m_{pv} .

Как показывает графическое сопоставление разности $m_{pv} - \Delta m_{0*}$ с цветовыми эквивалентами, это соотношение может быть представлено в виде:

$$m_{pv} - \Delta m_{0*} = a + bC + cC^2$$

или

$$m_{pv} = \Delta m_{0*} + a + bC + cC^2, \quad (13)$$

где C — цветовой эквивалент звезды в какой-либо системе, к которой будут относиться также и коэффициенты данного уравнения. Выбор той или иной цветовой системы может быть достаточно произвольным. Желательно лишь, чтобы в области спектральной чувствительности применяемой системы индивидуальное распределение энергии рассматриваемых звезд как можно меньше отклонялось от среднего распределения энергии для соответствующего им спектрального класса. Такому условию достаточно хорошо удовлетворяют цветовые эквиваленты Беккера, которые мы положили в основу при проведении цветовых редукций в настоящей работе. Что касается m_{pv} , то мы воспользовались визуальными величинами Циннера [18], приведенными к

η UMa				α Cyg			
Дата	$F(z_*)$	η	Δm_{0*}	Дата	$F(z_*)$	η	Δm_{0*}
1946				1946			
VII 19	1.56	1.23	$+0^m.48$	VII 19	1.08	0.84	$+0^m.13$
21	1.50	1.16	$+0.39$	21	1.01	0.82	$+0.12$
22	1.51	1.18	$+0.35$	22	1.01	0.82	$+0.10$
24	1.46	1.20	$+0.44$	24	1.01	0.83	$+0.09$
	2.08	1.69	$+0.40$	27	1.07	0.84	$+0.05$
27	1.43	1.09	$+0.39$		1.05	0.70	$+0.08$
	2.35	1.87	$+0.44$	29	1.01	0.76	$+0.05$
29	1.47	1.13	$+0.49$	31	1.03	0.66	$+0.09$
	1.57	1.25	$+0.46$	VIII 1	1.04	0.72	$+0.10$
	1.82	1.48	$+0.50$	4	1.00	0.78	$+0.07$
	1.98	1.61	$+0.45$	5	1.11	0.62	$+0.10$
	2.57	2.00	$+0.37$	7	1.01	0.82	$+0.12$
31	1.36	1.00	$+0.44$	8	1.01	0.82	$+0.08$
	1.43	1.09	$+0.43$	10	1.01	0.76	$+0.15$
	1.58	1.25	$+0.44$	11	1.02	0.74	$+0.10$
	1.69	1.37	$+0.47$	13	1.02	0.74	$+0.13$
	2.00	1.62	$+0.43$		1.09	0.65	$+0.06$
	2.30	1.84	$+0.52$	14	1.06	0.68	$+0.07$
	2.59	2.02	$+0.43$	15	1.03	0.72	$+0.08$
	2.75	2.11	$+0.37$	16	1.24	0.50	$+0.16$
VIII 1	1.46	1.13	$+0.35$		1.42	0.35	$+0.10$
	1.55	1.22	$+0.41$	17	1.03	0.73	$+0.10$
	1.70	1.37	$+0.44$		1.41	0.36	$+0.04$
	2.00	1.62	$+0.35$	18	1.08	0.66	$+0.08$
	2.22	1.78	$+0.43$		1.44	0.34	-0.01
	2.62	2.09	$+0.40$	24	1.00	0.80	$+0.03$
	2.81	2.14	$+0.34$		1.18	0.56	$+0.08$
4	1.47	1.14	$+0.39$		1.34	0.60	$+0.07$
	1.56	1.24	$+0.37$				
	1.73	1.40	$+0.46$				
	2.08	1.69	$+0.42$				

Средняя ошибка одного наблюдения $\pm 0^m.05$ Средняя ошибка одного наблюдения $\pm 0^m.04$

международной фотовизуальной системе по соответствующей таблице, данной Кейпером [19].

Составляя уравнения вида (13) для каждой звезды нашей программы и решив получившуюся систему условных уравнений способом наименьших квадратов, мы определили коэффициенты a , b и c . Ниже дается полученное этим путем соотношение для приведения наблюдаемых нами разностей Δm_{0*} к звездным величинам в международной фотовизуальной системе:

$$m_{pv} = \Delta m_{0*} + 1^m.12 - 1.80C + 0.84C^2. \quad (14)$$

Средняя ошибка представления этим уравнением равна $\pm 0^m.02$.

Теперь мы можем определить и звездную величину нашего радио-

активного фотометрического стандарта. Положим разность $m_{pv} - m_{pe} = m_{pv} - \Delta m_{0*} + m_s$ равной нулю для звезд спектрального типа А0. Тогда, подставив в уравнение (14) значение $C = -0^m.13$, соответствующее среднему цвету звезд типа А0 по Беккеру, мы немедленно получим звездную величину стандарта (m_s):

$$m_{pv} - \Delta m_{0*} = m_{pv} - m_{pe} + m_s; \quad m_s = +1^m.37 \pm 0^m.02,$$

и следовательно

$$m_{pe} = \Delta m_{0*} + 1^m.37, \quad (15)$$

где Δm_{0*} мы находим по уравнению (12).

Переход от нашей системы к международной системе фотовизуальных величин будет производиться по формуле:

$$m_{pv} = m_{pe} - 1.80 C + 0.84 C^2 - 0^m.25, \quad (16)$$

которая получается из уравнения (14) после подстановки полученного выше значения $1^m.37$ для звездной величины стандарта.

Окончательные величины наблюдаемых нами звезд как в фотоэлектрической (m_{pe}), так и в международной фотовизуальной системах (m_{pv}) приведены в табл. 3, в которой даются также их цветовые эквиваленты из каталога Беккера (C), средние ошибки одного наблюдения (μ) и результата (μ_0), визуальные величины из каталога Циннера, приведенные к международной фотовизуальной системе, а также число наблюдений данной звезды. Средняя ошибка одного наблюдения, выведенная на основании всех наблюдений звезд, равна $\mu = \pm 0^m.04$.

Таблица 3

Результаты наблюдений звезд

№	Звезда	C	m_{pe} Никон- ова	μ_0	μ	Число наблю- дений	m_{pv} Нико- нова	m_{pv} Циннер
		<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>	<i>m</i>		<i>m</i>	<i>m</i>
1	α And	-0.199	2.07	± 0.01	± 0.05	10	2.21	2.17
2	α Per	+0.075	2.35	0.01	0.03	9	1.97	1.90
3	α Tau	+0.795	2.18	0.02	0.03	3	1.03	1.03
4	α Aur	+0.244	0.82	0.01	0.04	16	0.18	0.19
5	γ Ori	-0.249	1.48	0.04	0.05	2	1.73	1.77
6	β Tau	-0.162	1.62	0.04	0.05	2	1.68	1.75
7	β Aur	-0.090	2.06	0.00	0.01	2	1.98	2.04
8	ε UMa	-0.106	1.88	0.04	0.07	4	1.83	1.81
9	η UMa	-0.220	1.79	0.01	0.05	31	1.98	1.97
10	α Boo	+0.558	1.03	0.01	0.06	39	0.04	0.04
11	α Oph	-0.038	2.35	0.01	0.04	11	2.17	2.25
12	α Lyr	-0.116	0.17	0.00	0.03	29	0.14	0.09
13	α Aql	-0.007	1.10	0.01	—	стандарт	0.86	0.93
14	α Cyg	-0.135	1.46	0.01	0.04	26	1.47	1.34

Рассмотрение этой таблицы показывает, что при построении фундаментальных каталогов величин звезд приведенный нами метод учета

атмосферного поглощения может обеспечить точность $\pm 0^m.02$ при четырех наблюдениях каждой звезды.

Принимая для ошибки редукции к международной фотовизуальной системе значение $\pm 0^m.02$, полученное выше, и считая, что ошибка определения m_{pe} из четырех наблюдений равна $\pm 0^m.02$, получим, что в этом случае определение внеатмосферной величины звезды, приведенное к международной фотовизуальной системе, будет иметь ошибку $\pm 0^m.03$. Эти данные характеризуют точность построения фундаментального каталога внеатмосферных фотоэлектрических звездных величин (как полученных непосредственно, так и приведенных к международной фотовизуальной системе) при использовании нового метода учета атмосферного поглощения, когда каждое отдельное наблюдение непосредственно выносится за атмосферу.

Интересно отметить, что при определении фотоэлектрических величин околополярных звезд дифференциальным цепным методом с большим числом взаимных привязок и выравниваний Хассенштейн [20] получил среднюю ошибку результата $\pm 0^m.021$, т. е. того же порядка, что и ошибка нашего каталога.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ЛУНЫ

Как уже упоминалось, наблюдения Луны ничем не отличались от наблюдений любой программной звезды, если не говорить о том, что при привязке к звездам Луна наблюдалась через градационное приспособление. Так как Беккер не определял цветового эквивалента Луны, то, прежде чем мы могли приступить к обработке лунных наблюдений, нам нужно было определить ее цветовой эквивалент в системе Беккера. Определение цвета Луны было необходимо как для точного учета атмосферного поглощения, так и для того, чтобы иметь возможность получить звездную величину Луны в международной фотовизуальной системе. Напомним, что цвет Луны не меняется с ее фазой, как это было показано Данжоном [21].

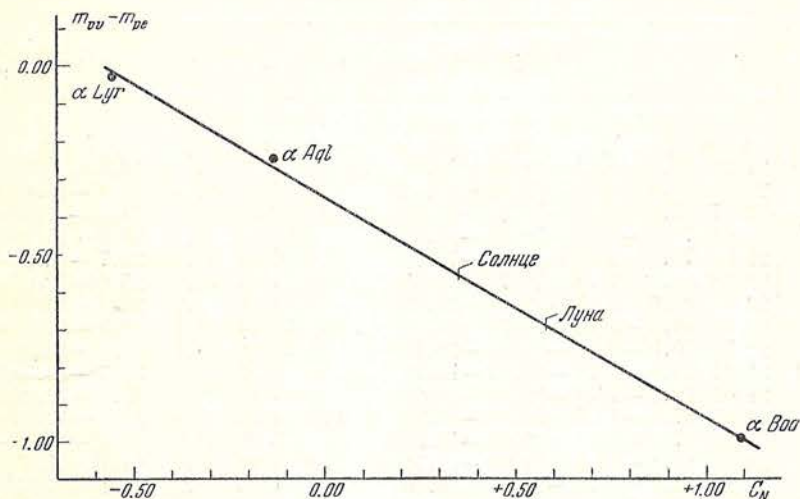
Цветовые наблюдения велись нами 13, 14 и 15 июля. Употреблялись фильтры Шотта BG₃ и GG₁₁. Так как число наблюдений было недостаточно для того, чтобы можно было определить фактор цветового ослабления для каждой ночи, то обработка производилась со средним фактором $\alpha_c = 0^m.20$, что дает вполне достаточную точность для рассматриваемой задачи. Результаты наблюдений приведены в табл. 4.

На основании этих данных, мы можем определить цвет Луны в системе Беккера посредством перехода через цветовые эквиваленты $m_{pv} - m_{pe}$. Действительно, определив графически зависимость цветовых эквивалентов $m_{pv} - m_{pe}$ от цвета звезд в нашей системе C_N (фиг. 5), мы немедленно найдем, что цвету Луны $C_{N\odot} = +0^m.58$ соответствует разность $m_{pv} - m_{pe} = -0^m.69$.

Цвета звезд и Луны в нашей системе (C_N)

Объект	Число наблюдений	C_N	Средняя ошибка результата
α Lyr	8	m -0.56	m ± 0.01
α Aql	4	-0.14	± 0.03
α Boo	5	+1.09	± 0.04
Луна	4	+0.58	± 0.04

Подставляя это значение в формулу (16), получим для цветового эквивалента Луны в системе Беккера значение $+0^m.28$, которое соответствует среднему цвету звезды спектрального типа G8.



Фиг. 5. Зависимость цветовых эквивалентов $m_{pv} - m_{re}$ от фотоэлектрических цветовых эквивалентов в системе C_N

Вычисление истинных углов фазы θ и приведение наблюдений к среднему расстоянию от Земли до Луны и от Луны до Солнца производилось по известным формулам, подробно рассмотренным Ружье [8], причем нами использовались и его вспомогательные таблицы.

Здесь мы (так же, как и другие авторы, занимавшиеся этим вопросом) не принимали во внимание влияния либрации, учет которой требует многолетних рядов наблюдений. По предварительной оценке Ружье, эффект либрации незначителен и не превышает немногих сотых звездной величины.

Итак, имея для какого-либо угла фазы наблюдаемую разность звездных величин Луны и фотометрического стандарта (безразлично, лампового или радиоактивного), мы определим внеатмосферную разность этих величин по формулам (6) и (12).

Придавая поправку за приведение к среднему расстоянию, мы получим $\Delta m_{0\zeta}(\theta)$ — внеатмосферную разность звездных величин Луны и фотометрического стандарта для данной фазы.

Результаты наблюдений приведены в табл. 5 и 6, в которых последовательно даны: дата, момент наблюдения T по времени второго пояса, зенитное расстояние z , истинная фаза θ и внеатмосферная разность звездных величин Луны и соответствующего стандарта $\Delta m_{0\zeta}(\theta)$, в данной фазе, причем в табл. 5 эти значения даны с учетом величины ослабления градационным приспособлением.

Относительно данных, приведенных в последних столбцах этих таблиц, мы скажем ниже.

Таблица 5

Наблюдения Луны с градационным приспособлением (сравнение с радиоактивным стандартом)

Дата	T	z	θ	$\Delta m_{0\zeta}(\theta)$	$\Delta m_{0\zeta}$	Дата	T	z	θ	$\Delta m_{0\zeta}(\theta)$	$\Delta m_{0\zeta}$
1946	h	m		m	m	VIII 13	h	m		m	m
VIII 8	21 28	70.6	-47.1	-12.09	-13.40	1 39	61.3	+13.4	-12.99	-13.39	
	21 35	71.0	-47.0	-12.11	-13.42	1 45	61.6	13.4	-13.01	-13.41	
	22 57	77.0	-46.6	-12.18	-13.48	14 22 58	65.4	24.3	-12.65	-13.35	
	23 04	77.7	-46.6	-12.18	-13.48	23 04	64.7	24.3	-12.66	-13.36	
10	21 09	70.9	-25.0	-12.67	-13.36	0 12	58.2	24.7	-12.65	-13.36	
	22 03	69.5	-24.8	-12.77	-13.45	1 04	55.6	25.0	-12.67	-13.39	
	22 09	69.5	-24.7	-12.74	-13.42	1 26	55.2	25.1	-12.58	-13.30	
	22 47	69.8	-24.6	-12.75	-13.43	15 23 34	61.9	36.8	-12.29	-13.33	
	22 52	70.0	-24.5	-12.74	-13.41	23 40	61.1	36.9	-12.31	-13.35	
11	21 45	69.9	-13.8	-12.92	-13.29	0 53	53.2	37.3	-12.23	-13.29	
	21 49	69.7	-13.7	-12.90	-13.27	1 06	52.3	37.4	-12.24	-13.30	
	22 41	67.8	-13.5	-12.90	-13.26	16 1 56	46.5	50.3	-11.85	-13.27	
	22 47	67.7	-13.4	-12.90	-13.26	2 40	44.0	50.6	-11.86	-13.28	
	23 45	68.1	-13.2	-12.96	-13.31	17 1 26	49.6	63.1	-11.61	-13.39	
	23 53	68.4	-13.1	-13.01	-13.36	1 32	48.8	63.1	-11.57	-13.35	
13	22 30	67.4	+12.5	-12.94	-13.31	2 24	42.5	63.4	-11.54	-13.33	
	22 36	66.9	12.6	-12.94	-13.31	2 30	42.0	63.5	-11.54	-13.33	
	23 32	62.5	12.8	-12.99	-13.37	18 1 20	53.6	76.0	-11.08	-13.30	
	23 37	62.2	12.8	-13.02	-13.40	1 24	52.9	76.1	-11.13	-13.35	
	0 35	60.2	13.0	-13.00	-13.38	2 16	44.8	76.5	-11.07	-13.31	
	0 40	60.2	13.1	-13.01	-13.40	2 22	44.0	76.5	-11.04	-13.28	

Приведенные в табл. 5 и 6 значения внеатмосферных разностей $\Delta m_{0\zeta}(\theta)$ позволяют легко перейти к интегральным внеатмосферным звездным величинам Луны $m_{\text{pec}}(\theta)$ в соответствующей фазе на основании соотношения:

$$m_{\text{pec}}(\theta) = \Delta m_{0\zeta}(\theta) + m_s.$$

Принимая во внимание, что фаза Луны сравнительно мало меняется за три-четыре часа наблюдений, мы осреднили как фазы, так и все наблюдения за данную ночь, приводя при этом непосредственные наблюдения Луны к наблюдениям с градацией.

Непосредственные наблюдения Луны (сравнение с ламповым стандартом)

Дата	<i>T</i>	<i>z</i>	<i>θ</i>	$\Delta m_{0\zeta}^{(0)}$	$\Delta m_{0\zeta}$	Дата	<i>T</i>	<i>z</i>	<i>θ</i>	$\Delta m_{0\zeta}^{(0)}$	$\Delta m_{0\zeta}$
1946	<i>h m</i>			<i>m</i>	<i>m</i>	VIII 16	<i>h m</i>			<i>m</i>	<i>m</i>
VIII 8	20 53	69.6	-47.3	+0.22	-1.10	1 46	47.3	+50.3	+0.37	-1.05	
	20 59	69.7	-47.2	+0.20	-1.12	2 28	44.5	50.5	0.33	-1.09	
10	20 47	72.0	-25.1	-0.42	-1.11	0 10	61.1	62.5	0.78	-0.98	
	20 52	71.7	-25.1	-0.41	-1.11	0 16	60.1	62.6	0.75	-1.01	
	21 45	69.7	-24.9	-0.44	-1.13	0 26	58.5	62.6	0.76	-1.01	
	21 51	69.6	-24.8	-0.45	-1.13	0 32	57.5	62.7	0.79	-0.98	
	23 07	70.5	-24.4	-0.43	-1.11	17	1 09	52.0	63.0	0.76	-1.02
	23 13	70.8	-24.4	-0.47	-1.15		1 14	51.3	63.0	0.75	-1.03
11	21 22	71.3	-13.9	-0.67	-1.04		2 08	44.3	63.3	0.75	-1.03
	21 31	70.7	-13.8	-0.64	-1.01		2 13	43.7	63.4	0.76	-1.04
	22 23	68.2	-13.6	-0.64	-1.00	18	1 00	56.8	75.9	1.11	-1.12
	22 29	68.0	-13.6	-0.64	-1.00		1 06	56.0	76.0	1.14	-1.08
	23 26	67.7	-13.2	-0.71	-1.06		1 57	47.6	76.3	1.16	-1.07
	23 33	67.8	-13.2	-0.72	-1.07		2 01	47.2	76.4	1.18	-1.06
13	23 13	63.7	+ 2.6	-0.73	-1.11	19	7 20	45.0	78.4	1.28	-1.04*
	23 20	63.2	12.7	-0.73	-1.11		7 38	47.7	78.5	1.31	-1.01*
	0 15	60.6	13.0	-0.77	-1.16		7 58	50.8	78.7	1.32	-1.01*
	0 22	60.5	13.0	-0.77	-1.16		8 16	53.6	78.8	1.33	-1.00*
	1 21	60.7	13.3	-0.78	-1.17		8 36	57.1	79.0	1.31	-1.03*
	1 28	60.9	13.3	-0.78	-1.17		8 54	60.1	79.1	1.30	-1.04*
14	22 39	67.6	24.2	-0.40	-1.10		9 17	64.0	79.2	1.23	-1.11*
	22 46	66.7	24.2	-0.40	-1.11	21	7 39	26.4	105.2	2.28	-1.00*
	23 40	60.8	24.5	-0.42	-1.12		8 18	30.9	105.4	2.27	-1.02*
	23 46	60.4	24.6	-0.41	-1.11		9 04	37.6	105.7	2.32	-0.98*
	0 08	58.5	24.7	-0.37	-1.08		9 09	38.4	105.8	2.27	-1.03*
15	23 14	64.5	36.7	+0.04	-1.00		10 22	50.5	106.3	2.34	-0.98*
	23 19	63.8	36.7	+0.03	-1.01		10 29	51.8	106.3	2.25	-1.07*
	0 25	55.8	37.1	+0.02	-1.03						

Примечание. Значком * отмечены дневные наблюдения Луны (см. стр. 140).

В табл. 7 даны полученные таким образом нормальные точки кривой фазы Луны: средние фазы $\bar{\theta}$, интегральные звездные величины

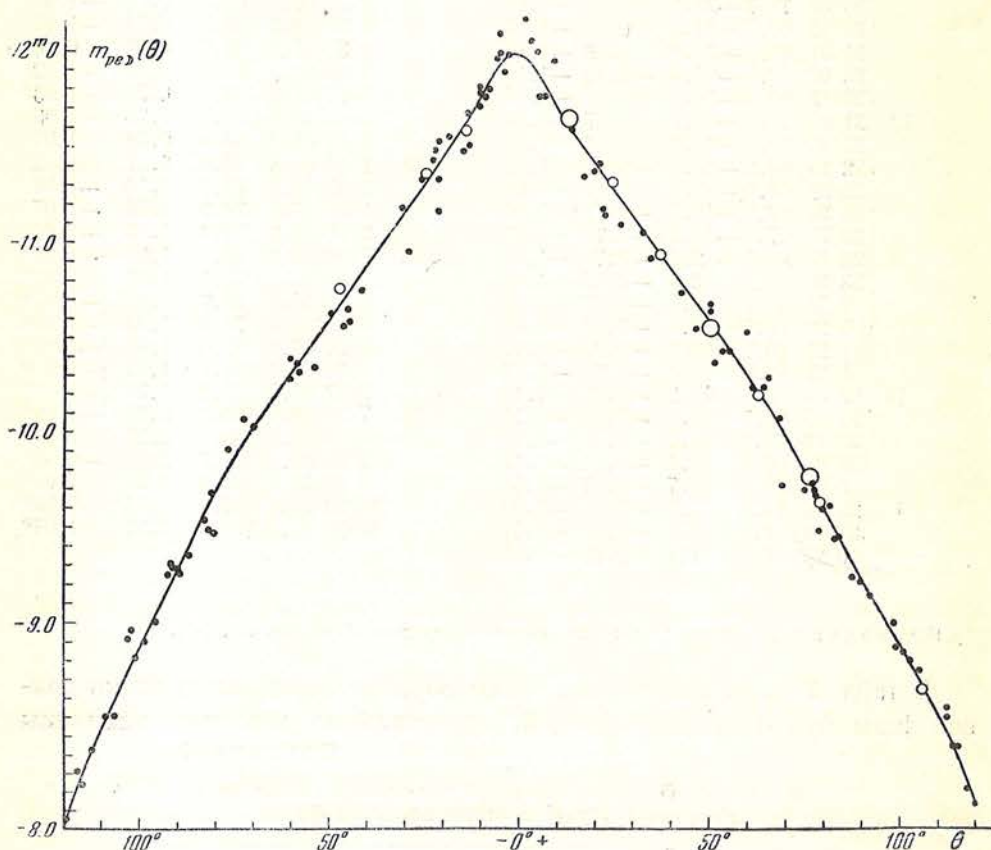
Таблица 7

Изменение фотоэлектрической интегральной звездной величины Луны в зависимости от фазы

$\bar{\theta}$	Число наблюдений	$m_{pe\zeta}^{(0)}$	μ_0	$m_{pv\zeta}^{(0)}$
- 47° 0	6	-10 ^m .76	±0 ^m .01	-11 ^m .45
- 24.8	11	-11.36	±0.01	-12.05
- 13.5	12	-11.58	±0.01	-12.27
+ 13.0	14	-11.64	±0.02	-12.33
+ 24.6	10	-11.30	±0.01	-11.99
+ 37.0	7	-10.91	±0.01	-11.60
+ 50.4	4	-10.53	±0.02	-11.22
+ 63.0	12	-10.18	±0.01	-10.87
+ 76.2	8	- 9.75	±0.02	-10.44
+ 78.8	7	- 9.62	±0.01	-10.31
+105.8	6	- 8.63	±0.01	- 9.32

Луны для данной фазы как в нашей фотоэлектрической системе $m_{\text{pec}}(\theta)$, так и приведенные к международной фотовизуальной системе $m_{\text{pyc}}(\theta)$, число наблюдений, использованных для образования среднего, и средняя ошибка одной нормальной точки μ_0 .

На основании этих определений средняя ошибка одного наблюдения Луны получается равной $\pm 0^m.04$. Это показывает, что наблюдения Луны имеют такую же точность, как и наблюдения звезд.



Фиг. 6. Изменение фотоэлектрической звездной величины Луны с фазой (кружки — нормальные точки Никоновой, точки — индивидуальные наблюдения Ружье)

На фиг. 6 полученные нами нормальные точки (табл. 7) сопоставлены с кривой Ружье, дающей изменение звездной величины Луны с фазой. Наши точки представлены кружками с радиусами, равными соответствующим средним ошибкам. Нанести все наши отдельные наблюдения было невозможно ввиду их скученности. Для характеристики точности кривой Ружье мы нанесли все индивидуальные наблюдения последнего (точки) для $-120^\circ < \theta < +120^\circ$.

Как видно из фиг. 6, полученные нами значения хорошо согласуются с кривой Ружье, но число их недостаточно для независимого

построения кривой вблизи момента полнолуния. Поэтому мы воспользовались кривой Ружье для приведения наших наблюдений к полной фазе. Это кажется вполне законным, поскольку сходимость наших наблюдений с кривой Ружье безукоризненна, но число их недостаточно для независимого построения кривой вблизи момента полнолуния.

Внеатмосферные разности звездных величин Луны и соответствующего стандарта $\Delta m_{0\zeta}(0)$, приведенные по кривой Ружье к полной фазе, даны в последних графах табл. 5 и 6. На основании этих данных внеатмосферная разность звездных величин Луны в момент истинного полнолуния и радиоактивного стандарта (по табл. 5) получается равной $-13^m.35 \pm 0^m.01$, а разность между Луной и ламповым стандартом на основании табл. 6 равна $-1^m.06 \pm 0^m.01$. Зная звездную величину радиоактивного стандарта, мы легко получим звездную величину полной Луны в нашей фотоэлектрической системе:

$$m_{\text{pec}} = \Delta m_{0\zeta} + m_s = -13^m.35 + 1^m.37 = -11^m.98 \pm 0^m.03.$$

Звездная величина Луны в международной фотовизуальной системе определится по формуле (16) и будет равна

$$m_{\text{pv}\zeta} = -12^m.67 \pm 0^m.04.$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗНОСТИ ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН СОЛНЦА И ЛУНЫ

Кроме внеатмосферной звездной величины полной Луны, полученной из наблюдений с градацией, мы определили еще и разность между Луной и ламповым стандартом. Теперь, если мы получим разность внеатмосферной звездной величины Солнца и того же стандарта, то немедленно найдем и разность звездных величин между Солнцем и Луной.

С этой целью, с 1 по 25 августа велись наблюдения Солнца. Как уже упоминалось, Солнце наблюдалось с фотометром в положении с градацией, причем достигалось ослабление в 14.41 звездной величины. Для учета атмосферного поглощения нам пришлось удовлетвориться методом построения линий Бугэ. Напомним, что при использовании этого метода наилучшее приближение к величине внеатмосферной разности $\Delta m_{0\odot}$ между Солнцем и стандартом будет (см. стр. 121):

$$\Delta m_{0\odot} = \frac{A + A_1}{2},$$

где A и A_1 определяются в результате решения способом наименьших квадратов двух систем уравнений вида:

$$\begin{aligned}\Delta m(z, t) &\cong A + BF(z), \\ \Delta m(z, t) &\cong A_1 + B_1 F(z),\end{aligned}$$

представляющих две прямые Бугэ, полученные из наблюдений до и после меридиана.

За весь период наблюдений нам удалось получить полные ряды наблюдений Солнца (до и после меридиана) для 11 дней (всего 235 наблюдений). Полученные результаты приведены в табл. 8.

Таблица 8

Наблюдения Солнца (вынос за атмосферу по методу построения линий Бугэ)

Дата	$\Delta m_{\odot}$	Число наблюдений	Дата	$\Delta m_{\odot}$	Число наблюдений
1946			1946		
VIII 2	$-0^m.79$	20	VIII 15	$-0^m.80$	23
7	-0.74	25	17	-0.77	23
9	-0.85	16	18	-0.72	23
10	-0.82	17	19	-0.86	23
13	-0.89	26	21	-0.88	22
14	-0.88	17			

Среднее

$$-0^m.82 \pm 0^m.02$$

Таким образом, при учете атмосферного поглощения методом построения линий Бугэ средняя ошибка одного внеатмосферного значения звездной величины Солнца (получаемого в среднем из 20 отдельных наблюдений) оказывается равной $\pm 0^m.06$. Сравнивая это значение со средней ошибкой одного отдельного определения внеатмосферной величины звезды при применении нового метода ($\pm 0^m.04$), мы наглядно убеждаемся в значительно меньшей точности, которую может обеспечить применение метода построения линий Бугэ, не говоря уже о его исключительной трудоемкости.

Исходя из найденного нами среднего значения для разности $\Delta m_{\odot}$ и учитывая величину ослабления, равную $14^m.41 \pm 0^m.02$, мы легко определим разность звездных величин Солнца и Луны. Действительно по значениям:

$$\Delta m_{0\odot} = -15^m.23 \pm 0^m.02,$$

$$\Delta m_{0\zeta} = -1^m.06 \pm 0^m.01,$$

$$\text{получим } m_{\text{ре}\odot} - m_{\text{ре}\zeta} = \Delta m_{0\odot} - \Delta m_{0\zeta} = -14^m.17 \pm 0^m.03.$$

Таким образом, разность фотоэлектрических звездных величин Солнца и Луны, полученная из наблюдений Солнца по методу Бугэ и ночных наблюдений Луны, оказывается равной $-14^m.17 \pm 0^m.03$.

Значение этой величины, найденное Ружье, оказалось равным $-14^m.29$ в фотоэлектрической системе, несколько отличающейся от нашей.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗВЕЗДНОЙ ВЕЛИЧИНЫ СОЛНЦА

Полученная выше разность звездных величин Солнца и Луны, с одной стороны, и звездная величина Луны, с другой, дают возможность определить и звездную величину Солнца. Действительно, имеем

$$m_{\text{ре}\odot} - m_{\text{ре}\text{☾}} = -14^m.17 \pm 0^m.03,$$

$$m_{\text{ре}\text{☾}} = -11^m.98 \pm 0^m.03,$$

откуда

$$m_{\text{ре}\odot} = -26^m.15 \pm 0^m.04.$$

Кроме того, нами была сделана попытка определения этой величины еще одним независимым методом, а именно, из одновременных наблюдений восходящего Солнца и заходящей Луны. Таким образом, было осуществлено сравнение этих светил в одинаковых условиях. Сравнения велись с ламповым стандартом, причем Луна наблюдалась непосредственно, а Солнце, как всегда, с градационным приспособлением.

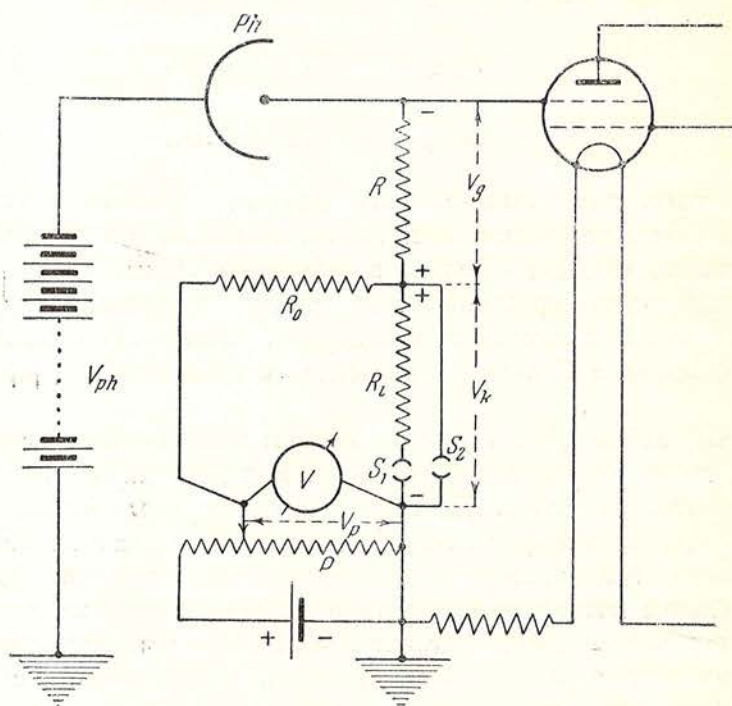
Дневные наблюдения Луны осложнены тем обстоятельством, что световой поток от дневного фона неба в десятки раз превосходит световой поток от Луны. Поэтому необходимо было каким-то образом компенсировать эффект, вызываемый фоном. Для этой цели было использовано градуировочное приспособление усилителя [13]. Это приспособление позволяло давать такое встречное напряжение на сетку электрометрической лампы, которое приблизительно компенсировало падение напряжения на входном сопротивлении, возникавшее за счет фототока от фона неба, и сохраняло отсчеты гальванометра в пределах шкалы. Схема компенсации приведена на фиг. 7.

При рассмотрении фиг. 7 можно убедиться, что при закороченном штепселе S_1 схема работала, как обычно, так как при этом к сетке лампы не подводилось никакого дополнительного напряжения. Если же закорачивался штепсель S_2 (при выключении штепселя S_1), то потенциометр P в комбинации с сопротивлениями R_0 и R_i подавал в цепь сетки напряжение $v_k = \frac{R_i}{R_0 + R_i} v_p$, где v_p — напряжение на потенциометре — обратного знака с v_g — падением напряжения на входном сопротивлении усилителя R , обусловленным фототоком от фона неба. Регулируя потенциометр P (начиная регулировку при самой малой чувствительности гальванометра и постепенно доходя до рабочей его чувствительности), можно было подобрать такое напряжение v_k , которое с достаточной точностью равнялось бы $-v_g$.

Таким образом достигалась компенсация фототока от фона неба, а фототок, возникавший при введении в поле зрения Луны, давал отклонение гальванометра, обусловленное лишь ее световым потоком. При этом очевидно, что измерения производились в той же рабочей

части характеристики, что и обычно. Нужно заметить, что подобный, крайне удобный метод исключения фона недоступен ни визуальному ни фотографическому методам.

Рассмотрим, как производились измерения. После достижения приблизительной компенсации фона штепсель S_2 закорачивался, и велись обычные наблюдения лампового стандарта. Затем, при накорот-



Фиг. 7. Схема электрической компенсации эффекта фона дневного неба

ко зашунтированном гальванометре вынимался штепсель S_2 , закорачивался штепсель S_1 , и одновременно открывался затвор. Теперь, когда фотометр был точно скомпенсирован на фон, снова достигалась рабочая чувствительность гальванометра и отсчитывался „нуль“ (т. е. отсчет гальванометра при компенсации фона), после чего в поле зрения фотометра вводилась Луна, и начинались обычные измерения. При этом Луну приходилось выводить в обе стороны примерно по направлению изофот дневного неба, так как при не вполне симметричном смещении Луны по отношению к диафрагме мог сказаться эффект от значительного градиента яркости дневного неба. При обработке бралось среднее арифметическое из отсчетов по обе стороны Луны. При переходе к заключительному наблюдению стандарта все описанные операции совершались в обратном порядке, несоблюдение которого могло повредить гальванометр, так как на рабочей чувствительности некомпенсированное напряжение v_g или v_k выбрасывало отсчет гальванометра далеко за пределы шкалы.

Несмотря на небольшие отбросы гальванометра при дневных наблюдениях Луны (так как фазы ее были весьма значительны), линии Бугэ определяются совершенно уверенно. На фиг. 8 воспроизведены наблюдения Луны, полученные в ночь с 18 на 19 августа и утром 19 августа. Рассмотрение этих наблюдений позволяет думать, что никакой существенной разницы между дневной и ночной прозрачностью не наблюдается.

Чтобы убедиться в том, что дневные наблюдения Луны не имеют систематического расхождения с наблюдениями, произведенными ночью, они были использованы для определения внеатмосферных звездных величин Луны в фазах, соответствующих каждому моменту наблюдения. В рассматриваемом случае для выноса наблюдений Луны за атмосферу стандартной звездой служило Солнце. В соответствии со значением, полученным выше (табл. 8), внеатмосферная величина $\Delta m_{\odot}$ для Солнца была принята $-0^m.82$.

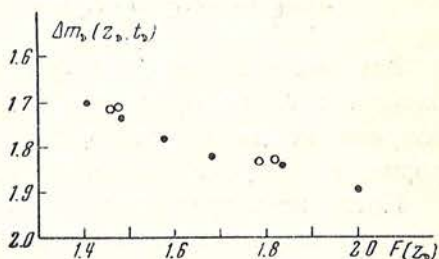
Что касается цветового эквивалента Солнца, то для его определения мы воспользовались цветовыми наблюдениями Солнца и Луны, которые мы вели в 1942 г. на Абастуманской астрофизической обсерватории. Наблюдения производились тем же инструментом, с теми же фильтрами и сурьмяно-цезиевым фотоэлементом, изготовленным одновременно с фотоэлементом, применявшимся в этой работе. В результате семи дней наблюдений Солнца и двух ночей наблюдений Луны, цветовые эквиваленты были получены $+0^m.31 \pm 0^m.02$ для Солнца и $+0^m.54 \pm 0^m.01$ для Луны. Результаты были получены по методу построения линий Бугэ до и после меридиана. Сравнение с табл. 4 показывает, что цветовые эквиваленты Луны, определенные в 1942 и 1946 гг., сходятся между собой в пределах ошибок наблюдений. Поэтому мы нашли возможным принять, что обе системы существенно не различаются между собой, что вполне законно в пределах нужной точности. Таким образом, можно считать, что разность цветовых эквивалентов Солнца и Луны как для 1942 г., так и для 1946 г. будет равна

$$C_{N\odot} - C_{NL} = -0^m.23,$$

и, следовательно, цветовой эквивалент Солнца, исходя из цвета Луны, полученного в 1946 г., будет равен:

$$C_{N\odot} = 0^m.58 - 0^m.23 = +0^m.35.$$

Переходя, как и в случае Луны, к цветовому эквиваленту в системе



Фиг. 8. Сравнение ночной и дневной прозрачности по наблюдениям Луны (кружки — наблюдения до меридиана в ночь с 18 на 19 августа, точки — наблюдения после меридиана утром 19 августа)

Беккера посредством перехода через цветовые эквиваленты $m_{pv} - m_{pe}$ (стр. 129), мы найдем, что $m_{pv\odot} - m_{pe\odot} = -0^m.55$, а $C_{\odot} = +0^m.18$ в системе Беккера, что соответствует среднему цвету звезд типа dG3.

Теперь мы можем получить внеатмосферную величину Луны, пользуясь Солнцем как стандартной звездой, причем поскольку значение $\Delta m_{0\odot} = -0^m.82$ мы считаем истинной внеатмосферной разностью звездных величин Солнца и фотометрического стандарта, то вынос за атмосферу наблюдений Луны производился сразу по формуле:

$$\Delta m_{0\zeta} = \Delta m_{\zeta}(z_{\zeta}, t_{\zeta}) - [(t_{\zeta}, C_{\odot}) + \gamma(C_{\zeta} - C_{\odot})] F(z_{\zeta}). \quad (17)$$

Как видно из табл. 6 и фиг. 6, результаты ночных и дневных наблюдений Луны прекрасно сходятся. Такая сходимостъ результатов, полученных двумя совершенно независимыми способами, является хорошим контролем нашего метода.

После всех предварительных замечаний, перейдем к определению разности звездных величин Солнца и Луны из дневных наблюдений.

В момент t , когда Солнце и Луна находятся на одинаковом зенитном расстоянии z и, следовательно, на одной массе воздуха (этот момент можно определить хотя бы по пересечению кривых изменения масс воздуха для Солнца и Луны со временем), разность между наблюдаемыми звездными величинами этих светил $\Delta m_{\odot}(z, t) - \Delta m_{\zeta}(z, t)$ отличается от внеатмосферной их разности лишь за счет различного поглощения в атмосфере световых потоков Солнца и Луны вследствие различия в их цвете (не считая поправки за приведение Луны к среднему расстоянию). Действительно, внеатмосферная разность звездных величин Солнца и фотометрического стандарта, как и для всякого светила, определится из соотношения:

$$\Delta m_{0\odot} = \Delta m_{\odot}(z, t) - \alpha(t, C_{\odot}) F(z),$$

и если принять во внимание (17), то внеатмосферная разность звездных величин Солнца и Луны выразится через наблюдаемую их разность следующим образом:

$$m_{pe\odot} - m_{pe\zeta} = \Delta m_{0\odot} - \Delta m_{0\zeta} = \Delta m_{\odot}(z, t) - \Delta m_{\zeta}(z, t) - \gamma(C_{\zeta} - C_{\odot}) F(z).$$

Теперь мы перейдем к практическому определению этой разности из наблюдений, произведенных 19 и 21 августа.

В первый из этих дней Солнце и Луна находились на одной массе воздуха при ее значении $F(z) = 1.71$ в момент, когда Луна имела истинную фазу $78^{\circ}.8$. Наблюдаемые значения разностей $\Delta m_{\odot}(z, t)$ и $\Delta m_{\zeta}(z, t)$, интерполированные по соответствующим линиям Бугэ на момент, когда оба светила находились на одной массе воздуха $F(z)$, были

$$\Delta m_{\odot}(z, t) = -14^m.62 \text{ и } \Delta m_{\zeta}(z, t) = +1^m.81.$$

В данном случае линии Бугэ служили только для интерполяции на нужный момент между наблюдаемыми величинами Солнца и Луны, и, следовательно, пользование ими являлось строго законным.

Беря разность приведенных выше величин $\Delta m_{\odot}(z, t) - \Delta m_{\zeta}(z, t)$ и придавая к этой разности поправки за приведение Луны к среднему расстоянию и за различие в цвете Солнца и Луны, найдем, что внеатмосферная разность звездных величин этих светил при фазе Луны $78^{\circ}.8$ будет

$$m_{\text{pe}\odot} - m_{\text{pe}\zeta} = -16^m.52,$$

но так как, на основании табл. 7, звездная величина Луны в фазе $78^{\circ}.8$ равна $-9^m.62$, то звездная величина Солнца по наблюдениям 19 августа будет

$$m_{\text{pe}\odot} = -26^m.14.$$

Аналогичным образом мы определили внеатмосферную звездную величину Солнца из наблюдений 21 августа. В этом случае она оказалась равной

$$m_{\text{pe}\odot} = -26^m.11.$$

Учитывая при вычислении ошибки результата двукратное применение градации, в среднем, получим значение:

$$m_{\text{pe}\odot} = -26^m.12 \pm 0^m.04.$$

Несмотря на небольшое число дневных наблюдений, мы придаем им большое значение ввиду того, что звездная величина Солнца определяется здесь совершенно независимо, в то время как при определении этой величины при помощи звездной величины Луны, определенной из ночных наблюдений, в полученный результат в скрытой форме входит нуль-пункт кривой Ружье. В свою очередь, такое согласие результатов указывает на правильность нуль-пункта, выбранного Ружье.

Одновременные наблюдения Луны и Солнца дают нам возможность получить не только разность звездных величин этих светил, но и внеатмосферные значения разностей их величин с фотометрическим стандартом. Действительно, пользуясь одним из светил (в частности Солнцем) как стандартной звездой и решая систему условных уравнений вида (10)

$$\Delta m'_{0\zeta} = \Delta m_{0\zeta} - \eta \delta m_{0\odot} - (C_{\zeta} - C_{\odot}) F(z_{\zeta}) \delta \gamma,$$

мы найдем $\Delta m_{0\zeta}$ и $\delta m_{0\odot}$, а следовательно, и истинную, внеатмосферную разность звездных величин Солнца и стандарта $\Delta m_{0\odot}$. Возможность уверенного определения этой величины позволяет думать о постановке работы по систематическому определению дневной прозрачности атмосферы и ее изменение в течение дня по наблюдениям одного только Солнца.

Значение звездной величины Солнца, найденное из дневных наблюдений, находится в полном согласии с величиной $m_{\text{pe}\odot} = -26^{\text{m}}.15 \pm 0^{\text{m}}.04$, полученной при использовании ночных наблюдений Луны, приведенных к полной фазе. Беря среднее из обоих определений, будем иметь окончательное значение для звездной величины Солнца в нашей фотоэлектрической системе:

$$m_{\text{pe}\odot} = -26^{\text{m}}.14 \pm 0^{\text{m}}.04.$$

Перейдя к системе международных фотовизуальных величин, получим величину Солнца в этой системе:

$$m_{\text{pv}\odot} = -26^{\text{m}}.69 \pm 0^{\text{m}}.04.$$

В заключение сопоставим определенные нами фотоэлектрические звездные величины Солнца и Луны с результатами других авторов, приведенными Кейпером к международной фотовизуальной системе.

Таблица 9

Сводка определений звездных величин Солнца и Луны

Метод наблюдения	Авторы	Солнце $m_{\text{pv}\odot}$	Луна $m_{\text{pv}\ominus}$
Визуальный	Фабри	m	
		-26.85	—
	Цераский	-26.64	—
»	Пиккеринг	m	
		-26.93	-12.83
	Целльнер	-26.68	-12.29
Фотографический	Кинг	-26.50	-12.40
	Бирк	-26.79	—
Радиометрический	Петтит	-26.94	-12.75
	Колдер	-26.22	-12.69
	Никонова	-26.69	-12.67

На основании наших наблюдений абсолютная величина Солнца будет $+4^{\text{m}}.88$ в международной фотовизуальной системе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Определенная нами звездная величина полной Луны хорошо сходится с наблюдениями, произведенными ранее, тогда как звездная величина Солнца оказывается несколько ниже, чем это было принято в последнее время. Тем не менее, хорошая сходимость наших определений, выполненных различными методами, не дает нам основания сомневаться в полученном значении, тем более что в настоящей работе мы имели возможность надежно редуцировать наши наблюдения к международной фотовизуальной системе.

Из чисто-методических моментов настоящей работы нам хотелось бы отметить, во-первых, доказанную нами возможность построения фундаментальных каталогов внеатмосферных звездных величин и, во-вторых, осуществление непосредственной дневной привязки Солнца и Луны. В результате намечается путь для уверенного учета атмосферного поглощения как при наблюдениях звезд и Луны, так и при наблюдениях Солнца. Если перейти к наблюдениям в монохроматическом свете, то это открывает новые возможности для решения одной из основных задач звездной спектrophотометрии, а именно, сравнения распределения энергии в спектрах звезд и Солнца.

В заключение считаю своим долгом поблагодарить В. Б. Никонова за руководство и помощь в проведении настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Zöllner. Photometrische Untersuchungen, 1865.
 2. Fabry. C. R. 137, 1242, 1903.
 3. Pickering. Harv. Ann. 61, Part 1, 56, 1908.
 4. В. К. Цераский. Анналы Московск. обсерв. (2 серия) 5, 1, 1911.
 5. King. Harv. Ann. 59, 245, 1912.
 6. Birck. Inaugural Dissertation, Göttingen, 1909.
 7. Pettit. Ap. J. 81, 17, 1935.
 8. Rougier. Ann. Strassbourg 2, Part 3, 1933.
 9. Rougier. Ann. Strassbourg 3, Part 5, 1937.
 10. Calder. Harv. Ann. 105, 445, 1938.
 11. Russell Ap. J. 43, 103, 1916.
 12. Kuiper. Ap. J. 88, 429, 1938.
 13. В. Б. Никонов и Е. К. Никонова. Изв. Крымской обсерв. 1, вып. 1, 83, 1948.
 14. *Ibid.*, стр. 89.
 15. *Ibid.*, стр. 85.
 16. В. Б. Никонов. ДАН 45, 151, 1944.
 17. Becker, Veroff. Berlin — Badelsberg 10, Heft 6, 12, 1935.
 18. Zinner. Veroff. Bamberg 2, 1926.
 19. Kuiper. Ap. J. 88, 478, 1938.
 20. Hassenstein. A. N. 269, 213, 1939.
 21. Danjon. Ann. Obs. Strassbourg 2, fsc. 1, 1933.
-

ОРБИТА СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Н. D. 211433

В. А. Альбицкий

Орбита основана на 23 спектрограммах, полученных в 1932—1940 гг. Элементы орбиты определились так: $P = 3^d.57027$; $e = 0.0102$; $T = \text{J. D. } 2426907.762$; $\omega = 267^\circ.6$; $\gamma = 4.5$ км/сек.; $K = 36.2$ км/сек.; $a \sin i = 1777100$ км.

Эта звезда [$\alpha = 22^h 11^m 9$, $\delta = +22^\circ 24'$ (1900.0), $m_{\text{vis}} = 6^m 80$, спектр A0] наблюдалась как программная звезда списка звезд B8—A0 в 1932 г. Переменность радиальной скорости была установлена из первых наблюдений; в 1933—1940 гг. были получены дополнительные 19 спектрограмм.

Скорости 1932—1935 гг. взяты из обработки каталога 107 B8—A0 звезд; в скорости, наблюденные в 1940 г., внесены поправки $+\delta_\lambda$ и $+\Delta v_\lambda$ по табл. X каталога 107 B8—A0 звезд и $+\Delta v_i$ по табл. II каталога „Радиальные скорости 53 звезд“.

В табл. I помещены данные, относящиеся к наблюдениям Н. D. 211433.

Спектрограммы были получены с короткой камерой спектрографа, дающей дисперсию в $75 \text{ \AA/мм}$ у H_γ . Спектр Н. D. 211433 содержит значительное для подобного спектрального класса число линий, из которых для отдельных спектрограмм измерялось от 10 до 15 линий.

Благодаря неплохой точности наблюденных скоростей, нахождение периода было проделано сравнительно быстро и уверенно. Он оказался равным $3^d.57027$; это значение было принято как окончательное и дальнейшим исправлениям не подвергалось. Вся совокупность наблюдений обнимает 855 периодов.

Первоначальная система элементов была получена графическим способом Лемана — Филеса:

$$\begin{array}{ll} P = 3^d.57027, & \omega = 255^\circ.4, \\ e = 0.1115, & \gamma = +4.8 \text{ км/сек.}, \\ T = \text{J. D. } 2426907.616, & K = 37.2 \text{ км/сек.} \end{array}$$

Таблица 1

Дата	Юлианская дата 242000 +	Фаза	Скорость (км/сек.)	O — C (км/сек)
1932 июль 17	6905.532	0.000	+21.7	— 8.0
авг. 5	6925.485	2.102	— 7.3	— 1.1
9	6929.452	2.498	+21.7	+ 2.8
окт. 6	6987.330	3.252	+35.8	— 3.1
1933 июль 16	7269.531	3.401	+34.0	— 1.8
22	7275.530	2.260	+ 7.4	+ 3.4
авг. 22	7307.422	2.019	—13.7	— 2.4
1935 авг. 25	8040.325	3.016	+44.8	+ 5.9
1940 июль 22	9833.526	0.368	+ 5.0	— 4.8
28	9839.514	2.786	+29.2	— 3.8
авг. 21	9863.441	1.721	—23.4	+ 2.6
24	9866.435	1.145	—25.3	+ 4.5
30	9872.417	3.557	+32.1	+ 1.8
сент. 8	9881.402	1.831	—16.7	+ 4.7
11	9884.337	1.196	—32.0	— 1.0
14	9887.395	0.683	— 1.6	+ 8.0
22	9895.361	1.509	—31.9	— 0.2
25	9898.398	0.976	—19.0	+ 5.3
окт. 1	9904.355	3.362	+36.7	— 0.2
10	9913.218	1.514	—35.5	— 3.9
нояб. 15	9949.215	1.809	—20.0	+ 2.4
21	9955.160	0.613	—14.2	— 8.8
24	9958.280	0.163	+34.6	+11.9

Исправление этих элементов, исключая период, было произведено по обычно принятым дифференциальным формулам Лемана — Филеса с преобразованием переменных Шлезингера. 23 наблюдения были соединены в 9 нормальных мест:

№	Фаза	Скорость (км/сек.)	O — C (км/сек)
1	0.050	+29.5	+4.5
2	0.555	— 0.6	—1.3
3	1.106	—25.4	+0.7
4	1.511	—33.7	—0.5
5	1.787	—20.0	+5.3
6	2.127	— 4.2	—2.5
7	2.642	+25.4	—6.8
8	3.016	+44.8	+3.8
9	3.338	+35.5	0.0

Данные последнего столбца равны свободным членам условных уравнений. Для всех условных уравнений были приняты равные веса.

Нормальные уравнения получены были в таком виде:

$$\begin{aligned}
 + 9.000 \Gamma + 0.367 \chi + 0.638 \pi - 0.358 \varepsilon - 0.202 \tau &= + 3.200 \\
 + 5.003 &+ 0.632 &+ 0.140 &+ 0.500 &= - 2.761 \\
 &+ 3.997 &- 0.049 &+ 3.184 &= + 6.259 \\
 &&+ 0.886 &- 0.030 &= + 6.797 \\
 &&&+ 2.625 &= + 5.017
 \end{aligned}$$

Здесь

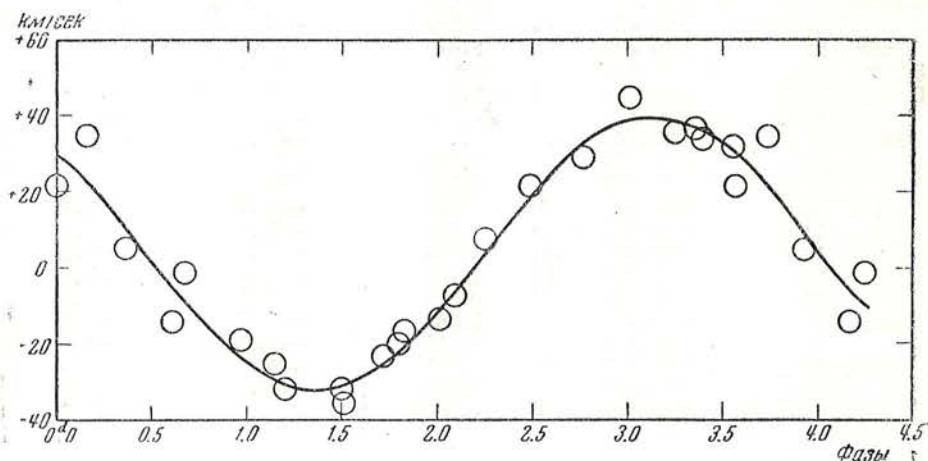
$$\Gamma = \delta\gamma + e \cos \omega \delta K + K \cos \omega \delta e - K e \sin \omega \delta \omega,$$

$$\kappa = \delta K,$$

$$\pi = -K \delta \omega,$$

$$\varepsilon = -K \frac{2.21}{1-e^2} \delta e,$$

$$\tau = K \mu \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \cdot \frac{1}{1-e} \delta T.$$



Фиг. 1. Кривая радиальных скоростей звезды H. D. 211433

Поправки элементов получились такие:

$$\delta e = -0.1013,$$

$$\delta T = +0.146,$$

$$\delta \omega = +12^\circ.27,$$

$$\delta \gamma = -0.28 \text{ км/сек.},$$

$$\delta K = -1.10 \text{ км/сек.}$$

Вероятная ошибка одного условного уравнения $r = \pm 1.98$ км/сек.

Окончательная, исправленная система значений элементов и их вероятных ошибок получилась:

$$P = 3^d.57027,$$

$$e = 0.0102 \pm 0.0258,$$

$$\omega = 267^\circ.6 \pm 13^\circ.9,$$

$$\gamma = +4.5 \pm 1.50 \text{ км/сек.},$$

$$K = 36.2 \pm 0.80 \text{ км/сек.},$$

$$T = \text{J. D. } 2426907^d.762 \pm 0.142,$$

$$a \sin i = 1777100 \text{ км.}$$

В результате исправления элементов сумма квадратов разностей наблюдения — вычисления для отдельных наблюдений понизилась

с 695.93 до 561.04, т. е. на 19%. Представление наблюдений окончательной системой элементов дано в последнем столбце табл. 1. Вероятная ошибка одной наблюденной скорости получилась ± 3.48 км/сек. Принимая во внимание малость дисперсии спектрографа, этот результат надо признать вполне удовлетворительным.

На фиг. 1 представлены кривая изменения радиальных скоростей Н. Д. 211433, определенная по окончательным значениям элементов, и индивидуальные наблюдения скоростей.

ОРБИТА СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Н. R. 4536

Г. А. Шайн

На основании наблюдений, полученных в Симеизе, вычислены элементы орбиты спектрально-двойной звезды Н. R. 4536: $P = 32^d.864$, $\gamma = -3.8$ км/сек., $K = 36.0$ км/сек., $e = 0.175$, $\omega = 228^\circ.1$, $T = \text{J.D. } 2426003.941$, $a \sin i = 16\,018\,000$ км, $m_2^3 \sin^3 i / (m_1 + m_2)^2 = 0.152 \odot$.

Звезда Н. R. 4536 (1900 , $\alpha = 11^h44^m.5$, $\delta = +35^\circ29'$, спектр F5, $m_{vis} = 5^m.76$) как спектрально-двойная была открыта Пласскеттом в 1919 г. на обсерватории Виктория в Канаде [1]. Независимо она была также открыта автором в 1930 г. в Симеизе во время выполнения первой программы радиальных скоростей [2]. Мы наблюдали эту звезду от времени до времени с 1930 г. по 1939 г. Всего было получено 29 спектрограмм, из них 17 получил Г. А. Шайн, 8 — Е. К. Харадзе и 4 — П. Ф. Шайн. В 1935 г. Гарпер наблюдал эту звезду и опубликовал орбиту [3].

На нашей обсерватории спектрограммы были получены на 40-дюймовом рефлекторе с длинной камерой при дисперсии 36 Å/мм около H γ . Многочисленные спектральные линии достаточно резки.

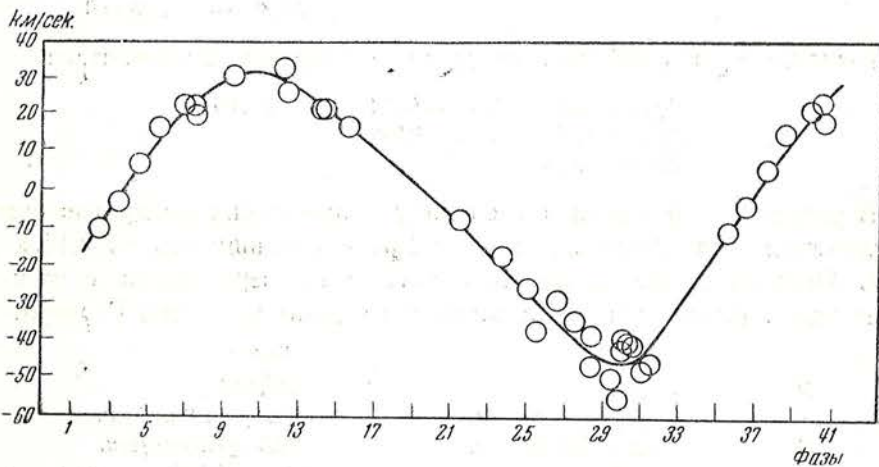
В табл. 1 последовательно даны: эпоха наблюдений, юлианская дата, фаза (считая от прохождения через периастрий), наблюденная скорость, отклонения O — C, полученные из окончательных элементов. Согласно Гарперу, период этой звезды равен $32^d.864$, и для наших наблюдений, охватывающих 102 цикла, поправок к периоду не требуется. В настоящее время не остается сомнения, что $32^d.864$ является единственным периодом, и другой альтернативы не может быть.

Кривая скоростей, представляющая индивидуальные наблюдения, дана на фиг. 1. Предварительные значения элементов были получены графическим путем:

$$\begin{array}{ll} P = 32^d.864 & \gamma = -4.5 \text{ км/сек.} \\ e = 0.142 & K = 37.8 \text{ км/сек.} \\ \omega = 239^\circ.1 & T = \text{J. D. } 2426004.823 \end{array}$$

Таблица 1

№	Эпоха	Юлианская дата	фаза	Наблюд. скорость (км/сек.)	О — С (км/сек.)
1	1930 февраль 25	2425033.635	29.694	-55.0	-11.0
2	март 7	043.589	6.784	+23.3	+2.9
3	1935 апрель 10	2427903.500	26.402	-28.1	+6.4
4		955.469	28.271	-46.0	-4.1
5		915.508	5.455	+17.2	+3.6
6	май 8	931.395	21.342	-7.0	-0.4
7		933.502	23.449	-16.0	+2.3
8		935.365	25.312	-36.6	-7.8
9		937.374	27.321	-33.8	+4.8
10		939.369	29.316	-48.7	-4.9
11		941.364	31.311	-44.4	-3.5
12		945.362	2.445	-10.2	-0.6
13		947.448	4.531	+7.0	-0.4
14	1937 май 7	2428661.336	28.275	-38.0	+3.9
15		663.310	30.249	-39.4	+4.4
16		663.392	30.331	-39.3	+4.3
17		669.300	3.375	-3.2	-1.8
18		675.281	9.356	+30.6	+3.3
19		681.295	15.370	+18.1	-1.5
20	1938 май 1	2429019.427	24.862	-24.9	+1.5
21		025.431	30.866	-47.1	-4.6
22		039.360	11.931	+32.3	+5.1
23		039.382	11.953	+26.3	-0.9
24		041.369	13.940	+21.7	-1.9
25		041.385	13.956	+21.7	-1.9
26	июнь 7	057.365	29.936	-41.3	+2.6
27		057.384	29.955	-38.4	+5.5
28	1939 май 12	396.395	7.462	+19.2	-4.0
29		396.416	7.483	+23.0	-0.2



Фиг. 1. Кривая радиальных скоростей спектрально-двойной звезды H. R. 4536 (индивидуальные наблюдения)

Наблюдения были соединены в группы, и для этих нормальных мест, пользуясь предварительными элементами, были вычислены средние скорости (табл. 2).

Таблица 2

№	Средняя фаза	Средняя скорость (км/сек.)	Вес	О — С	
				Предвар. (км/сек.)	Окончат. (км/сек.)
1	4.204	— 2.1	3	+1.1	—0.7
2	7.550	+20.7	4	—0.8	+0.1
3	11.834	+29.7	3	—0.7	+1.8
4	15.176	+20.5	3	—3.3	—1.9
5	23.972	—16.0	3	+4.3	+1.0
6	27.099	—32.8	3	+4.1	+1.4
7	29.643	—46.9	4	—2.3	—3.7
8	31.019	—41.7	6	+2.8	+1.9

Условные уравнения, связывающие значения О — С с поправками к предварительным значениям элементов, были решены по методу Лемана — Филеса (способ наименьших квадратов по схеме Шлезингера). Пользуясь переменными:

$$\Gamma = d\gamma + e \cos \omega dK + K \cos \omega de - Ke \sin \omega d\omega,$$

$$\chi = dK, \quad \pi = -Kd\omega, \quad \varepsilon = -K \frac{2.21}{1-e^2} de, \quad \sigma = K\mu \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \frac{1}{1-e} dT,$$

мы получили следующие нормальные уравнения:

$$\begin{aligned} +29.0000 \Gamma - 4.4459 \chi + 0.6781 \pi - 6.6300 \varepsilon - 0.9841 \sigma - 20.9000 &= 0 \\ +19.3115 &- 2.6880 &+ 0.4549 &- 2.2244 &+ 33.8836 &= 0 \\ &+ 9.6883 &+ 0.5929 &+ 7.5035 &- 8.5858 &= 0 \\ &&+ 4.7320 &+ 0.9953 &+ 13.8714 &= 0 \\ &&&+ 5.9970 &- 4.8168 &= 0 \end{aligned}$$

Решение уравнений дало следующие поправки к элементам:

$$\begin{aligned} d\gamma &= +0.72 & d\omega &= -0.191 & &= -10''.96 \\ dK &= -1.82 & dT &= -0.882 \\ de &= +0.033 \end{aligned}$$

В результате решения по способу наименьших квадратов сумма отклонений для нормальных мест Σpvv уменьшилась от 214.4 до 82.8. Окончательные элементы вместе с их вероятными ошибками даны ниже. Рядом с нашими элементами даны элементы Гарпера.

	Шайн	Гарпер
P	$32^d.864$	$32^d.864$
γ	-3.8 ± 0.33 км/сек.	-8.3 ± 0.49 км/сек.
K	36.0 ± 0.97 км/сек.	37.3 ± 0.65 км/сек.
e	0.175 ± 0.028	0.087 ± 0.016
ω	$228^\circ.1 \pm 11^\circ.0$	$223^\circ.6 \pm 9^\circ.7$
T	J. D. 2 426 003 941 ± 1.372	2 422 059.507 ± 0.845
$a \sin i$	16 018 000 км	15 787 000 км
$\frac{m_2^3 \sin^3 i}{(m_1 + m_2)^2}$	$= 0.152 \odot$	$0.175 \odot$

Среднее значение отклонения $O-C$ для отдельной пластинки (табл. 1) равно ± 3.4 км/сек., а среднее алгебраическое $+0.04$ км/сек. При сравнении элементов бросается в глаза большое различие в скорости системы γ и в эксцентриситете. Различие в скорости между нашими результатами и результатами Гарпера, вероятно, можно приписать, по крайней мере частично, различию в систематических ошибках наблюдаемых радиальных скоростей. Что касается эксцентриситета, то, как это видно из кривой скоростей, он довольно значителен и во всяком случае превосходит 0.12.

Л и т е р а т у р а

1. J. S. Plaskett. Publ. Dom. Astr. Obs. 1, 170, 1920.
2. В. А. Альбицкий и Г. А. Шайн. Труды Главной астр. обсер. XLIII, 31, 1933.
3. W. Harper. Publ. Dom. Astr. Obs., 6, No. 13, 1935.

О МЕХАНИЗМЕ РАСШИРЕНИЯ НОВЫХ ЗВЕЗД ПЕРЕД МАКСИМУМОМ БЛЕСКА И МАССЫ НОВЫХ ЗВЕЗД

Э. Р. Мустель

В работе рассмотрены две основные модели, объясняющие существование максимума блеска у новых звезд. Первая модель, так называемая гипотеза А, предполагает, что в момент максимума блеска оптическая толща выброшенной и расширяющейся оболочки делается сравнимой с единицей [5]. При этом вся материя, содержащаяся в оболочке, может покинуть звезду навсегда. Во второй модели, (гипотеза Б) фотосфера звезды достигает своих наибольших размеров в момент максимума и затем начинает сжиматься [2, 7].

Во втором и третьем разделах настоящей статьи обсуждены два варианта гипотезы А, представленные графически на фиг. 1 и 2. Показано, что оба эти варианта, с точки зрения наблюдений, встречаются с серьезными трудностями. Основной и решающей трудностью является то, что оба варианта не в состоянии объяснить замены предмаксимального спектра новых звезд главным спектром [1]. В то же время эта замена является одной из наиболее существенных закономерностей, наблюдаемых в спектрах новых звезд.

В связи с этим в разделе 4 рассмотрены те следствия, которые вытекают из гипотезы Б. Указано, что принятие этой гипотезы сразу же дает возможность вполне удовлетворительно объяснить вышеупомянутую закономерность. Далее, так как, с точки зрения гипотезы Б, скорость расширения фотосферы перед максимумом меньше, чем параболическая (ибо в рамках этой модели фотосфера остается со звездой), мы можем оценить массы новых звезд по формуле (8). Результаты подсчетов приведены в табл. 3. Они показывают, что в ряде случаев эти „массы“ являются чрезвычайно большими (до 1500—1700 $M_{\odot}$).

В связи с этим в разделе 5 приведены дополнительные аргументы, которые также могли бы говорить в пользу очень больших масс у новых звезд. Здесь, в основном, имеются в виду те подсчеты, которые связаны с уменьшением смещения у некоторых систем линий поглощения в спектрах Новых. Эти подсчеты содержатся в более ранних работах автора [22, 23]. В табл. 5 приведены оценки „массы“ для N Aql 1918 и N Her 1934 на основании различных способов.

В разделе 6 рассмотрены те трудности, которые связаны с принятием больших масс. Эти трудности в основном таковы:

а) Постоянство смещений вблизи максимума у абсорбционных систем в спектрах некоторых Новых. Показано, что эта трудность является преодолимой.

б) Если полосы излучения, принадлежащие собственно спектру бывших Новых, возникают в относительно непротяженной оболочке, они должны быть крайне сильно смещены в сторону больших длин волн, см. формулу (12), чего не наблюдается.

Следовательно, если формула (12) верна, в чем, правда, имеются сомнения [40], то эффективный уровень образования полос излучения в спектрах бывших Новых должен быть достаточно высоким, т. е. материя, выбрасываемая из бывших Новых, должна покидать их окончательно. В связи с этим рассмотрен наиболее вероятный механизм такого истечения материи. Представлены аргументы в пользу того, что этот механизм аналогичен механизму выброса эруптивных протуберанцев из Солнца и носит чисто электромагнитный характер. Выбрасывание заряженных сгустков (протуберанцев) должно происходить из неустойчивой области Новой, расположенной где-то под поверхностью звезды. В связи с этим обсужден вопрос об образовании внутри звезд заряженных областей (один из примеров см. фиг. 3). Указано, что такой же механизм, повидимому, должен действовать еще в целом ряде случаев — орионов и диффузно-искровой спектры новых звезд, пекулярные звезды типа Т Тау, SS Cyg, Z And, Ве-звезды и т. д. Во всех этих случаях давление радиации ничего не дает.

Если указанный механизм истечения материи из бывших Новых правилен, то тем самым и последняя трудность в принятии больших масс для Новых снимается. Если же формула (12) неверна и красного смещения не должно быть, то вообще нет надобности привлекать указанный механизм. Однако для окончательного решения этой проблемы должны быть поставлены следующие исследования:

а) Обнаружение со светофильтрами возможных оболочек, окружающих непосредственно бывшие новые звезды (а не главные оболочки, дающие небулярный спектр).

б) Поиски в спектрах бывших Новых слабых, смещенных в красную сторону полос излучения.

в) Поиски в этих же спектрах слабых линий поглощения, смещенных в красную сторону.

г) Дальнейшая проверка закона (12) для других небесных тел.

д) Изучение двойных новых звезд. Исследования Сэнфорда [39] говорят в пользу больших масс.

Подтверждение наличия у новых звезд больших масс явилось бы, в свою очередь, свидетельством в пользу гипотезы Б.

В своей предыдущей работе [1] автор указал, что только изучение новых звезд перед максимумом блеска и вблизи максимума блеска может дать нам достаточно реальную основу для выяснения вопроса о природе самого явления вспышки Новой. В частности, в указанной работе были обсуждены те явления, которые наблюдаются в спектрах Новых сразу же *после* максимума блеска. В настоящей работе мы предполагаем обсудить вопрос о расширении Новых *перед* максимумом блеска и притом, с самой общей точки зрения, основываясь по возможности только на *наблюдениях*. Кроме того, нами будут использованы те основные выводы, которые сделаны в предыдущей статье и которые, в свою очередь, также фактически основаны только на наблюдениях.

Рассмотрение вопроса о расширении Новых перед максимумом тем более необходимо, что этот вопрос, с общей точки зрения, мало кем обсуждался. В частности, с точки зрения наблюдений, он изучался автором [2, 3], с точки зрения преимущественно теории, ему посвящены работы Ш. Г. Горделадзе [4], В. А. Амбарцумяна [5], А. И. Лебединского [6].

§ 1. Все возможные модели, с помощью которых можно объяснять возрастание блеска у Новых перед максимумом блеска, следует разделить, грубо говоря, на два класса. К первому классу (гипотеза А предыдущей работы автора [2]) относятся модели, обладающие следующим отличительным свойством.

Максимум блеска связывается здесь с тем, что в этот момент средняя оптическая толща $\bar{\tau}$ расширившейся оболочки* начинает удовлетворять равенству $\bar{\tau} \approx 1$ или, точнее говоря, равенству $\bar{\tau} = 1.7$ (см. [4], а также [5], стр. 221—223). Иначе говоря, с точки зрения рассматриваемых моделей, в момент максимума выполняется равенство:

$$\bar{\tau}(t_{\max}) = 1.7. \quad (1)$$

Что же касается материи, входящей в состав этой оболочки, то на ее движение не накладывается никаких ограничений. При массах новых звезд порядка солнечной массы и наблюдаемых скоростях вся эта материя может покинуть звезду навсегда.

Ко второму классу (гипотеза Б) относятся следующие модели. Предполагается, что та материя, которая создает „фотосферу“ звезды и которая, следовательно, фиксирует яркость Новой, достигает в момент максимума наибольшего удаления от центра звезды (наибольшие размеры „фотосферы“), а затем начинается вновь сокращение „размеров“ звезды и, следовательно, убывание ее блеска. С точки зрения рассматриваемых моделей, материя, образующая „фотосферу“, *остается со звездой*, в противоположность моделям первого класса. Таким образом, в рассматриваемом случае покидают звезду в виде отделившейся оболочки лишь внешние части протяженного обращенного слоя Новой (см. работу автора [7]).

В настоящей работе мы рассмотрим отдельно оба класса моделей, используя при этом ту же терминологию, которая была введена автором ранее [2]. Сначала мы рассмотрим первый класс моделей, т. е. гипотезу А. В свою очередь, эта гипотеза предполагает две возможности, которые мы также рассмотрим отдельно.

§ 2. Первый вариант гипотезы А сводится к нижеследующему. Предполагается, что в момент вспышки (момент t_0) новая звезда сбрасывает с себя приблизительно сферический внешний слой, который сразу же начинает расширяться в виде оболочки, *отделенной* от звезды; сама звезда при этом не испытывает существенного расширения. Вначале оптическая толща отделившейся оболочки велика и удовлетворяет неравенству $\bar{\tau} \gg 1$. Пока это неравенство выполняется, блеск звезды, определяемый оболочкой, возрастает (рост эффективного излучающего радиуса). В силу удаления от звезды оболочка

* Величина $\bar{\tau}$ есть оптическая глубина оболочки, соответствующим образом усредненная по всей наблюдаемой спектральной области.

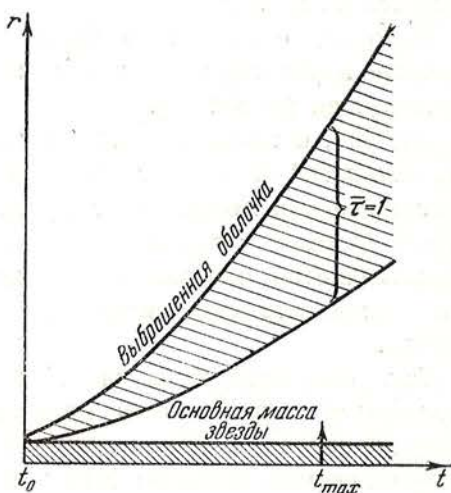
разрезается, ее τ уменьшается, и тогда, когда выполняется равенство (1), наступает момент максимального блеска, после чего блеск начинает убывать. Фиг. 1 поясняет графически сказанное. Ради общности на этом рисунке предполагается, что внутри отделившейся оболочки имеется градиент скоростей. В связи с этим толщина отделившейся оболочки растет со временем.

В чистом виде рассматриваемый вариант гипотезы А обсуждался и защищался Мензелом и Пэйн [8], а также другими. Однако, с точки зрения наблюдений, этот вариант в настоящее время встречается с целым рядом серьезных трудностей, которые мы сейчас и обсудим.

1) С точки зрения рассматриваемого варианта гипотезы А, совершенно необъяснима замена предмаксимального спектра у Новых звезд главным спектром сразу же после максимума яркости (см. [7], и особенно [1], фиг. 1). В то же время этот процесс наблюдался для всех семи Новых, „захваченных“ вблизи максимума, и должен рассматриваться как основной спектроскопический закон, характеризующий указанную фазу развития Новой.*

Правда, для объяснения $\alpha \rightarrow \beta$ процесса в данном случае [мы могли бы привлечь ряд гипотетических механизмов. Однако все эти механизмы неизбежно сталкиваются с целым рядом серьезных трудностей чисто наблюдательного характера. Все эти трудности отмечены в предыдущей работе автора [1]. Так, например, мы могли бы допустить, что после момента максимума блеска, когда выброшенная оболочка делается в частотах непрерывного спектра прозрачной, внутри нее становится видимой новая оболочка с большим смещением. Но тогда мы придем к модели VII, рассмотренной в предыдущей статье [1], которая встречается (как и все остальные, кроме V) с весьма серьезными трудностями.

Вообще, для того чтобы объяснить $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, необходимо объяснить следующие наблюдательные факты: а) Почему $\alpha \rightarrow \beta$ процесс начинается только *после* максимума блеска и притом *сразу же* после него? б) Почему развитие главного спектра (β системы) проис-



Фиг. 1. Расширение выброшенной новой звездой оболочки, с точки зрения первого варианта гипотезы А

* Следуя терминологии обеих указанных работ, мы для сокращения этот процесс будем называть просто $\alpha \rightarrow \beta$ процессом.

ходит за счет ослабления предмаксимального спектра (α системы) и почему, вообще, так быстро исчезает после максимума α система и появляется β система? в) Почему с самого момента своего появления главный спектр наблюдается *отделенным* от предмаксимального спектра (дискретность $\alpha \rightarrow \beta$ процесса)? Это обстоятельство является, между прочим, основной трудностью во всех тех моделях, где $\alpha \rightarrow \beta$ процесс объясняется путем введения в отделившуюся оболочку непрерывного градиента скоростей (см. второй вариант гипотезы А). г) Почему в ряде случаев (N Per 1901 и др.) наряду с главной системой в спектре Новой после максимума появляется *несколько* систем, более смещенных, чем главный спектр? д) Почему в спектрах N Per 1901, N Pic 1925 и N Lac 1936 предмаксимальный спектр исчез не полностью, но остался существовать в весьма ослабленном виде и после $\alpha \rightarrow \beta$ процесса? е) Почему $\alpha \rightarrow \beta$ процесс начинается и развивается тогда, когда излучение в полосах еще не появилось или является весьма слабым?

Наконец, сюда можно было бы добавить и ряд других фактов, которые перечислены при обсуждении соответствующих моделей в предыдущей работе [1].

Вообще, с точки зрения рассматриваемого варианта гипотезы А, *смещение* той системы линий поглощения, которая существовала до максимума и в момент максимума, должно и после максимума изменяться *плавно*, а появление новой системы с *большим* смещением представляется совершенно загадочным. Плавно должна изменяться и интенсивность предмаксимального спектра, что противоречит наблюдениям.

Так, например, в случае N Pic 1925 предмаксимальный спектр наблюдался с неизменной интенсивностью около 12 дней, а почти сразу же после максимума внезапно ослабел, и в то же время появился главный спектр. В случае N Her 1934 предмаксимальный спектр существовал перед максимумом около 10 дней с тем же исходом и т. д. Особенно непонятным здесь является то обстоятельство, что фактически внезапное ослабление предмаксимального спектра начинается *после* максимума блеска. В то же время, с точки зрения рассматриваемого варианта гипотезы А, момент максимума *ничем особым не отличается*, ибо это есть просто тот момент, когда выполняется равенство (1). Следовательно, можно было бы ожидать и противоположной последовательности событий.

2) Допустим на момент, что механизм увеличения блеска, соответствующий рассматриваемому варианту гипотезы А, верен. Тогда с момента вспышки t_0 и до момента максимума блеск звезды должен устойчиво возрастать, ибо в рассматриваемом случае мы имеем дело с расширением уже выброшенной в момент t_0 оболочки. В частности, какие бы то ни было остановки в возрастании блеска перед максимумом представляются в данном случае совершенно непонятными,

так как это предполагало бы неожиданную остановку расширяющейся оболочки.* В то же время в целом ряде случаев это находится в противоречии с наблюдениями. В качестве наиболее типичного случая мы можем указать на кривую изменения блеска у N Pic 1925 (см., например, [9], стр. 204, рис. 109). В течение нескольких дней после открытия звезды ее блеск колебался около некоторого среднего значения, и заметный рост его начался лишь позже, перед максимумом. Более того, оказалось, что за 55 дней до открытия звезды она была всего лишь, примерно, на $0^m.5$ слабее, чем в день открытия! Иначе говоря, в течение всего рассматриваемого времени звезда практически не изменяла своего блеска, а реальное изменение его началось, как только что указывалось, лишь перед максимумом. Кроме того, изменение блеска у звезды имело место несомненно сразу же после момента вспышки, который установить, к сожалению, не удалось.

К тому же разряду звезд следует отнести DO Aql (N Aql 1925). За устойчивым ростом блеска последовал период постоянства последнего, продолжавшийся не меньше 80 дней (см., например, работу Б. А. Воронцова-Вельяминова [10]); и лишь, возможно, после этого периода последовал максимум блеска. Далее, к числу замечательных звезд такого рода следует отнести RT Ser, которая, как называют Гапошкин и Пайн-Гапошкина ([11], стр. 263), является без всякого сомнения настоящей Новой (об этом говорит, в частности, ход развития ее спектра). Рост блеска у этой Новой перед максимумом занял около 10 лет! В течение всего этого периода звезда неоднократно пребывала (в течение весьма больших промежутков времени) в состоянии неизменности блеска. Сам максимум блеска длился также несколько лет.

Все эти случаи** и подобные им находятся в противоречии с исходными предпосылками рассматриваемого варианта гипотезы А и говорят в пользу того, что, по крайней мере, в этих случаях мы имеем дело со „вздутием“ всей звезды, которая, расширившись, может пребывать в таком состоянии в течение больших промежутков времени. О том, что в течение этих промежутков времени может отсутствовать какое бы то ни было истечение материи с поверхности указанных Новых, говорит пример RT Ser, где в течение многолетнего максимума спектры звезды не указывали на наличие расширяющейся оболочки (соответствующую литературу см. [11]).

3) Рассматриваемая трудность первого варианта гипотезы А такова.

* Изменения в температуре Новых перед максимумом столь незначительны, что какая бы то ни была температурная компенсация возрастающего радиуса оболочки невозможна.

** Ради краткости мы ограничимся только этими тремя звездами. Более подробное обсуждение вопроса об остановках в росте блеска у Новых см. в работе Мак Лафлина [12].

Обратимся к тому моменту, когда вследствие расширения оболочки ее оптическая толща начинает удовлетворять неравенству:

$$\bar{\tau}(t) \ll 1, \quad (2)$$

т. е. когда начинает выполняться, скажем, равенство $\bar{\tau} = 0.1$. Следующие соображения показывают, что этот момент не может быть более поздним, чем тот, когда появляются полосы излучения в спектре звезды (момент t_e). В самом деле, до того момента, пока в наблюдаемых частотах (а тем более за пределом серии Лаймана) удовлетворяется неравенство $\bar{\tau} > 1$, возникновение какого бы то ни было источника вне *непрозрачной оболочки*, который поставлял бы энергию в полосы, вряд ли представляется возможным. Если мы, например, будем держаться обычной гипотезы происхождения полос излучения (флуоресценция под влиянием избытка ультрафиолетовой радиации)*, то возникновение последних возможно лишь тогда, когда сделается выполнимым неравенство (2). То же самое имеет место и для того механизма, который рассмотрен в последнее время автором [13].

О том же говорят и следующие соображения, указывавшиеся автором [2]. А именно, о том, что уже в момент t_e удовлетворяется неравенство (2) (или, по крайней мере, равенство $\bar{\tau} = 0.1 - 0.3$), говорит относительная симметрия наблюдаемых полос излучения в этот момент. Если бы оболочка в момент t_e была *непрозрачной* [равенство (1)], то красное крыло ярких полос, соответствующее удаляющейся полусфере, было бы заметно ослаблено.

Все это, вместе взятое, говорит о том, что действительно в момент t_e имеет место неравенство (2). Используя этот вывод, мы покажем, что сразу же вслед за моментом t_e (а, возможно, и раньше) энергия, содержащаяся в *отделившейся оболочке*, будет израсходована в окружающее пространство. В самом деле, основная энергия, которая излучается *звездными* оболочками в наблюдаемых частотах, есть энергия, освобождаемая при рекомбинациях, т. е., в сущности, энергия ионизации. Имея это в виду, подсчитаем, в течение какого времени эта энергия сможет быть израсходована. Для этого мы должны подсчитать тот промежуток времени, в течение которого произойдет полная рекомбинация всех ионов и электронов, содержащихся в оболочке, или, что то же самое, в каждом единичном ее объеме. Иначе говоря, мы должны подсчитать тот средний промежуток времени, в течение которого происходит рекомбинация одного иона с электронами. Число рекомбинаций $N_{\text{рек}}$, совершающихся за 1 сек. между одним ионом и n_e электронами (в 1 см^3), равно по порядку

$$N_{\text{рек}} = n_e q v, \quad (3)$$

где v — наивероятнейшая скорость теплового движения электронов и q — среднее эффективное сечение рекомбинации. Для величины q мы

* Как показал автор [13], эта гипотеза встречается с исключительно серьезными трудностями.

можем принять в качестве наименьшего значения величину q для водорода, равную для интересующих нас температур (т. е. энергий электрона) $2 \cdot 10^{-21}$ см² [14]. Вблизи максимума спектр Новых может быть в среднем взят равным F0, что соответствует температуре 7500°, и это дает $v = 5 \cdot 10^7$ см/сек. Далее, все данные говорят о том, что электронное давление в отделяющихся оболочках не меньше, чем таковое же в атмосферах сверхгигантов, и равно по порядку 1 дине/см². Это при $T = 7500^\circ$ соответствует $n_e = 10^{12}$ см⁻³. В результате для $N_{\text{рек}}$ получим $N_{\text{рек}} = 10^{-1}$ сек.⁻¹. Следовательно, соответствующее время рекомбинации, равное

$$t_{\text{рек}} = \frac{1}{N_{\text{рек}}}, \quad (4)$$

будет составлять всего 10 сек., и так как, согласно приводившимся выше рассуждениям, отделившаяся оболочка в момент t_e удовлетворяет неравенству (2), то вся энергия, излученная внутри оболочки благодаря рекомбинациям, выйдет из последней *безвозвратно*. Правда, возможно, что найденная величина для $t_{\text{рек}}$ является преуменьшенной. Так, например, в результате рекомбинаций число n_e уменьшается, и это замедлит сам процесс рекомбинаций. Однако это обстоятельство не может изменить порядок найденной средней величины $N_{\text{рек}}$.

Кроме того, совершенно очевидно, что найденное время $t_{\text{рек}}$ будет соответствовать отдаче в окружающее пространство *основного запаса* энергии, содержащейся в отделившейся оболочке. Иначе говоря, наиболее существенное и наиболее быстрое (см. ниже) ослабление блеска, обусловленного отделившейся оболочкой, произойдет именно за время $t_{\text{рек}}$, данное формулами (3) и (4).

Далее, допустим, что n_e даже на три порядка (!) меньше, чем мы приняли. Это предположение весьма мало вероятно, ибо в момент t_m отделившаяся оболочка является по существу *фотосферой*, а за короткий промежуток времени $t_e - t_m$ величина n_e заметно уменьшиться не может. Но и тогда практически вся запасенная в оболочке энергия будет излучена в окружающее пространство за несколько часов.

Таким образом, мы имеем все основания ожидать, что за промежуток времени $\Delta t_e = t_e - t_m$, где t_m — момент максимума, блеск Новой, определяемый только выброшенной оболочкой, быстро уменьшится, и так как промежуток времени t_e составляет около одних-двух суток, а для быстрых Новых несколько часов, то мы должны всегда после максимума наблюдать резкое уменьшение блеска у Новой, а это в большинстве случаев находится в полном противоречии с наблюдениями. В качестве примера мы можем указать, что в случае N Per 1901, N Cyg 1920, N Lac 1936, N Pup 1942 их блеск после максимума падал совершенно плавно, и лишь N Per 1901 через некоторый, достаточно большой промежуток времени после максимума обнаружила полупериодические колебания блеска, имевшие, конечно, совершенно другую природу. Правда, мы могли бы допустить, что после выбрасывания

первой оболочки началось новое истечение материи, создавшее вокруг центральной звезды излучающую протяженную оболочку большого радиуса. Эта оболочка и могла просвечивать через ставшую прозрачной главную оболочку, которая сама очень скоро после момента t_e не дает заметного излучения. Однако и в этом случае ожидать плавности хода блеска было бы в высшей степени невероятно, ибо оба источника излучения — звезда и отделившаяся оболочка — являются совершенно независимыми, и градиент изменения блеска у обеих может быть в общем случае совершенно различным. У некоторых звезд — N Gem 1912, N Aql 1918, N Her 1934 блеск сразу же после максимума изменялся весьма быстро, но практически все указанные случаи связаны, несомненно, с тем, что температура этих Новых сразу же после максимума в течение некоторого промежутка времени аномально понижалась. Об этом говорят табл. 2 и 3 работы Мак Лафлина [17], дающие предмаксимальный и главный спектры Новых до и после максимума.

Вышеизложенные соображения говорят также и о том, что в чистом виде рассматриваемый вариант гипотезы А не может, вообще, объяснить медленное развитие многих Новых после максимума блеска. Особенно это касается таких Новых, как N Aur 1891 и N Her 1934, где после не особенно резкого максимума блеск звезды находился *на весьма высоком уровне* долгое время и затем внезапно падал (кривую N Aur 1891 см. [9], рис. 111, кривую N Her 1934 см. [15], а также [9], рис. 112). Наконец, с точки зрения этого варианта, совершенно непонятны случаи, аналогичные DO Aql и RT Ser (в последнем случае сам максимум блеска занимал несколько лет).

Во всех этих случаях совершенно необходимо предположение, по меньшей мере, о том, что после вспышки и отрыва оболочки начинается новое истечение материи, которой и обусловлен блеск звезды после максимума. Но тогда мы приходим уже ко второму варианту гипотезы А, который мы рассмотрим в следующем разделе.

4) Данная трудность рассматриваемого варианта гипотезы А уже указывалась автором ранее [2]. Она сводится к следующему. Выше мы видели, что в течение относительно короткого промежутка $\Delta t_e = t_e - t_m$ отделившаяся гипотетическая оболочка должна стать столь прозрачной, что в момент t_e она удовлетворяет неравенству (2), в то время как в момент максимума — равенству (1). Следовательно, еще до момента t_e мы должны через отделившуюся оболочку увидеть наружную поверхность самой центральной звезды. С другой стороны, каков бы ни был механизм выбрасывания отделившейся оболочки, представляется в высшей степени вероятным, что температура указанной поверхности будет существенно *выше*, чем температура отделившейся оболочки. В противном случае, происхождение того импульса, который в момент вспышки сообщается наружным слоям Новой (что и ведет к выбрасыванию и удалению оболочки), представляется совершенно

непонятным. Так, например, можно указать, что весьма близкие к рассматриваемому случаю подсчеты В. А. Амбарцумяна ([5], стр. 231—233) показывают, что температура наружных слоев Новой, необходимая для отрыва оболочки, должна быть порядка 150 000°.

Таким образом, следует ожидать, что в момент t_e наблюдаемая температура Новой должна по сравнению с ее температурой в момент t_m существенно *увеличиться*, что находится в противоречии с наблюдениями. Автор в своей более ранней работе [13] представил чисто наблюдательные аргументы в пользу того, что за время Δt_e не происходит *никакого* увеличения температуры. Напротив, наблюдается или ее постоянство, или даже некоторое уменьшение (более поздний спектр и более низкая спектрофотометрическая температура звезды).

Правда, так же как и в предыдущем пункте, мы могли бы допустить, что сразу же после выброса главной оболочки (момент t_0) начинается новое, непрерывное истечение материи и что уже в момент t_e мы наблюдаем излучение не самой звезды, а окружающей ее протяженной оболочки, которая, конечно, должна быть холоднее, чем сама звезда в момент t_0 . Однако это объяснение не представляется удовлетворительным. Действительно, допуская его справедливость, мы должны объяснить, почему все же температура звезды в момент t_e или *равна* ее температуре в момент t_m , или только слегка меньше последней. С точки зрения первого варианта гипотезы А приближенное равенство $T(t_m) \approx T(t_e)$ может иметь место лишь в частном случае; в общем же случае здесь должны наблюдаться самые различные отклонения от этого равенства как в смысле знака разности $T(t_m) - T(t_e)$, так и в смысле величины последней.

5) Чрезвычайно серьезной трудностью гипотезы А, практически *такой же* серьезной, как и первая трудность, является то, что сразу же за моментом максимума в непрерывном спектре новых звезд за пределом серии Бальмера *не* появляется рекомбинационного спектра водорода. В связи с тем, что для визуальной и фотографической областей начинает выполняться неравенство $\tau_\nu < 1$, мы должны были бы ожидать (имея в виду соответствующие спектры Новых вблизи максимума, т. е. спектры А и F) появления весьма сильного скачка* в интенсивности излучения при $\lambda = 3646 \text{ \AA}$, чего не наблюдается [3]. Отсутствие этого скачка никоим образом нельзя объяснить недостаточным содержанием водорода в оболочках Новых. Сравнение спектров новых звезд (вблизи максимума) и обычных звезд того же класса показывает, что водород является в оболочках новых звезд не менее обильным элементом, чем в атмосферах обычных звезд.

6) Анализ спектра N Her 1934 перед максимумом блеска привел Вильямса [16] к тому выводу, что в случае расширения этой звезды перед максимумом мы имели дело с расширением *непрерывной* обо-

* И вообще замены закона $I_\nu \propto B_\nu$ на совершенно другой закон $I_\nu \propto k_\nu B_\nu$!

лочки, а не дискретной, как это имеет место для рассматриваемого варианта гипотезы А.

7) Наконец, мы можем сослаться на две последние трудности гипотезы А, изложенные автором в его предыдущей работе [2].

Имея в виду изложенные трудности первого варианта гипотезы А, мы рассмотрим второй вариант этой же гипотезы.

§ 3. Второй вариант гипотезы А обсуждался многими авторами. Впервые он был рассмотрен В. А. Амбарцумианом и Н. А. Козыревым [18], затем Ш. Г. Горделадзе ([4], см. также [5], стр. 221—225), А. И. Лебединским [6], Мак Лафлином ([17], стр. 190—191) и другими. Этот второй вариант аналогичен первому. Различие состоит лишь в том, что во втором варианте расширение оболочки, окружающей Новую, происходит непрерывно. Иначе говоря, первый импульс, ведущий к выбрасыванию материи (момент t_0 в первом варианте), сопровождается последующими импульсами, также ведущими к новому выбрасыванию материи.* Таким образом, вплоть до максимума блеска расширяющаяся оболочка является относительно непрерывной.

Так же как и в первом варианте гипотезы А, максимум блеска определяется здесь тем, что, убывая, оптическая толща выброшенной оболочки удовлетворяет в некоторый момент равенству (1). Таким образом, все сводится к вопросу о механизме убывания оптической толщи, причем совершенно очевидно, что это убывание связано в основном с *разрежением* материи в расширяющейся оболочке.

Можно представить себе два следующих механизма, ведущих к разрежению выбрасываемой материи:

а) После первой вспышки (момента t_0) количество вновь выбрасываемой материи непрерывно убывает. Разрежение же уже выброшенной материи** происходит вследствие удаления последней от звезды. Все это, вместе взятое, приводит к тому, что τ оболочки непрерывно уменьшается.

При этом следует полностью исключить следующую модель, рассматривавшуюся некоторыми авторами. Допустим, что, начиная с момента вспышки, с поверхности звезды происходит непрерывное истечение материи, причем пусть зависящая от времени начальная плотность материи у указанной поверхности есть $\rho_0(t)$. Каждой данной $\rho_0(t)$ соответствует некоторый радиус r_1 , для которого оптическая толща $\tau \approx 1$. За этим радиусом разрежение материи уже столь велико, что оптическая толща вышерасположенных слоев τ мала. При этом совершенно очевидно, что чем меньше $\rho_0(t)$, тем меньше соответствующий этой плотности радиус r_1 .

Пусть теперь изменение $\rho_0(t)$ носит относительно плавный, непрерывный характер. Таким же образом будет меняться и радиус r_1 .

* См. [18], стр. 322.

** Скорость выбрасывания в течение всего промежутка времени $t_m - t_0$ может здесь оставаться даже постоянной.

Если теперь в некоторый момент $\rho_0(t)$ имеет максимум, то этому моменту будет отвечать и максимум r_1 (конечно более поздний). Следовательно, одно только изменение $\rho_0(t)$ без существенных разрывов в плотности может описать нам кривую блеска звезды. Говоря другими словами, состояние Новой в каждый данный момент (в смысле распределения плотностей) будет аналогично состоянию звезд Вольф — Райе или звезд типа Р Лебеда, с той только разницей, что в этих последних случаях начальная плотность не зависит от времени [здесь же закон изменения $\rho(r)$ в данный момент будет зависеть от изменения $\rho_0(t)$ в предыдущие моменты].

Рассмотренная нами модель не требует того, чтобы в момент максимума τ всей оболочки удовлетворяла равенству (1). Здесь, как мы уже указали, все определяется изменениями $\rho_0(t)$. Однако рассмотренная модель встречается со следующей исключительно серьезной трудностью. С точки зрения этой модели, момент максимума блеска *абсолютно ничем*, с физической точки зрения, не выделяется. Он просто отвечает наибольшей $\rho_0(t)$. Напротив, наблюдения указывают, что момент максимума есть своего рода „особая точка“.

Действительно, только после максимума и притом практически *сразу же* после него наблюдаются следующие основные спектроскопические процессы: а) $\alpha \rightarrow \beta$ процесс, б) появление полос излучения, в) появление диффузно-искрового спектра и в ряде случаев орионова спектра. Таким образом, момент максимума разделяет два совершенно *различных*, с физической точки зрения, периода. В то же время рассматриваемая модель не только не может объяснить все эти процессы, но и не может объяснить, почему они начинаются только после максимума (сразу же за ним).

Кроме того, имеется еще и следующая трудность. Так как в весьма большом числе случаев убывание блеска после максимума у Новых происходит весьма медленно, это означает (с точки зрения данной модели), что и истечение материи из звезды после максимума происходит почти столь же интенсивно, как и незадолго до максимума. Следовательно, и после максимума мы должны были бы наблюдать достаточно интенсивную систему линий поглощения, такую же примерно, как и предмаксимальный спектр, и примерно с таким же смещением. Все это противоречит наблюдениям. Сразу же после максимума предмаксимальный спектр исчезает, а главный спектр соответствует уже отделившейся и достаточно удаленной оболочке. Наконец, диффузно-исковой и орионов спектры соответствуют истечению материи, носящему совершенно другой характер.

Основываясь на изложенном, мы приходим к тому выводу, что без „прояснения“ выброшенной оболочки, в смысле удовлетворения τ равенству (1), никакая модель гипотезы А не имеет вообще никаких шансов на объяснение всего комплекса сложных явлений, наблюдающихся в спектрах Новых сразу же после максимума.

б) Разрежение материи происходит, в основном, вследствие заметного градиента скоростей dv/dr внутри расширяющейся оболочки. При этом более вероятно, что скорость в оболочке должна возрастать в направлении от звезды. Рассматриваемый механизм предполагает, в частности, следующую возможность: именно, может произойти *единовременное* выбрасывание оболочки в момент t_0 , но внутри этой оболочки с самого начала должен существовать заметный градиент v . Так, например, скорость самых внутренних частей выброшенной оболочки может быть весьма малой (практически нулевой), скорость самых наружных — весьма большой и соответствующей примерно смещению предмаксимального спектра. Таким образом, очень долго никакой пустоты между выброшенной материей и самой звездой не будет; все сведется к увеличению размеров выброшенной оболочки и, так как ее масса остается той же самой, — к разрежению ее и к уменьшению τ (см. [5], стр. 221—225).

Наконец, следует отметить, что в разрежении расширяющейся оболочки могут играть одинаково существенную роль оба рассмотренных механизма «а» и «б».

Второй вариант гипотезы А встречается с целым рядом тех же трудностей, что и первый вариант этой же гипотезы. Обсудим данный вопрос более подробно.

Второй вариант, так же как и первый, совершенно не в состоянии объяснить явлений замены предмаксимального спектра главным спектром ($\alpha \rightarrow \beta$ процесс): и здесь гипотеза А бессильна объяснить все те спектроскопические факты, которые характеризуют только что указанные явления и которые перечислены в пунктах «а»—«е» второго параграфа настоящей статьи.

Естественно, что наиболее обещающие возможности в смысле объяснения $\alpha \rightarrow \beta$ процесса в рамках гипотезы А могут связываться с наличием или с возникновением градиента скоростей внутри расширяющейся оболочки. Однако и здесь сразу же появляются серьезные трудности.

Во-первых, следует иметь в виду, что в общем случае такой градиент должен быть непрерывным. В то же время $\alpha \rightarrow \beta$ процесс носит явно дискретный характер и в этом-то, с точки зрения обоих вариантов гипотезы А, заключается основная трудность всей рассматриваемой проблемы. Правда, можно было бы ввести гипотетический скачок в закон распределения скоростей, но тогда, помимо искусственности такого предположения, нужно еще объяснить, почему этот скачок проявляется всегда *сразу же* после максимума блеска, и вообще увязать это предположение со всеми наблюдательными фактами, перечисленными в пунктах «а»—«е» параграфа 2. Это же представляется, по мнению автора, невозможным. Кроме того, с точки зрения второго варианта гипотезы А, гораздо вероятнее, что скорость v движения материи в оболочке *убывает* к центру звезды. Это же при наличии

скачка даст меньшую скорость, а не бoльшую, как в случае $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

Во-вторых, можно попытаться использовать градиент v таким же образом, как это сделано автором в его предыдущих работах (см. [7], а также модель V предыдущей статьи [1]), т. е. рассмотреть механизм, ведущий к усилению селективного давления радиации. При этом для лучшего уяснения дальнейших соображений мы рассмотрим вначале расширение перед максимумом блеска типичной „быстрой“ новой звезды — N Aql 1918. Соответствующие подсчеты мы используем и для дальнейшего. Эффективные радиусы „фотосферы“ мы будем подсчитывать по обычной формуле:

$$\lg r_p = -0.2 M_v + \frac{5900}{T} - 0.02, \quad (5)$$

применимость которой перед максимумом блеска обсуждалась ранее автором [3]. Для расстояния до Новой мы возьмем значение $D = 430$ парсек, найденное Бааде [19]. Все данные и результаты вычислений приведены в табл. 1.

Для величин m_v использованы данные Кемпбелла [20]. Спектры A0 и A5 взяты из табл. 2 работы Мак Лафлина [17], спектр cF5 из табл. 3 той же работы. Охлаждение звезды в течение некоторого времени и после максимума подтверждается тем, что в ее спектре вскоре после максимума наблюдалась полоса CN, λ 3590 Å. Спектр для момента t_1 неизвестен. Температура 13 300° для этого момента была получена

Таблица 1

Радиусы r_p для N Aql 1918

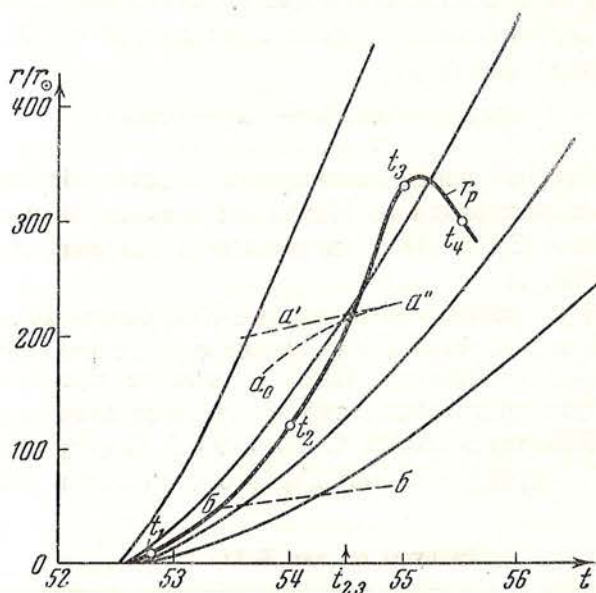
t	J. D. 2420000	m_v	M_v	Спектр	T	r_p
t_1	1752.8	$+6.60$	-1.56	?	13 300°	$5.4r_\odot$
t_2	1754.0	$+0.40$	-7.76	A0	10 700	120
t_3	1755.0	-1.08	-9.24	A5	8 500	331
t_4	1755.5	$+0.20$	-7.96	cF5	6 500	302

путем прямолинейной экстраполяции величин $T(t_2)$ и $T(t_3)$. Учитывая же случай N Her 1934 и вообще весьма ранний спектр Новых перед вспышкой, мы имеем все основания считать, что падение температуры к максимуму замедляется. Следовательно, можно считать, что $T(t_1) > 13\,300^\circ$ и $r_p(t_1) < 5.4 r_\odot$. Однако для дальнейшего эта неточность не имеет никакого значения. Рост r_p согласно табл. 1 представлен на фиг. 2 жирной линией. Момент t_3 совпадает практически с моментом максимума.

Подсчитаем еще для момента $t_{2.3} = (t_2 + t_3)/2$ скорость увеличения радиуса r_p . Для этого момента и вообще в интервале 2421754.2 — 2421754.8 она оказывается приближенно равной $v(t_{2.3}) \approx 1740$ км/сек.

Далее $r_p(t_{2,3}) \approx 220 r_\odot$. Наконец, в этот же момент $t_{2,3}$ смещение предмаксимального спектра составляло около 1370 км/сек.

На той же фиг. 2 тонкими линиями изображено возможное движение материи, составляющей расширяющуюся оболочку согласно гипотезе А (только схема). При этом предполагается, что разрежение расширяющейся оболочки связано, в основном, с наличием в ней градиента скоростей (различный наклон линий). Таким образом, здесь изображен вариант „б“, рассмотренный в начале настоящего параграфа.



Фиг. 2. Изменение эффективного радиуса фотосферы у N Aql 1918 (жирная линия) и схема движения материи во втором варианте гипотезы А (тонкие линии). Момент t_3 соответствует максимальному блеску

Обратимся теперь непосредственно к интересующему нас вопросу о возможности возникновения градиента v в оболочке (что должно вести к усилению селективного давления радиации). Рассмотрим вначале обращающий слой. Сразу же следует отметить, что при массах Новых порядка $1M_\odot$ никакого градиента скоростей гравитационной природы в обращающем слое* образовываться не может. Так, например, рассмотрим тот же момент $t_{2,3} = 2421754.5$ на фиг. 2. В самом основании обращающего слоя, т. е. примерно на уровне r_p , гравитационное ускорение j_{gr} при $M = M_\odot$ оказывается равным 0.50 км/сек за сутки. Так как интересующий нас период времени охватывает всего несколько суток, то ни о каком образовании градиента скоростей (гравитационной природы) в обращающем слое при $M = M_\odot$ не мо-

* Перед максимумом и около него, т. е. тогда, когда градиент v необходим для объяснения $\alpha \rightarrow \beta$ процесса.

жет быть и речи. Да и вообще при $M = M_{\odot}$ остается совершенно неясным, почему градиент скоростей образуется в момент максимума, как этого требует $\alpha \rightarrow \beta$ процесс. (В случае гипотезы Б возникновение градиента v в обращающем слое связано с большими массами новых звезд, см. следующий раздел.)

Обратимся теперь к фотосфере. Здесь на первый взгляд $\alpha \rightarrow \beta$ процесс можно было бы объяснить следующим образом. Допустим, что в „фотосфере“ расширяющейся перед максимумом оболочки имеется большой градиент скоростей. Сразу же *после максимума блеска* (!) оптическая толща оболочки начинает удовлетворять неравенству $\bar{\tau} < 1$, т. е. вся оболочка превращается в „обращающий слой“ и притом в своих внутренних частях с большим градиентом скоростей. Но тогда казалось бы, что сразу же в действие должен вступить тот механизм с усиленным селективным давлением радиации, который рассматривался ранее автором [7]. Однако это совершенно неверно. Действительно, самые общие положения теории радиации в звездных атмосферах показывают, что ослабление общей непрозрачности (т. е. уменьшение $\bar{\tau}$) *не может* приводить к усилению селективного давления радиации.*

В заключение вопроса о скоростях следует еще раз отметить, что в случае гипотезы А практически вся материя, содержащаяся в оболочке, должна при массе звезды $M = M_{\odot}$ покинуть последнюю безвозвратно. Исключение могут составлять лишь медленные звезды. Для того чтобы пояснить сказанное, мы воспроизводим здесь таблицу, дающую параболическую скорость v_{∞} для различных r и M , согласно обычной формуле:

$$v_{\infty}^2 = \frac{2GM}{r}. \quad (6)$$

Таблица показывает, что даже на расстоянии от центра звезды, равном $50 r_{\odot}$, параболическая скорость всего порядка 90 км/сек.

Таблица 2

Параболическая скорость v_{∞} для различных r и M , выраженная в км/сек

$r/r_{\odot}$	$M/M_{\odot}$					
	1	10	100	500	1000	1500
1	617	1950	6170	13 800	19 500	23 900
10	195	617	1950	4 370	6 170	7 550
50	87.1	275	871	1 950	2 755	3 373
100	61.7	195	617	1 380	1 950	2 390
200	43.7	138	437	977	1 380	1 690
400	30.8	97.7	308	690	977	1 194

* Те же самые соображения относятся в полной мере и к первому варианту гипотезы А.

Поэтому в случае N Aq1 1918 (фиг. 2) вылетит безвозвратно фактически вся оболочка. Так, например, в масштабе фиг. 2 даже прямолинейная траектория $b - b$ соответствует скорости, большей, чем параболическая (при $M = M_{\odot}$); и лишь в медленных звездах, как, например, N P1c 1925, материя даже на таких расстояниях, как $50 r_{\odot}$, может, в конце концов, возвратиться назад к звезде.

Заметим в заключение, что такие траектории в „фотосфере“, как $a' - a''$ вообще при $M = M_{\odot}$ невозможны, так как они имеют мнимое начало. Изгиб же этих траекторий (кривая $a_0 - a''$) и притом гравитационной природы вообще невозможен из-за того, что на этих расстояниях гравитационные ускорения чрезвычайно малы.

До сих пор вопрос об объяснении $\alpha \rightarrow \beta$ процесса в рамках второго варианта гипотезы А мы обсуждали с точки зрения градиента скоростей. Однако и все остальные возможности, вроде моделей I, IV, VII, рассмотренных в предыдущей работе автора [1], предусматривающие введение в гипотезу А дополнительных импульсов, вторичных оболочек, повышения температуры и вообще всяких добавочных механизмов, следует также отбросить по причинам, изложенным в той же статье.

Так же как и в рассматриваемом случае (интерпретация $\alpha \rightarrow \beta$ процесса), второму варианту гипотезы А присущ целый ряд трудностей, которые характеризуют и первый вариант,* так как различие между обоими вариантами сводится, в основном, лишь к тому, что в первом из них расширение носит дискретный, а во втором — непрерывный характер. Поэтому вряд ли стоит вновь обсуждать подробно все те трудности, которые мы перечислили в предыдущем разделе. В частности, так же как и в первом варианте, мы должны ожидать здесь скачка в изменении блеска сразу же после максимума, так как градиент изменения блеска, обусловленный отделившейся оболочкой и вновь созданной протяженной оболочкой, должен быть в общем случае различным. Далее весьма вероятно повышение температуры у Новой в момент t_e , неизбежно появление скачка в интенсивности излучения при пределе серии Бальмера (!) и т. д. Таким образом, мы можем полностью сослаться на результаты второго параграфа.

Обобщая изложенное во втором и третьем параграфах, мы приходим к тому выводу, что гипотеза А (оба ее варианта) встречается, с точки зрения наблюдений, с весьма серьезными трудностями, к преодолению которых автор не видит в настоящее время никаких путей. *Наибольшей трудностью* из них является, без всякого сомнения, то, что оба варианта гипотезы А не в состоянии объяснить $\alpha \rightarrow \beta$ процесс,** наблюдавшийся у всех семи Новых, „захваченных“ до максимума. Второй по важности трудностью является отсутствие в спектрах Новых

* Повидимому, за исключением второй и четвертой.

** Привлечение сюда каких-либо механизмов, имеющих электрический или магнитный характер, ничего не даст.

после максимума скачка за пределом серии Бальмера. Имея это в виду перейдем к обсуждению гипотезы Б.

§ 4. Как мы уже указывали в начале настоящей статьи, фотосфера новой звезды, с точки зрения гипотезы Б, достигает в момент максимума своих наибольших размеров, после чего начинает сокращаться. Этим, собственно говоря, и обусловлен сам момент максимума блеска (конечно, существенную роль здесь играет и то обстоятельство, что около максимума блеска изменение температуры у новых звезд относительно мало). Вместе с фотосферой существенно замедляют свое движение и прилежащие к ней более внутренние части протяженного обращающего слоя Новой,* в то время как внешние части последнего продолжают (благодаря уже запасенной ими скорости и малым ускорениям силы тяжести на больших r) удаляться от звезды. Возникающий при этом большой градиент скоростей ведет к тому, что более внутренние части обращающего слоя становятся в сфере спектральных линий прозрачными (дифференциальный эффект Доплера). Это же приводит к внезапному усилению селективного давления радиации на внешние*** удаляющиеся части обращающего слоя. Усиление же селективного давления радиации, как это показано автором ([7] и [1], фиг. 2), ведет к возникновению $\alpha \rightarrow \beta$ процесса. В этих же работах автором показано, что таким путем можно объяснить вполне удовлетворительно не только основные черты $\alpha \rightarrow \beta$ процесса, но и самые различные отклонения от последнего. Отсылая читателя за подробностями к указанным работам, мы здесь рассмотрим лишь те следствия, к которым ведет сама гипотеза Б. При этом следует подчеркнуть, что к возможно более тщательному обсуждению гипотезы Б нас *вынуждает* полная несостоятельность всех остальных рассматривавшихся моделей. К таким моделям относятся все механизмы (кроме пятого), рассмотренные в предыдущей работе автора [1], а также во втором и третьем параграфах настоящей статьи.

Допуская, что гипотеза Б отвечает действительности, попытаемся оценить массы новых звезд. При этом мы будем исходить из того факта, что, в соответствии с рассматриваемой гипотезой, фотосферические слои каждой новой звезды не покидают звезду (как в случае гипотезы А), а остаются с ней. Иначе говоря, скорость фотосферической материи должна быть *меньшей*, чем параболическая скорость на соответствующих уровнях. Если мы на момент отождествим скорость расширения фотосферической материи со скоростью движения „эффективной“ фотосферы, находимой на основании формулы (5), то для массы звезды будем согласно (6) иметь

$$v_p < v_\infty = \sqrt{\frac{2GM}{r_p}} \quad (7)$$

* См. фиг. 2 предыдущей работы автора [1], которая характеризует гипотезу Б.

** Вначале только на ближние к звезде слои этих частей.

и, следовательно,

$$\frac{M}{M_{\odot}} > \frac{r_p}{r_{\odot}} \left(\frac{v_p}{617} \right)^2, \quad (8)$$

причем v_p измерена в км/сек., а параболическая скорость на поверхности Солнца принята, как и в табл. 2, равной 617 км/сек.

Вначале мы подсчитаем минимальную массу для N Aql 1918, основываясь на табл. 1 настоящей статьи. Для момента $t_{2,3}$ скорость $v_p = 1740$ км/сек., радиус фотосферы $r_p = 220 r_{\odot}$, и по формуле (8) мы находим, что минимальная масса N Aql 1918 равна: $M = 1755 M_{\odot}$!

Для того чтобы оценить массу других Новых, мы можем воспользоваться теми подсчетами r_p и v_p , которые выполнены автором в его более ранней статье [21]. В этой работе величины r_p подсчитаны для двух моментов; для момента t_2 , соответствующего здесь моменту максимума t_m , и для момента $t_1 = t_2 - 24^h = t_m - 24^h$.

Скорости же v_p подсчитаны по формуле

$$v_p = \frac{r_p(t_m) - r_p(t_1)}{86400}, \quad (9)$$

т. е. принимается, что в интервале $t_m - t_1$ скорость фотосферы равномерная. Это, конечно, не так, потому что как раз около максимума величина r_p перестает расти. Тем не менее для наших весьма грубых подсчетов такое упрощение не имеет, как показывает более тщательный анализ, никакого значения (см. ниже). Величины v_p в рассматриваемом случае следует относить к среднему моменту $t_{1,2} = \frac{t_1 + t_2}{2}$.

В этот же момент мы можем считать, что r_p , входящая в формулу (8), определяется так же, как среднее арифметическое, т. е.

$$r_p = \bar{r}_p = \frac{r_p(t_2) + r_p(t_1)}{2}. \quad (9a)$$

Приводимая здесь табл. 3 основана на такого рода подсчетах. При этом, как мы уже указывали, все использованные в ней исходные величины основаны на предыдущей работе автора [21]. Данные о N Aql 1918 мы ввели для того, чтобы сравнить величины, находимые с помощью более точного и более грубого методов.

Таблица 3

Минимальные массы $M_{\min}$ некоторых новых звезд на основе гипотезы Б

Звезда	$r_p(t_1)$	$r_p(t_2)$	$\bar{r}_p$	v_p	$M_{\min}$
N Gem 1912	$105r_{\odot}$	$129r_{\odot}$	$117r_{\odot}$	193 км/сек.	$11.5M_{\odot}$
N Aql 1918	120	331	225	1700	1710
N Cyg 1920	138	229	183	733	257
N Pic 1925	193	224	208	250	34
N Her 1934	72	95	84	185	7.6
N Lac 1936	141	276	208	1100	645

В связи с проведенными вычислениями необходимо сделать ряд замечаний.

1) Следует иметь в виду, что исходные величины табл. 3 связаны в ряде случаев с большой неопределенностью. Эта неопределенность обусловлена, в основном, неточностью использованных параллаксов, а также температурных данных. Поэтому мы можем говорить только о порядке находимых величин для $M_{\min}$.

2) Сравнение величин v_p и $M_{\min}$ табл. 3 для N Aql 1918 с величинами v_p и $M_{\min}$, полученными нами ранее для той же звезды, показывает, что наш приближенный метод подсчета $M_{\min}$ является достаточно точным (речь, конечно, идет о подсчетах при тех же исходных данных).

3) Большие величины для v_p и $M_{\min}$ получаются и в том случае, если мы будем пренебрегать изменением температуры у Новых перед максимумом. Для того чтобы это показать, рассмотрим опять случай N Aql 1918. Допустим, что в течение 24^h перед максимумом температура звезды оставалась постоянной и равной температуре звезды в момент $t_1 = t_2 - 24^h = t_m - 24^h$, т. е. равнялась $10\,700^\circ$ (см. табл. 2 исходной работы автора [21]). Мы преднамеренно взяли эту температуру, а не меньшую температуру в момент максимума (8500°), с тем, чтобы получить наименьший r_p в момент $t_2 = t_m$ и, следовательно, наименьшие v_p и $M_{\min}$. Оставляя все остальные исходные данные табл. 2 указанной статьи [21] неизменными, мы приходим к следующей табл. 4.

Таблица 4

Скорость фотосферы v_p и минимальная масса $M_{\min}$
Новой N Aql 1918 в предположении постоянства ее температуры перед максимумом

t	J. D. 2421700	m_v	T	M_{vis}	r_p	v_p	$M_{\min}$
t_1	54.0	+ 0.40 ^m	10 700°	- 7.76 ^m	120 $r_\odot$	965 км/сек.	440 $M_\odot$
t_2	55.0	- 1.08	10 700	- 9.24	240		

Эта таблица показывает, что и в случае постоянства температуры (даже ее преувеличения) получается весьма большая масса N Aql 1918.

Перейдем теперь к обсуждению полученных результатов.

Первый же вопрос, который здесь возникает, состоит в том, в какой мере использованные в табл. 3 величины v_p близки к действительной скорости движущейся материи v_m (r_p) на фотосферическом уровне.* Данный вопрос весьма подробно был обсужден в более ранней работе автора [3]. В этой работе, к которой мы и отсылаем чита-

* Ошибки в принятых r_p играют в определении $M_{\min}$ по формуле (8) гораздо меньшую роль, и сейчас мы этим вопросом заниматься не будем.

теля, были представлены соответствующие аргументы в пользу того, что перед максимумом блеска, повидимому с достаточной для нас сейчас точностью, соблюдается приближенное равенство $v_p \approx v_m(r_p)$. Если же это равенство не выполняется, то гораздо более вероятен случай, когда $v_p < v_m(r_p)$. В самом деле, следует помнить, что при движении от звезды материя, образующая оболочку, в общем случае разрежается, и это приводит к тому, что движение того *уровня*, где $\tau = 1$, происходит медленнее, чем движение *материи* на этом же уровне. В то же время блеск звезды и, следовательно, v_p , находящаяся по формуле (5), определяются как раз положением указанного уровня с $\tau = 1$.

Противоположное неравенство $v_p > v_m(r_p)$ может соблюдаться лишь в тех случаях, когда по каким-либо причинам непрозрачность материи при расширении оболочки столь сильно растет, что влияние этого фактора становится даже более существенным, чем убывание непрозрачности вследствие разрежения. Однако этот случай в высшей степени маловероятен. Повидимому, единственно мыслимой причиной, которая могла бы приводить к указанному возрастанию непрозрачности, является охлаждение Новых перед максимумом. * Однако подсчеты автора, которые будут опубликованы в ближайшее время, показывают, что влияние рассматриваемого фактора ни в коем случае не может быть существенным. Действительно, мы должны иметь в виду, что убывание температуры у Новых непосредственно перед максимумом является, как правило, весьма небольшим. Более того, представляется совершенно очевидным, что *никакое* увеличение непрозрачности, включая и указанный температурный эффект, не смогло бы увеличить за сутки радиус N Aql 1918 с $r_p = 120 r_\odot$ до $r_p = 330 r_\odot$! Для этого необходимо действительное увеличение размеров излучающей *материальной* оболочки.

Таким образом, мы можем считать, что практически во всех случаях или $v_p = v_m(r_p)$ или $v_p < v_m(r_p)$.** Это означает, что найденные нами в табл. 3 массы $M_{\min}$ действительно являются минимальными.

Таким образом, согласно всему вышеизложенному, мы имеем достаточные основания утверждать, что в случае справедливости гипотезы Б, массы некоторых новых звезд (преимущественно быстрых) должны быть весьма высокими, достигающими до 1000—1500 $M_\odot$. Это обстоятельство заставляет нас отнестись к сделанным выводам с очень большой осторожностью. Действительно, мы знаем, что астрономам такие большие массы вообще неизвестны. Наибольшие из известных нам до сих пор масс составляют около 100 $M_\odot$.

Кроме того, большие массы приводят к определенным трудностям, которые мы далее рассмотрим. Имея все это в виду, мы в следую-

* Увеличение коэффициента поглощения k_ν с убыванием температуры.

** Это последнее неравенство является основным и определяющим в гипотезе А1

щих двух параграфах рассмотрим вопрос о массах Новых более подробно. А именно, в следующем, пятом параграфе будут обсуждены все другие данные о массах новых звезд. Наконец, в шестом, заключительном параграфе мы рассмотрим все те трудности, которые связаны с принятием больших масс для Новых, а также укажем на те наблюдательные работы, которые могли бы окончательно разрешить всю данную проблему.

§ 5. Некоторые заключения о массах новых звезд можно получить, изучая уменьшение смещения у различных систем линий поглощения в спектрах Новых. При этом необходимо отбросить практически все те уменьшения смещения, которые наблюдались после максимума, ибо здесь торможение газовых оболочек может быть связано с материей, выброшенной из Новой уже ранее. Следовательно, достаточно надежными могут быть подсчеты, относящиеся к периоду *расширения* Новых, т. е. до максимума. Такие подсчеты были уже выполнены автором в его предыдущей работе [22]. Там же приведены и более ранние подсчеты (для N Her 1934) других авторов,* а также подробное обсуждение всех найденных данных.

Наблюдаемое уменьшение смещения линий поглощения до максимума может быть обусловлено следующими возможными факторами: а) чисто оптическими эффектами, т. е. перемещением в оболочке некоторого «эффективного» поглощающего слоя, заменой одной поглощающей материи с большими скоростями другой материей с меньшими и т. д.; б) тяготением со стороны основной массы звезды; в) торможением выбрасываемых оболочек некоторой гипотетической средой, окружающей Новую перед максимумом.

Обсуждение, проведенное в указанной работе, говорит в пользу того, что по крайней мере в рассмотренных автором конкретных примерах (N Aql 1918, N Cyg 1920, N Her 1934) роль первого фактора вряд ли может быть существенной. Если же считать, что природа отрицательных ускорений, наблюдавшихся у указанных звезд, гравитационная, то опять-таки получаются большие массы. Так, для N Aql 1918 по линиям водорода было получено $M_{\min} = 1310 M_{\odot}$, по остальным линиям $M_{\min} = 440 M_{\odot}$; для N Cyg 1920 по водородным линиям $M_{\min} = 141 M_{\odot}$, по остальным $M_{\min} = 71 M_{\odot}$. То, что в обоих случаях (а также и у N Her 1934) $M_{\min}$ по линиям водорода получились большими, может быть связано с тем, что давление радиации (при интересующих нас температурах) на водород меньше, чем на совокупность всех остальных элементов.

Определение массы Новой после максимума было проведено автором лишь для N Gem 1912 [23]. Это определение было проведено как для предмаксимального спектра, так и для одного из подкомпонентов главного спектра. Однако в своей последней заметке по N Gem 1912

* Полностью отрицавших возможность больших масс у Новых.

Мак Лафлин [24] дал на основании гораздо более полного материала совершенно новую интерпретацию тех изменений, которые касались смещения подсистем главного спектра. При этом ни одна из подсистем главного спектра не обнаружила вообще никакого реального уменьшения смещения сразу же после максимума. Таковое обнаружили лишь оба подкомпонента предмаксимального спектра. По более интенсивной из этих систем (с меньшим смещением) масса звезды получается равной примерно $520 M_{\odot}$ [23].

Обратимся теперь к последнему фактору. Введение некоторой достаточно плотной гипотетической среды, окружающей Новые перед максимумом, представляется совершенно не обоснованным по целому ряду причин. Во-первых, совершенно неясно с физической точки зрения само происхождение такой среды. Далее, допуская существование последней, мы наталкиваемся на следующую трудность. Поскольку эта гипотетическая среда столь плотна, что тормозит, и притом существенно, выбрасываемые оболочки, то между атомами среды и атомами оболочек должны происходить весьма частые столкновения, которые будут перед максимумом вести к появлению в спектре Новых полос излучения. При этом следует иметь в виду, что скорость расширения обращающего слоя у Новых весьма велика и достигает у быстрых Новых 1500 км/сек . При таких больших относительных скоростях эффективность возбуждения как тех, так и других атомов (с последующим высвечиванием) должна быть особенно велика. В то же время как в момент максимума, так и перед ним (когда наблюдается торможение оболочек) полосы излучения в спектрах даже быстрых Новых или весьма слабы, или даже полностью отсутствуют.

В заключение вопроса о гипотетической тормозящей среде следует указать, что эта среда ни в коем случае не может быть отождествлена с межзвездной средой, освещавшейся, например, при вспышке N Per 1901. Даже в этом случае, т. е. когда присутствие межзвездной среды около Новой было совершенно очевидным, торможение выброшенной оболочки происходило *неизмеримо* слабее [25], чем в вышеуказанных случаях (N Aql 1918, N Cyg 1920, N Her 1934, N Gem 1912). Далее, оболочка N Aql 1918 с момента ее обнаружения и до настоящего времени расширялась, согласно указанию Бааде, совершенно равномерно (см. [25], стр. 176). Наконец, против существования гипотетической тормозящей среды говорят и те соображения, которые указывались в более ранней работе автора ([22], стр. 285). Что же касается сил электрической или магнитной природы, которые могли бы вызывать торможение оболочек, то и здесь все возможности должны быть, повидимому, отброшены (см. [22], стр. 284).

О больших массах новых звезд говорят и те соображения, которые изложены автором в его работе о происхождении орионова спектра новых звезд [26]. Соответствующие подсчеты привели автора к тому

выводу, что масса N Aql 1918 составляет $914 M_{\odot}$. При этом следует указать, что, повидимому, эти подсчеты не носят универсального характера и применимы только к таким случаям, как N Aql 1918, где орионов спектр обнаружил весьма заметные периодические колебания. Однако и в этом случае возможна иная интерпретация только что указанных явлений, а поэтому использованный метод, давший $914 M_{\odot}$, является пока весьма проблематичным.

Допуская, что действительно гипотеза Б правильна, мы можем оценивать массу новых звезд еще следующим образом. Согласно основным предпосылкам этой гипотезы, от новой звезды в момент максимума блеска отделяется лишь та материя, скорость которой на рассматриваемом уровне больше, чем параболическая. Зная в момент максимума внешний радиус обращающего слоя и толщину отделившейся оболочки ΔR , мы сразу же можем согласно (6) определить массу по формуле

$$M_{\min} = (v_0/617)^2 (R - \Delta R) M_{\odot}, \quad (10)$$

где v_0 — скорость расширения обращающего слоя непосредственно перед максимумом.

Применим эту формулу к случаю N Aql 1918. Минимальная величина R была оценена автором в $500 r_{\odot}$ [3]. Величина ΔR нам здесь достаточно точно неизвестна. Однако, так же как и в случае N Her 1934 [7], мы можем принять, что ΔR не превышает $100 r_{\odot}$.

Далее, вблизи максимума блеска скорость расширения обращающего слоя, находямая по смещению линий предмаксимального спектра, равнялась около 1300 км/сек. Введение всех этих чисел в (10) дает

$$M_{\min} = (1300/617)^2 (500 - 100) M_{\odot} = 1780 M_{\odot}.$$

Если же мы примем, что отделился весь обращающий слой и $\Delta R = 170 r_{\odot}$, то получим $M_{\min} = 1470 M_{\odot}$.

Для N Her 1934 применение аналогичного метода дает $M_{\min} = 30 M_{\odot}$. Заметим, что этот метод отличается от метода, основанного на формуле (8) и тем, что здесь мы используем скорость v_0 , а не скорость v_p фотосферы.

Для того чтобы составить более полное представление о наших количественных результатах, составим таблицу значений $M_{\min}$ для N Aql 1918 и N Her 1934 (см. табл. 5).

Масса $1310 M_{\odot}$ для N Aql 1918 взята из подсчетов по линиям водорода, ибо влиянием давления радиации здесь, повидимому, можно пренебречь. При этом вообще следует помнить, что все подобные вычисления являются весьма неточными, так что на все массы следует смотреть лишь как на ориентировочные. Более того, из-за влияния различных факторов не исключена возможность и того, что для одной и той же звезды массы, находямые с помощью различных методов, могут различаться на один-два порядка. Несмотря на эту

Минимальные „массы“ N Aql 1918 и N Her 1934, полученные различными способами

С п о с о б	N Aql 1918	N Her 1934
Гипотеза Б, скорость фотосферы, формула (8)	1710 $M_{\odot}$	7.6 $M_{\odot}$
Ускорения по уменьшению смещения перед максимумом	1310 $M_{\odot}$	От 7 до 72 $M_{\odot}$
Гипотеза Б, скорость обращающего слоя на уровне отделения оболочки, формула (10)	1780 $M_{\odot}$	30 $M_{\odot}$
Масса по положению красного края линий орионова спектра	914 $M_{\odot}$?	—

неточность, вся совокупность приводившихся выше данных (табл. 3, табл. 5 [12]) говорит, как будто, о том, что Новые, обладающие наибольшей светимостью в минимуме, характеризуются и большими массами.

Прежде чем переходить к вопросу о тех трудностях, которые связаны с большими массами, укажем еще на одно обстоятельство, говорящее в пользу больших масс: а именно, при больших массах у новых звезд легко уяснить происхождение и самого процесса вспышки. На этот процесс надо смотреть как на естественный механизм, посредством которого звезда периодически освобождается от части своей аномально большой массы (не соответствующей ее яркости) и тем самым эволюционирует к нормальному состоянию. Время такой эволюции можно было бы оценить, зная массу Новых, массу сбрасываемых оболочек и промежуток между вспышками. Этот промежуток можно взять на основании замечательного соотношения Б. В. Кукаркина и П. П. Паренного [27], связывающего амплитуду и период между вспышками для новоподобных звезд.

§ 6. Рассмотрим теперь те трудности, которые связаны с принятием больших масс для новых звезд. Этих трудностей в основном две.

1) Обсудим вопрос о том, в какой мере наблюдаемое постоянство смещения у некоторых систем линий поглощения в спектрах Новых около максимума совместимо с предположением о больших массах. В ряде случаев такое постоянство может показаться противоречащим большим массам. При этом, разумеется, нас больше всего должны интересовать те Новые, массы которых, согласно нашим подсчетам, оказались особенно большими. Сюда, согласно табл. 3, следует отнести N Aql 1918, N Lac 1936 и N Cyg 1920.

Обратимся сначала к первой звезде. Здесь практически постоянное смещение обнаружил в течение четырех дней диффузно-искровой спектр звезды — система II по Уайзу (график Уайза см. [7], стр. 152).

Однако этот случай нас не должен интересовать. Действительно, в случае диффузно-искрового спектра мы имеем дело не с какой-то одной выброшенной оболочкой, а с непрерывным истечением материи [7, 28, 29]. Поэтому по смещению диффузно-искрового спектра судить о реальных ускорениях у движущейся материи нельзя. Кроме того, как показал автор [26], указанное смещение должно соответствовать полуширине полос излучения, связанных с диффузно-искровым спектром (как это и наблюдается в действительности). Поэтому постоянство смещения у линий диффузно-искрового спектра означает лишь постоянство ширины полос излучения, связанных с указанным спектром.

Рассмотрим следующую звезду, N Lас 1936. Здесь особый интерес в данном отношении представляет система В в обозначении Мак Лафлина [30]. Эта система была зарегистрирована еще до максимума, в момент первого спектроскопического наблюдения. В течение девяти дней существования системы В ее смещение изменялось весьма слабо. С 19 до 21 VI скорость, соответствующая смещению системы, уменьшилась с 897 до 851 км/сек. С 21 по 23 VI скорость оставалась примерно постоянной, после чего увеличилась вновь до 900 км/сек. и т. д. Перед исчезновением системы 29 VI ее скорость равнялась также 900 км/сек.

Если считать, что с момента наблюдений облако, создававшее эту систему, находилось вблизи фотосферы, т. е. на расстоянии от центра звезды, близком к $300 r_{\odot}$ (табл. 3), то на этом расстоянии при массе $M = 645 M_{\odot}$, которую мы получили выше, ускорение силы тяжести равно 170 км/сек. за сутки,* что находится в резком противоречии с наблюдениями! Однако нижеследующие соображения показывают, что в случае системы В мы, повидимому, имели дело с оболочкой, выброшенной из Новой с очень большой скоростью еще в момент вспышки и удалившейся к моменту наблюдений весьма далеко от звезды. Эти соображения таковы:

а) Если бы облако В находилось вблизи фотосферы, т. е. внутри обращаемого слоя (как и всегда, весьма протяженного), то оно испытывало бы торможение и, в конце концов, приняло бы скорость последнего (смещение системы I). В пользу этого говорит крайняя слабость системы В, что связано, несомненно, с малой массой облака В (при большой своей массе облако В могло бы испытывать лишь незначительное торможение). Следовательно, облако В к моменту наблюдений должно было находиться *вне* обращаемого слоя.

б) В противоположность всем остальным четырем системам, показавшим после максимума весьма большое увеличение смещения, связанное, без сомнения, с давлением радиации, система В не обнаружила

* Точная компенсация тяготения давлением радиации в таких случаях весьма мало вероятна.

такого увеличения смещения. Это можно объяснить естественнее всего тем, что оболочка B находилась за всеми остальными оболочками, которые задерживали радиацию, излучаемую в ультрафиолете звездой (особенно в полосе L_{α} , см. ниже). Тем самым давление радиации на оболочку B было ослаблено.

Если все это соответствует действительности, то расстояние от звезды до оболочки можно грубо оценить следующим образом. Совершенно очевидно, что независимо ни от каких гипотез (А или Б) зарождение главной оболочки, дававшей после максимума главный спектр, следует отнести или к обращающему слою, или к фотосфере звезды. Возникновение относительно массивной оболочки за обращающим слоем представить себе совершенно невозможно. Но раз так, то главная оболочка должна была через некоторый промежуток времени после появления главного спектра догнать оболочку B и тем самым уничтожить ее. Действительно, с момента появления главного спектра его смещение было существенно большим, чем смещение системы B . Таким образом, момент исчезновения системы B можно рассматривать как момент догонки облака B главной оболочкой. Следовательно, начальное расстояние между главной оболочкой и облаком B можно определить по следующей очевидной формуле:

$$\delta R = \int_{t_1}^{t_2} (|v_{II} - v_B|) dt, \quad (11)$$

где момент $t_1 = 21.0$ VI есть приближенно момент появления главного спектра — системы II; момент $t_2 = 29.0$ VI — момент исчезновения системы B . Скорости v_{II} и v_B для всего периода могут быть оценены по графику Мак Лафлина [30]. Результаты такого рода вычислений дали приближенно $\delta R \approx 1200 R_{\odot}$. Для того чтобы получить расстояние облака B от центра звезды в момент $t_1 = 21.0$ VI, нужно еще к полученной величине для δR прибавить расстояние главной оболочки от центра звезды в этот момент. Если мы будем придерживаться гипотезы Б, то это расстояние должно приближенно соответствовать внешним частям обращающего слоя N Lас 1936 в момент максимума. С другой стороны, внешний радиус обращающего слоя у данной Новой был в момент максимума не меньше чем $500 r_{\odot}$. Действительно, в момент максимума радиус фотосферы N Lас 1936 равнялся, согласно нашей табл. 3, $276 r_{\odot}$. В то же время, согласно основным выводам более ранней статьи автора [2], толщина *обращающего слоя* у Новых в момент максимума должна быть даже большей, чем радиус фотосферы. Следовательно, к вышеуказанной величине для δR мы должны прибавить еще число, не меньшее чем $500 r_{\odot}$. Найденное таким образом расстояние $1700 r_{\odot}$ будет минимальным, так как система B могла исчезнуть даже еще до догонки оболочки B главной оболочкой. Использование величины $1700 r_{\odot}$ при $M_{\min} = 645 M_{\odot}$ дает ускорение для 21 VI порядка 5.3 км/сек. за сутки, которое уже ни в коей мере не противоречит наблюдениям!

Основной вопрос, который возникает в связи с последним результатом, состоит в том, могло ли облако *B* достичь к моменту максимума столь большой удаленности, как $1700r_{\odot}$. Однако, по мнению автора, это вполне возможно. Для этого необходима начальная скорость вылета облака *B* в несколько тысяч км/сек. О том, что это вполне допустимо, говорят следующие соображения.

Во-первых, у той же звезды N Lас 1936 скорость, соответствующая орионову спектру, т. е. также выбрасыванию материи из звезды, доходила до 4000 км/сек. Скорости такого порядка наблюдались и у многих других звезд. Во-вторых, случай N Her 1934, фактически единственной звезды, которая была „захвачена“ довольно скоро после своей вспышки, показывает, что скорость движения у выбрасываемой материи может убывать от вспышки до максимума в несколько раз, а если иметь в виду весьма правдоподобную экстраполяцию Беера [31], то даже, возможно, в 10 раз. В то же время, если бы N Her 1934 была открыта всего за 3—4 дня до максимума, то у наблюдателей создалось бы впечатление (как это могло иметь место и для N Lас 1936), что скорость расширения мала (порядка 180 км/сек.) и практически постоянна!

Перейдем теперь к N Cyg 1920. Здесь наибольший интерес представляет главный спектр звезды—система II по Болдуину [32]. Почти все остальные системы с большим смещением, чем система II, соответствуют, без сомнения, вторичным оболочкам, более удаленным от звезды, чем главная. В противном случае, как показывают подсчеты, основанные на кривых скоростей, вторичные оболочки должны были бы весьма скоро после максимума догнать главную оболочку (наиболее массивную) и затормозиться ею. Этого же не наблюдалось. Вполне возможно, что большая часть указанных вторичных систем соответствует, так же как и система *B* у N Lас 1936, газовым конденсациям, выброшенным из звезды еще в момент вспышки. Все это означает, что удаленность этих конденсаций от звезды после максимума больше, чем удаленность главной оболочки. Поэтому, действительно, мы можем ограничиться главной оболочкой.

Колебания смещения у главной системы N Cyg 1920 сразу же после максимума * были относительно невелики. Скорость по водородным линиям для 24, 25 и 26 VIII составляла соответственно 718, 729 и 734 км/сек., по линиям металлов—736, 699, 707 км/сек.

После 26 VIII смещение весьма медленно возрастало, обнаруживая небольшие колебания. Возрастание смещения было здесь, без сомнения, связано или с давлением радиации, или с «корпускулярным давлением», вследствие того, что на главную оболочку налетают частицы, образующие диффузно-искровой и орионов спектры (см. [22] стр. 280).

* Максимум пришелся на конец дня 23 VIII.

Радиус фотосферы N Cyg 1920 в момент максимума составлял, согласно табл. 3 настоящей статьи, $230 r_{\odot}$. Если, как обычно, удвоить этот радиус для получения радиуса обращющего слоя [2], то получим примерно $500 r_{\odot}$. Принимая, согласно той же таблице, что $M_{\min} = 257 M_{\odot}$, найдем, что вблизи максимума ускорение силы тяжести составляло около 24 км/сек. за сутки.

Совершенно очевидно, что эта величина противоречит вышеуказанным данным о смещении главного спектра после максимума. Однако, как и в случае N Lac 1936, здесь не исключаются и другие возможности. Во-первых, в связи с указаниями Болдуина [32], смещение линий, в силу эффектов блендирования, чрезвычайно диффузного характера самих линий у данной звезды и т. д., определялось вообще с довольно небольшой точностью, и поэтому возможны большие изменения смещения, чем это найдено Болдуином. Во-вторых, наши исходные данные для определения ускорения могут быть также ошибочными. Действительно, мы уже указывали, что массы, полученные в табл. 3, обременены большими ошибками. Далее, и радиус главной оболочки в момент максимума может быть большим, чем мы приняли ($500 r_{\odot}$). В самом деле, обращающий слой новой звезды согласно [31] и [2] может в момент максимума в три и даже в четыре раза превосходить радиус фотосферы. Возьмем, например, такие данные. Для массы N Cyg 1920 примем $M \approx 141 M_{\odot}$, т. е. величину, о которой мы уже говорили и которая получена автором в более ранней работе [22]. Для расстояния от центра звезды до главной оболочки 25 VIII мы примем величину $700 r_{\odot}$, что никак не является преувеличением, ибо от 24 VIII до 25 VIII главная оболочка прошла путь примерно в $100 r_{\odot}$. Масса $141 M_{\odot}$ и радиус $700 r_{\odot}$ дают ускорение, меньшее 7 км/сек. за сутки, что уже не противоречит наблюдениям. При этом не следует забывать о возможной компенсации тяготения давлением радиации, хотя, конечно, в общем случае такая компенсация мало вероятна.

Суммируя все вышеизложенное в отношении N Aql 1918, N Lac 1936 и N Cyg 1920, мы можем утверждать что хотя некоторые существующие данные (особенно для N Lac 1936) по постоянству смещения и противоречат, на первый взгляд, большим массам, тем не менее возникающие при этом трудности могут быть так или иначе преодолены. Одновременно следует заметить, что постоянство смещений является весьма серьезным критерием в вопросе о массах новых звезд. Действительно, как мы уже указывали, точная компенсация тяготения давлением радиации в общем случае мало вероятна.

Чаще всего главный спектр, а также вторичные системы обнаруживают после максимума положительное ускорение. Здесь, как уже отмечалось автором [22], увеличение смещения может быть связано с двумя факторами: а) с давлением радиации и, в частности, с ультрафиолетовым селективным давлением радиации в линии L_{α} , рассмотренным

автором в его другой работе [28]; б) оно может быть также связано и с тем, что быстрые атомы, образующие диффузно-искровой и орионов спектры, догоняют данную ускоряемую оболочку и непрерывно передают ей часть своего импульса.

Наконец, перед максимумом увеличение смещения у предмаксимального спектра может быть связано не только с давлением радиации, но и с обычным градиентом газового давления внутри расширяющегося обращаемого слоя.

2) Перейдем теперь к следующей и притом основной трудности. Известно, что через несколько лет после вспышки спектр новых звезд оказывается составным. Во-первых, он обусловлен той материей, которая была выброшена еще при вспышке звезды и которая часто наблюдается в виде сферической туманности, окружающей Новую. Во-вторых, он обусловлен и самой центральной звездой. Этот последний спектр так же, как и спектр, создаваемый туманностью, содержит яркие полосы излучения водорода и гелия, хотя в целом ряде случаев он оказывается вовсе непрерывным, т. е. лишенным каких бы то ни было полос излучения и поглощения [33].

Присутствие в спектре самой звезды ярких полос * говорит с несомненностью о том, что из звезды происходит выбрасывание материи. При этом возможны два случая:

а) Ввиду большого ускорения силы тяжести на поверхности бывшей Новой (см. ниже) материя из звезды окончательно *не вылетает*. Покидая поверхность последней, материя возвращается вскоре назад к звезде. В этом случае оболочка, в которой создаются полосы излучения, является относительно непротяженной.

б) Практически вся выбрасываемая материя покидает звезду *навсегда*. В этом случае тот „эффективный“ уровень, к которому следует в основном отнести энергию, содержащуюся внутри ярких полос, может быть расположен весьма далеко от звезды.

Рассмотрим сначала первый случай. Он встречается со следующей трудностью: а именно, при наличии непротяженной атмосферы мы должны были бы наблюдать полосы излучения смещенными к красному концу спектра (гравитационное смещение).

Обратимся к конкретному примеру. Имея в виду самую большую массу из найденных нами, подсчитаем возможное смещение полос в спектре N Aql 1918.

Согласно теории Эйнштейна, красное смещение может быть определено с достаточной точностью по формуле

$$\Delta v = \frac{GM}{cr}, \quad (12)$$

* В дальнейшем мы будем говорить только о тех случаях, когда в спектре бывшей Новой яркие полосы имеются.

или численно, если Δv выразить в км/сек.,

$$\Delta v = 0.63 \frac{M}{M_{\odot}} \frac{r_{\odot}}{r}, \quad (13)$$

причем r соответствует уровню, с которого приходит к нам излучение.

Подсчитаем вначале радиус фотосферы у N Aql 1918 для того периода, когда звезда возвратилась к своей прежней яркости и когда как раз наблюдаются указанные полосы излучения.

В настоящее время средняя визуальная яркость звезды составляет около $10^m.5$. Это, при том же расстоянии до звезды $D = 430$ парсек, которое было получено Бааде [19] и использовалось нами ранее во всех подсчетах (см., например, [21]), дает для абсолютной визуальной величины звезды значение $2^m.35$.

Так как при интересующих нас температурах формула (5) является неточной, мы используем формулу, дающую радиус r_p по болометрической яркости звезды и ее температуре [34]:

$$\lg r_p = -0.2 M_{\text{бол}} - 2 \lg T_e + 8.53. \quad (14)$$

Все существующие в настоящее время данные говорят в пользу того, что температура Новых между вспышками не больше $50\,000^\circ$. Это значение мы и используем. Для $T_e = 50\,000^\circ$ болометрическая поправка составляет по Пайку $-4^m.1$. Все это вместе дает $M_{\text{бол}} = -1^m.75$ и $r_p = 0.3 r_{\odot}$.

Это значение, а также значение $M_{\text{min}} = 1500 M_{\odot}$, полученное нами в параграфе 4, дают по формуле (13) красное смещение $\Delta v = 3150$ км/сек.! В то же время такие Δv полностью противоречат наблюдениям, которые вообще не указывают ни на какое существенное смещение [33, 35]. При этом, согласно (13), увеличение эффективного радиуса r_p даже в 10 раз ничего не даст, так как в этом случае мы будем иметь $\Delta v = 315$ км/сек., что также противоречит наблюдениям. Таким образом, если иметь в виду большие массы новых звезд, то первый из рассмотренных случаев мы должны были бы отбросить, если не усомниться в справедливости формулы (12), для чего, вообще говоря, в настоящее время имеются некоторые основания [40].

Обратимся теперь ко второму случаю. Здесь материя покидает звезду навсегда, так что эффективный радиус излучения в полосах может быть *сколь угодно большим*. Однако здесь мы наталкиваемся на следующую трудность. Подсчитаем ускорение силы тяжести на поверхности N Aql 1918 при $M = 1500 M_{\odot}$ и том же $r_p = 0.3 r_{\odot}$. Оно будет равно

$$j = 2.74 \cdot 10^4 \frac{1500}{(0.3)^2} \approx 4.6 \cdot 10^8 \text{ см/сек}^2.$$

Следовательно $j \gg g_{\odot}$. Далее, при этих же условиях, на уровне фотосферы параболическая скорость согласно (6) будет равна

$v_{\infty} \approx 43700$ км/сек.! Этот результат сразу же говорит нам о том, что ни о каком взрывном механизме здесь не может быть и речи. В самом деле, из наблюдений следует, что ширина полос излучения в спектрах некоторых бывших Новых является весьма небольшой. Так, например, Мак Лафлин [17] указывает, что у N Aql 1918 ширина полос в спектре звезды, пришедшей фактически к нормальному состоянию, равна примерно $6 \text{ \AA}$, что соответствует скорости истечения 200 км/сек. Но тогда в высшей степени трудно ожидать, что при параболической скорости в 43700 км/сек. взрывной механизм будет давать всегда столь малую конечную скорость истечения (около 200 км/сек.). При такой большой параболической скорости представляется гораздо более вероятным, что материя или вовсе не будет покидать звезду, или же окончательная скорость материи будет составлять многие тысячи километров в секунду.* Более того, и с физической точки зрения существование под поверхностью звезды какого-то взрывного механизма, дающего скорости вылета, большие 43700 км/сек., представляется совершенно непонятным. Химические реакции дают скорости порядка нескольких километров в секунду, а взрывы внутриатомного характера должны быть локализованы в недрах звезды. В связи с этим взрывной механизм должен быть отброшен даже и в том случае, если бы массы новых звезд были порядка массы Солнца.

Вторым фактором, который, казалось, мог бы приводить к выбросу материи из бывших новых звезд, следует поставить давление радиации. Однако и здесь возникают чрезвычайно серьезные трудности. Малость радиуса у бывших Новых (например, $0.02-0.03 r_{\odot}$ у N Her 1934) приводит к тому, что даже при массах Новых порядка $M_{\odot}$ давление радиации на атомы Н и He гораздо меньше, чем сила тяготения. Таким образом, проблема выбрасывания материи из бывших Новых под действием давления радиации или вследствие действия сил взрывного характера встречается с серьезными трудностями даже и в том случае, если массы Новых порядка $M_{\odot}$.** Следовательно, мы вынуждены обратиться к рассмотрению других сил, могущих приводить к выбрасыванию материи. К этому же нас приводит и целый ряд других фактов. Так, например, наблюдения [28, 26] говорят о том, что орионов спектр новых звезд (и в известной мере диффузно-искровой) есть результат выбрасывания материи из довольно глубоких частей звезды, причем давление радиации здесь не играет никакой роли (а тем более химические или ядерные взрывные процессы). Наконец, имеется целый ряд пекулярных звезд, например, звезды типа SS Cyg, Z And, TTaц, Ве-звезды с яркими линиями и т. д. Во всех рассмотренных случаях введение давления радиации и взрывных явлений для объяснения процессов истечения ничего не дает.

* Этим замечанием автор обязан В. А. Амбарцумяну.

** Это утверждение относится также и к тому случаю, когда Н и He не выбрасываются окончательно из звезды (см. выше).

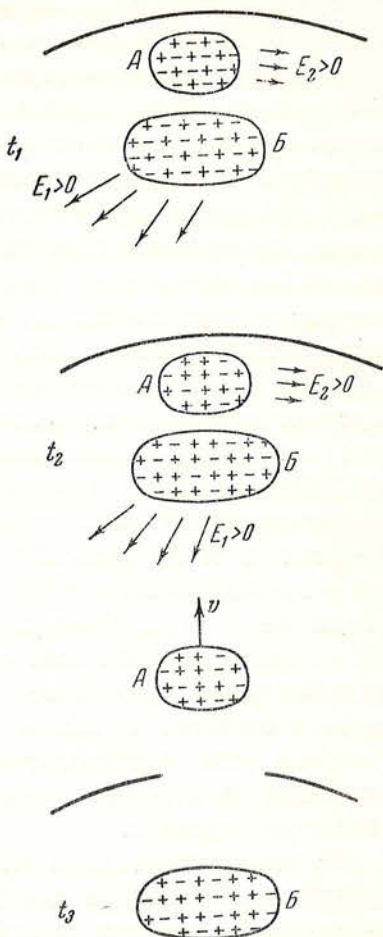
Таким образом, мы должны обратиться к отысканию совершенно нового механизма истечения материи. При этом рассматриваемый механизм должен удовлетворять двум следующим требованиям: а) этот механизм должен иметь свою астрономическую аналогию; в противном случае он будет носить слишком гипотетический характер; б) силы, действующие в этом механизме, должны быть известны нам из физики. Для введения сил неизвестного происхождения нет в настоящее время никаких оснований.

Учитывая эти наиболее естественные требования, мы имеем все основания отождествить интересующий нас механизм выбрасывания материи с механизмом выбрасывания эруптивных протуберанцев из Солнца. Действительно, в настоящее время сделалось совершенно очевидным, что давление радиации в вопросе о выбрасывании протуберанцев не играет никакой роли (см. [36], стр. 574—576). Это относится и к эруптивным протуберанцам, которые выбрасываются обычно из областей солнечной поверхности, не отмеченных никакими образованиями. Далее, совершенно очевидно, что и чисто взрывные силы здесь не играют никакой роли, ибо движение эруптивных протуберанцев происходит обычно с увеличивающейся скоростью. Правда, эруптивные протуберанцы покидают (окончательно) Солнце очень редко. Однако это возможное возражение ни в коем случае не является принципиальным. Совершенно очевидно, что в данном случае речь идет лишь о том, что, с *количественной* точки зрения, силы, приводящие к выбрасыванию эруптивных протуберанцев из Солнца, недостаточно велики для их окончательного выброса. Кроме того, следует иметь в виду, что и здесь скорость эруптивных протуберанцев иногда бывает близкой к параболической скорости (см. [36], стр. 570).

Вопрос о силах, приводящих к выбрасыванию эруптивных протуберанцев и вообще протуберанцев, представляется в настоящее время не совсем ясным. Однако не прибегая к введению сил неизвестного происхождения и имея в виду общие тенденции современной физики солнечной оболочки, мы имеем все основания считать, что это силы электромагнитного происхождения (см. [36], стр. 575—576). При этом для выбрасывания газовой массы должны быть выполнены следующие условия: 1) Газовая масса должна быть заряжена, т. е. внутри нее должно быть преобладание заряженных частиц какого-либо знака. 2) Должно иметься электрическое поле для сообщения этой массе необходимой скорости. Таким образом, вся рассматриваемая проблема сводится к изучению тех случаев, когда оба указанных условия могут быть выполнены. Совершенно очевидно, что для реализации этих условий необходимы достаточно интенсивные движения ионизованных газовых масс. О том, что в этом случае будут создаваться объемные заряды, говорит пример нашей земной атмосферы, где восходящие и нисходящие воздушные токи приводят

к разделению зарядов и, тем самым, к грозовым явлениям.* (В связи с этим интересно отметить, что Брюс [37] находит ряд аналогий между протуберанцами и грозовыми явлениями на Земле.) При этом появляющиеся объемные заряды должны быть тем больше, чем интенсивнее нерегулярные движения газовых масс и чем сильнее ионизована газовая среда. В связи с этим совершенно очевидно, что в случае новых и пекулярных звезд, т. е. звезд, связанных с каким-то видом механической и радиативной *неустойчивости*, t_1 движения газовых масс** должны быть особенно интенсивными, а следовательно, будут исключительно эффективными и процессы образования (т. е. разделения) зарядов. Что же касается образования электрических полей, необходимых для сообщения заряженным газовым массам соответствующих скоростей, то здесь имеется ряд возможностей. Во-первых, эти поля могут создаваться в результате разделения зарядов, т. е. носить чисто электростатический характер. Во-вторых, электрические поля могут образовываться в результате движений ионизованных газовых масс. Напряженность этих полей может быть усилена в том случае, если новые звезды обладают общим магнитным полем или локальными магнитными полями (как в солнечных пятнах). Все это, если основываться на аналогии с солнечной оболочкой, в высшей степени вероятно.

В качестве одного из примеров разделения зарядов мы приводим следующий механизм (фиг. 3). Возникающие вблизи двух областей *A* и *B* электрические поля $E_1 > 0$ и $E_2 > 0$ отводят электроны из этих областей в сторону. В связи с этим в момент t_2 мы получаем одноименно заряженные облака *A* и *B*, что и приводит к выбросу облака *A*. Компенсация потерянного заряда может впоследствии совершиться любым путем. Возможны и многие другие механизмы выбрасывания



Фиг. 3. Один из возможных механизмов выбрасывания заряженной материи из звезд

* Напомним, что при грозовых явлениях наблюдается разность потенциалов, доходящая до 100 миллионов вольт.

** В неустойчивых областях, где-то под поверхностью звезды (см. ниже).

заряженных облаков, на которых мы сейчас останавливаться не будем. Более того, и на приводимом здесь частном механизме (фиг. 3) мы сейчас не настаиваем. Для нас *самым решающим и важным является процесс выбрасывания эруптивных протуберанцев из Солнца, как процесс, непосредственно наблюдаемый*. Поэтому подробная конкретизация самого механизма выбрасывания является вопросом второстепенным. *Единственное* наше предположение состоит в том, что в новых и пекулярных звездах движения ионизованных газовых масс являются гораздо более мощными, чем в солнечной оболочке. Это же усиливает эффективность возникновения сильных электрических полей и разделения зарядов, а следовательно, и эффективность процессов выбрасывания материи.* Нам кажется, что это предположение является совершенно естественным. Далее, в пользу того, что выбрасываемые из новой звезды массы являются заряженными, говорит то обстоятельство, что поглощающая способность сгустков, образующих орионов спектр у Новых, может резко убывать со временем. Это может объясняться тем, что в силу преобладания в этих сгустках заряда одного знака они быстро разлетаются из-за сил электростатического отталкивания.

Таким образом, с точки зрения развитых нами представлений выбрасывание материи из новых звезд, звезд типа SS Cyg, Z And, T Tau, Ве-звезд и т. д. происходит путем выбрасывания заряженных сгустков — *протуберанцев*.** На первый взгляд, этот вывод может показаться немного необычным. Однако, рассматривая данный вопрос, мы не ввели никаких необоснованных гипотез и исходили в основном из наблюдений (солнечные протуберанцы). Далее эти выводы находятся в согласии с общей тенденцией современной астрофизики — с учетом того обстоятельства, что одним из *основных* факторов, действующих во внешних слоях звездных атмосфер, являются электромагнитные явления.

Основным источником выбрасываемых заряженных сгустков — протуберанцев — являются для всех указанных выше случаев внутренние неустойчивые области звезды. Существование таких областей (или одной области) внутри бывших Новых вряд ли может вызвать сомнения, так как и в своем нормальном, т. е. ослабленном, состоянии новые звезды полностью не успокаиваются (колебания блеска, интенсивности полос излучения и т. д.). Вполне возможно, что эти области — как раз те, внутри которых возникает взрыв, приводящий к вспышке новых звезд. Однако этот вопрос пока совершенно открытый.

В связи с этим интересно отметить, что по мере общего ослабления новой звезды после максимума блеска источник истечения

* Так что выбрасываемая материя в ряде случаев может покидать звезду.

** В применении к затменной переменной UX Mon O. Струве [38] также пришел к представлениям о выбрасывании материи в виде протуберанцев.

материи из Новой опускается все глубже в звезду. Действительно, истечение, соответствующее диффузно-искровому спектру, происходит из атмосферы Новой, истечение „орионовой“ материи — из более глубоких областей Новой и, наконец, истечение материи, образующее полосы излучения в спектрах бывших Новых, повидимому, — из еще более глубоких областей. Что же касается происхождения самих внутренних неустойчивых областей, то здесь, возможно, дело обстоит следующим образом. Сокращение новой звезды после максимума блеска приводит к тому, что во внутренних сжимающихся частях звезды освобождается гравитационная энергия, преобразующаяся в тепловую энергию. Однако в силу медленности диффузии тепловой радиации через расположенную выше материю, происходит непрерывное накопление этой тепловой энергии. Если ее оказывается достаточно для приподнятия расположенной выше материи, то звезда вновь расширится, и мы будем наблюдать вторичный максимум. Этим можно объяснить полупериодические и неправильные колебания блеска у некоторых звезд на нисходящей ветви (N Per 1901, N Aql 1918, N Her 1934 и т. д.).

По мере дальнейшего сжатия звезды область с избыточной тепловой энергией опускается (в смысле увеличения оптической толщи) все глубже в звезду. Однако радиативная и механическая неустойчивость внутри этой области остается, и из нее, в соответствии с указанным выше механизмом (протуберанцы), происходит истечение материи.

Совершенно очевидно, что изложенные нами соображения должны быть рассмотрены подробно, со всех точек зрения. Однако автору представляется, что и в рассматриваемом случае трудность, связанная с выбрасыванием материи из бывших новых звезд, является *вполне преодолимой*. В связи с этим автор не видит в принятии больших масс* для новых звезд никаких непреодолимых трудностей, хотя, конечно, дальнейшее изучение данного вопроса совершенно необходимо. В частности, для дальнейшего окончательного разрешения рассматриваемой проблемы представляются важными следующие наблюдательные исследования:

а) Изучение вопроса о выбрасывании материи бывшими Новыми. В связи с этим являются весьма интересными замечания Оорта [25] о том, что фотографии туманной оболочки, окружающей N Per 1901, обнаружили в 1943 г. по сравнению с 1934 г. новую светящуюся материю. Кроме того, Бааде находит (см. там же), что интегральная яркость оболочки в настоящее время *значительно больше*, чем в 1917 г. Все это, повидимому, означает, что действительно из бывших Новых происходит истечение материи, причем эта материя мо-

* К чему приводит, как мы видели, интерпретация весьма большого числа спектроскопических явлений.

жет удаляться от звезды чрезвычайно далеко, так что, согласно формуле (13), мы будем иметь $\Delta v \approx 0$. Наблюдения такого рода следует развить, особенно с применением светофильтров. При этом необходимо выбирать два вида светофильтров: одни с эффективными длинами волн, близкими к длинам волн полос в спектре бывшей Новой, другие с длинами волн в областях непрерывного спектра. Соответствующее различие в размерах центральной звезды могло бы дать указание на существование непосредственно около звезды туманности, связанной с выбрасыванием материи из бывшей Новой.

б) Чрезвычайно интересно изучить контуры полос излучения в спектрах бывших Новых. Кроме того, интересно поискать в спектре бывших Новых очень слабые *полосы излучения*, смещенные к большим λ . Возможно, что часть выбрасываемой материи (протуберанцев) образует вокруг бывшей Новой также и относительно непротяженную оболочку с небольшими r .

в) Интересно выяснить, нет ли в спектрах бывших Новых слабых линий *поглощения*. Последние с несомненностью должны были бы возникать непосредственно в атмосфере звезды, и поэтому их красное смещение смогло бы установить массы Новых. Все эти работы могут быть выполнены, конечно, на достаточно больших инструментах.

г) В связи с работой Адам [40] и отсутствием красного смещения в спектрах новых звезд следует еще раз проверить формулу (12) для других небесных объектов. Если она неверна, то возможно, что необходимость в гипотезе о существовании весьма протяженных оболочек вокруг бывших новых звезд вообще отпадает.

д) Следует поискать среди новых звезд двойные системы. В этом отношении имеется уже исследование Сэнфорда [39], посвященное Т Сг В. Сэнфорд находит, что спектр спутника этой новой звезды типа gM3 показывает периодическое смещение линий с периодом 230.5 дней и полуамплитудой 21 км/сек. В то же время полосы излучения в спектре самой новой звезды* никакого существенного периодического колебания не обнаруживают.

Наиболее вероятное объяснение всего этого состоит в том, что мы имеем дело с орбитальным движением, причем масса самой новой звезды намного больше массы спутника. Ясно, что в этом случае мы и будем наблюдать описанные явления. Указание Сэнфорда о том, что будто бы принятие большой массы для самой Т Сг В привело бы к различным трудностям, представляется автору настоящей статьи лишенным серьезных оснований. В частности, и

* Эти полосы суть более широкие полосы Н и He. Узкие же полосы [OIII], [N III] и т. д. возникают, повидимому, в весьма протяженной оболочке, окружающей звезду (в туманности). Данный вопрос требует весьма тщательного изучения, особенно изучения колебаний ширины полос со временем, что дает возможность разделить различные источники излучения в полосах.

здесь истечение материи из новой звезды после вспышки может иметь тот же электромагнитный характер, о котором мы говорили выше (аналогия с эруптивными протуберанцами).

Правда, Т Сг В не является обычной новой звездой, а относится к разряду повторных Новых. Однако ясно, что это обстоятельство никакого принципиального значения не имеет.

На основании наблюдений Сэнфорда можно (принимая во внимание точность соответствующих спектроскопических наблюдений) оценить нижний предел массы Т Сг В. Если масса спутника Т Сг В, звезды gM3, равна 5 или $10 M_{\odot}$, то масса Т Сг В должна быть не меньше чем 50—100 $M_{\odot}$. Для получения же функции масс необходимы дальнейшие тщательные наблюдения над изменениями смещения линий излучения в спектре самой звезды. Кроме того, необходимы подобные исследования и для остальных повторных Новых.

Следует заметить, что если бы новые звезды оказались очень массивными, то аналогичные предположения можно было бы сделать и в отношении Сверхновых. Это могло бы объяснить изменение смещения ярких полос в сторону больших длин волн, установленное Минковским, а также то, что масса m оболочки, выброшенной Сверхновой 1054 г., оказалась равной, по Минковскому [41], 15 $M_{\odot}$. Известно, что для новых $m \ll M$, а следовательно, для данной Сверхновой $M \gg 15 M_{\odot}$. Наконец, большое красное смещение в непрерывном спектре бывшей Сверхновой 1054 г. могло бы объяснить несоответствие между „температурой“ звезды $5\,000\,000^{\circ}$ и относительно низкой ионизацией в крабовидной туманности [41].

Л и т е р а т у р а

1. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астр. обсерв. 4, 23, 1949.
2. Э. Р. Мустель. А. Ж. 22, 65, 1945.
3. Э. Р. Мустель. А. Ж. 22, 185, 1945.
4. Ш. Г. Горделадзе. Бюлл. Абаст. обсерв. 1, 55, 1937.
5. В. А. Амбарцумян. Теоретическая астрофизика, ГОНТИ, 1939.
6. А. И. Лебединский. А. Ж. 23, 15, 1946.
7. Э. Р. Мустель. Изв. Крымской астр. обсерв. 1, ч. 2, 91, 1948.
8. D. Menzel a. C. Payne. Harv. Reprint, № 95, 1933.
9. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго. Переменные звезды, т. 1, ОНТИ, 1937.
10. Б. А. Воронцов-Вельяминов. Ap. J. 92, № 2, 1940.
11. C. Payne-Gaposchkin a. S. Gaposchkin. Variable Stars (Harvard Observatory Monographs, № 5), 1938.
12. D. McLaughlin. Pop. Astr. 47, 410, 481, 531, 1939.
13. Э. Р. Мустель. А. Ж. 25, 156, 1948.
14. Г. Бете. Квантовая механика простейших систем, ОНТИ, 1935, стр. 296.
15. Б. В. Кукаркин и Е. К. Гиц. А. Ж. 14, 220, 1937.
16. E. Williams. M. N. 97, 612, 1937.
17. D. McLaughlin. Publ. Mich. Obs. 8, № 12, 1943.

18. В. А. Амбарцумян и Н. А. Козырев. *Zs. f. Ap.* 7, 320, 1933.
 19. W. Baade. *Publ. ASP* 53, 319, 1941.
 20. L. Campbell. *Ann. of HCO* 81, 113, № 2.
 21. Э. Р. Мустель. *А. Ж.* 23, 289, 1946.
 22. Э. Р. Мустель. *А. Ж.* 24, 280, 1947.
 23. Э. Р. Мустель. *А. Ж.* 25, 11, 1948.
 24. D. McLaughlin. *A. J.* 53, 114, 1948.
 25. J. Oort. *M.N.* 106, 159, 1946.
 26. Э. Р. Мустель. *А. Ж.* 24, 155, 1947.
 27. Б. В. Кукаркин и П. П. Паренаго. *Переменные звезды* 4, 251, 1934.
 28. Э. Р. Мустель. *А. Ж.* 24, 97, 1947.
 29. D. McLaughlin. *Publ. ASP* 59, 244, 1947.
 30. D. McLaughlin. *A. J.* 52, 126, 1947.
 31. A. Beer. *M.N.* 97, 231, 1937.
 32. R. Baldwin. *Publ. Mich. Obs.* 8, № 5, 1941.
 33. M. Humason. *Ap. J.* 88, 228, 1938.
 34. Г. А. Шайн. Абсолютные яркости и массы звезд, *Курс астрофизики и звездной астрономии*, т. 2, ОНТИ, 1936, стр. 234.
 35. M. Humason. *Publ. ASP* 46, 229, 1934.
 36. Э. Р. Мустель. Новейшие успехи физики звездных атмосфер (дополнение к книге Унзоляда „Физика звездных атмосфер“, И. Л., 1949).
 37. C. Bruce. *Obs.* 66, 263, 1946.
 38. O. Struve. *Ap. J.* 106, 255, 1947.
 39. R. Sanford. *Ap. J.* 109, 81, 1949.
 40. M. Adam. *M. N.* 108, 446, 1948.
 41. R. Minkowski. *Ap. J.* 89, 156, 1939; *Ap. J.* 96, 199, 1942.
-

СПЕКТРОГЕЛИОСКОП В КОМБИНАЦИИ СО СПЕКТРОГРАФОМ

А. Б. Северный

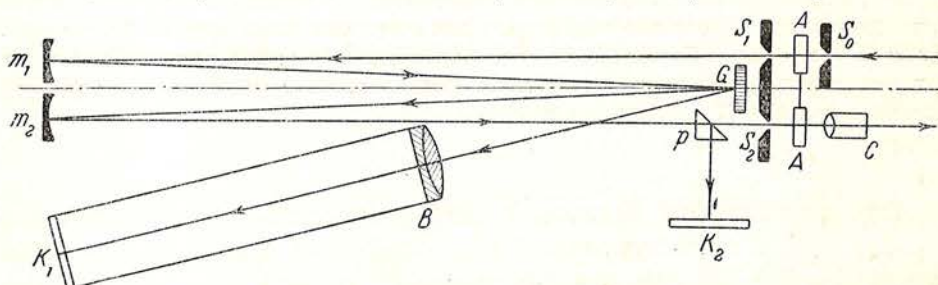
Стандартный спектрогелиоскоп Хэла, работающий на нашей обсерватории, может быть достаточно эффективно использован для получения спектрограмм Солнца и деталей на поверхности Солнца. В заметке описаны расположение инструментов и метод, а в качестве иллюстрации приведены предварительные результаты спектрофотометрии линий H и K в солнечном спектре.

Спектрогелиоскоп Крымской астрофизической обсерватории есть стандартный спектрогелиоскоп Хэла, описанный в хорошо известной его работе [1]. До сих пор спектрогелиоскоп использовался, главным образом, как визуальный инструмент для обследования поверхности Солнца в лучах водородной линии H α , если не считать не вполне удачных попыток визуального фотометрирования деталей с помощью фотометра Ньютона и попыток получения спектрогелиограмм с помощью фотографического приспособления, предусмотренного Хэлом в оригинальной конструкции этого инструмента. Весьма примитивный часовой механизм целостатного зеркала, не обеспечивающий необходимой устойчивости положения изображения Солнца на щели, а также ненадежный механизм клепсидры,двигающий изображение Солнца и кассету в фотографическом приспособлении, — почти исключают возможность получения надежных спектрогелиограмм, пригодных для фотометрических целей, в особенности при наличии ветров, которые нередки в условиях Симеиза. Использование же спектрогелиоскопа как гида во время работы фотографического приспособления, очевидно, исключается.

В то же время большим преимуществом спектрогелиоскопа, по сравнению с остальными солнечными инструментами, является возможность непосредственно *видеть* те детали поверхности Солнца, которые находятся на первой щели инструмента и спектр которых мы желали бы получить. Поэтому, если условия позволяют, спектрогелиоскоп может работать одновременно и как спектрограф, и как гид к нему. Нам неизвестны работы по спектрографированию деталей на

поверхности Солнца с помощью спектрогелиоскопа, кроме недавней работы Эллисона [2], посвященной спектру яркой эрупции. Визуальные наблюдения линий H_α и D_3 в спектрах деталей производились Додсон [3]. Поэтому нам казалось целесообразным сделать попытку в этом направлении — довольно очевидного использования спектрогелиоскопа.

Решетка симеизского спектрогелиоскопа с полезной площадью 72×64 мм и числом делений около 600 на 1 мм, несмотря на некоторую загрязненность поверхности, дает вполне приличные яркие спектры первого порядка. Малое относительное отверстие ($f:57$) зеркал коллиматора и камеры спектрогелиоскопа (при фокусном расстоянии 4 м), а также приличная разрешающая сила, позволяют использовать для фотографирования большую часть рабочего (используемого для визуальных наблюдений) спектра первого порядка, за



Фиг. 1. Схема расположения приборов

исключением, конечно, красной части. Этот спектр на расстоянии 4 м от решетки имеет протяжение около 70 см. Что касается красной части спектра, то в пределах полезного поля зеркала камеры мы можем получить участок длиной около $250 \text{ \AA}$ возле H_α , поставив на пути пучка, используемого для визуальных наблюдений, призму полного внутреннего отражения или полупрозрачную пластинку p , отклоняющую часть пучка света в сторону. На фиг. 1 показана примерная схема расположения приборов: луч от питающего объектива (диаметр 95 мм, $f = 5.4$ м) падает на первую щель гелиоскопа S_1 высотой 28 мм, затем — на сферическое зеркало коллиматора m_1 (диаметр 68 мм, $f = 4$ м), посылающее параллельный пучок на решетку G : красные лучи посылаются решеткой на зеркало m_2 (аналогичное m_1), которое фокусирует пучок как на щели S_2 для визуальных наблюдений, так и на кассете K_2 , для одновременного фотографирования. Для фотографирования большей части спектра в качестве объектива камеры B был использован наиболее длиннофокусный из имевшихся на обсерватории объектив зонного астрографа с отверстием 160 мм и фокусным расстоянием 2.05 м, вместе с тубусом и принадлежащей ему кассетной частью K_1 . Этот объектив обладает большим полезным полем около 5° и дает отличные изображения спектра длиной 130 мм и шириной 15 мм. Линейная дисперсия,

как показывают измерения, получается здесь около $8 \text{ \AA} / \text{мм}$, тогда как дисперсия в камере спектрогелиоскопа около $4 \text{ \AA} / \text{мм}$. „Камера“, т. е. зонный астрограф установлен на массивных каменных столбах.

Так как монохроматическое (в лучах H_α) изображение Солнца, видимое в окуляре спектрогелиоскопа C , достигается вращением призмы Андерсона AA , то в спектрограф попадает свет от некоторой достаточно широкой полосы солнечного диска. Для получения спектра какой-нибудь детали на поверхности Солнца нужно иметь возможность сузить эту полосу так, чтобы деталь была „зажата“ между краями щели S_1 . Это достигается с помощью вспомогательной грубой щели S_0 , помещенной непосредственно перед призмой Андерсона и позволяющей выделить любой нужный нам участок солнечного диска. Принятая нами ширина первой щели S_1 около 0.03 мм , что близко к значению ширины нормальной щели. Неудобство принятого нами расположения приборов, которое, однако, вполне устранимо, заключается в том, что при спектрографировании необходимо участие двух наблюдателей, один из которых, смотря в окуляр C , гидирует деталь поверхности Солнца, не спуская ее со щели S_1 , а другой производит экспозиции у другого конца инструмента K_1 . Второе неудобство, уже трудно устранимое, связано с невозможностью быстро получить весь спектр детали от красной до фиолетовой части. Метод медленного вращения решетки в процессе спектрографирования детали, принятый Эллисоном, нам кажется рискованным, и мы пока сознательно не пошли по этому пути.

Фотографии спектра центра солнечного диска, полученные на пластинках Agfa-Normal с экспозицией от 0.5 до 2 сек. , были стандартизованы с помощью лабораторного спектрографа со ступенчатой щелью. Экспозиция спектра сравнения с этим спектрографом не превышала 30 сек. (показатель Шварцшильда для использованных пластинок оказался равным 0.92). На фиг. 2 приведена фотография области H и K в спектре солнечного диска при экспозиции 1 сек. , полученная во время появления на диске Солнца большой эрупции (эрупция была „зажата“ между щеками вспомогательной щели S_0). На фотографии отчетливо видно сильное обращение линий H и K , линия H_ϵ и обращение линии H_δ . При экспозиции 0.5 сек. фотографические плотности оказываются наиболее подходящими, т. е. соответствуют почти прямолинейному участку характеристической кривой.

На фиг. 3 воспроизведены регистрограммы линий H и K , полученные с увеличением масштаба в 30 раз на саморегистрирующем микрофотометре Крюсса при ширине щели микрофотометра 0.02 мм (по горизонтали отложено расстояние от центра линии в миллиметрах, а по вертикали отложены плотности в условных единицах — в миллиметрах отброса нити, отсчитанных от фона). Большое число линий

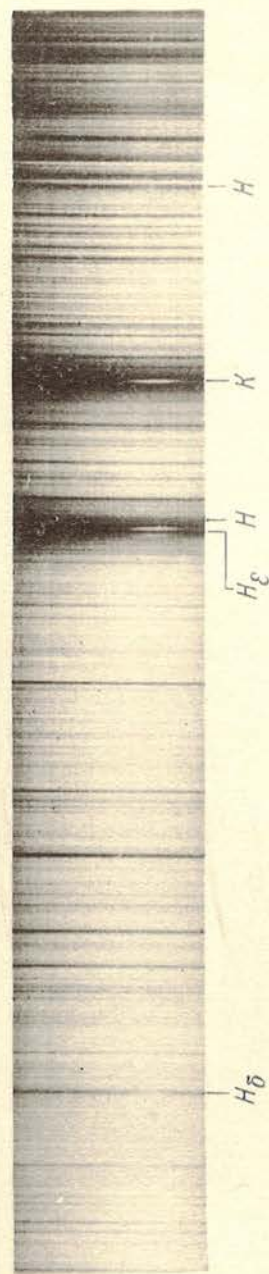
поглощения вблизи линий Н и К и в промежутке между ними делает не вполне уверенным проведение непрерывного спектра.

Обработка регистрограммы (фиг. 3) позволила построить контуры линий Н и К. Они представлены на фиг. 4, где для сравнения построен контур линии К по данным Теккерей [4]. Остаточная интенсивность в центре линии К у нас получается 12%, тогда как по данным Теккерей эта величина почти в полтора раза меньше, и составляет 7.7%; для линии Н мы получили остаточную интенсивность 14%. Аналогичные значения остаточных интенсивностей дает обработка другой спектрограммы. Точно так же депрессия непрерывного спектра, т. е. остаточная интенсивность в промежутке между линиями Н и К, у нас равна 0.97, т. е. несколько выше, чем у Теккерей (0.92). В обоих случаях разница остаточных интенсивностей 5% и обусловлена, повидимому, влиянием рассеянного света на результаты наших измерений, в то время как у Теккерей это влияние практически исключается полностью благодаря применению монохроматора перед входной щелью спектрографа. Интересно отметить, что по данным фотометрического атласа солнечного спектра Миннаерта, полученного с весьма высокой разрешающей силой и дисперсией, не обнаруживается никакой заметной депрессии непрерывного спектра между линиями Н и К, хотя величина остаточной интенсивности практически совпадает с данными Теккерей.

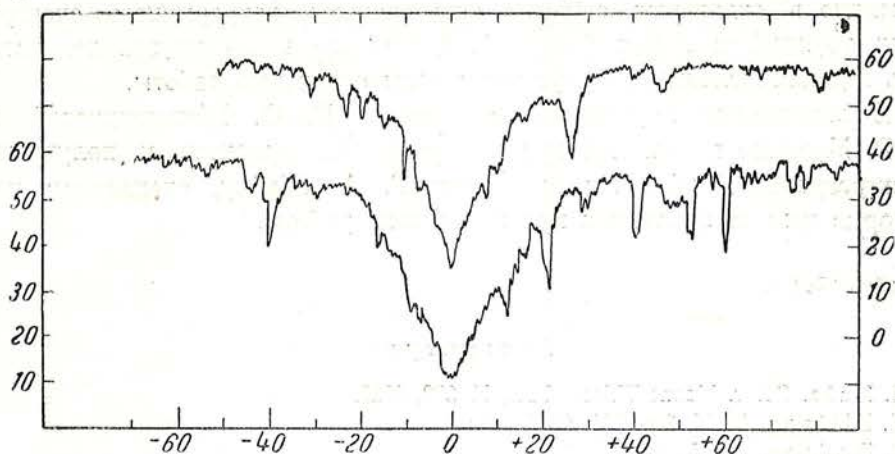
Отдельные, сравнительно небольшие расхождения в форме обоих контуров (нашего и Теккерей), в частности, для синего крыла линии К, обусловлены присутствием в этом крыле ряда глубоких линий поглощения, крылья которых сильно перекрываются (например, λ 3921, 3923); это затрудняет здесь проведение плавной кривой.

Величины полного поглощения для линий Н и К по нашей спектрограмме получаются $W_H = 9.6$ А и $W_K = 13.7$ А; по данным Аллена [5] $W_H = 10.7$ А и $W_K = 15.0$ А, тогда как по данным Мульдерса [6] эти величины суть $W_H = 11$ А и $W_K = 15.9$ А. Таким образом мы получаем $W_K / W_H = 1.43$, тогда как по данным Аллена это отношение равно 1.40, а по данным Мульдерса 1.45; теоретическое отношение полных поглощений (равное отношению сил осцилляторов) есть $\sqrt{2} = 1.41$.

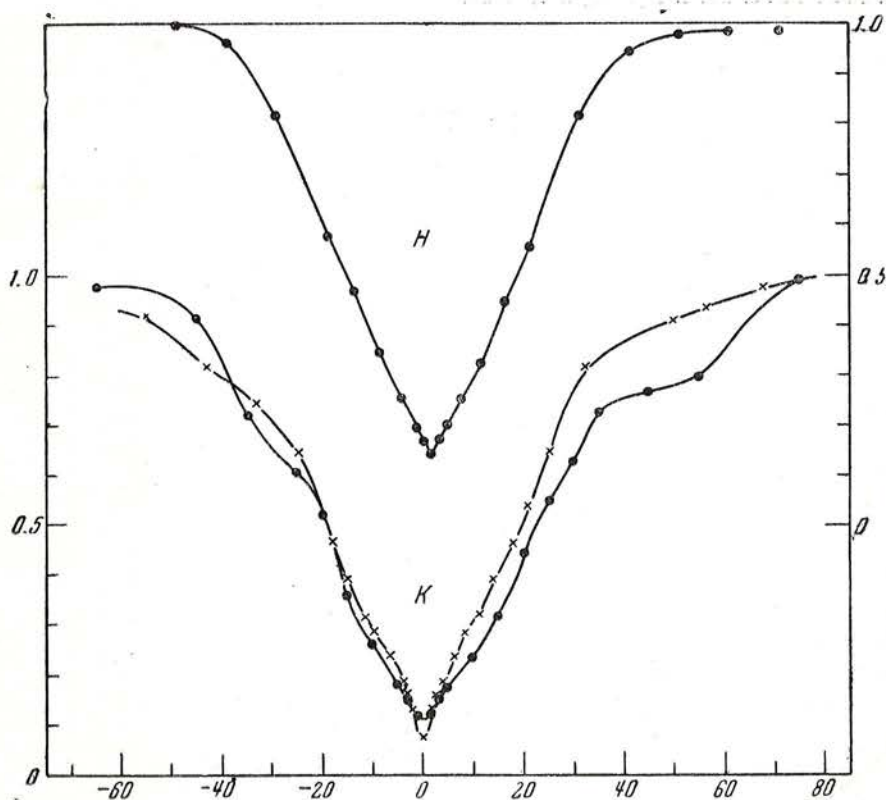
Таким образом, принимая во внимание, что наши результаты получены по одной спектрограмме, без всяких мер предосторожности против влияния рассеянного света (напротив, при наличии вращающейся перед щелью спектрографа призмы Андерсона, вносящей как в спектрограф, так и в комнату, где он стоит, известное количество рассеянного света), следует признать результаты вполне удовлетворительными. Можно надеяться, что устранение возможных источников рассеянного света, в частности, путем введения монохроматора перед щелью спектрографа и путем правильного учета инструментального рассеянного света, позволит эффективно использовать спектрогелиоскоп для спектрофотометрии линий.



Фиг. 2. Фотография области линий Н и К в спектре Солнца, снятая в момент появления большой эрупции на диске: ясно видно сильное обращение линий Н и К, линии Н ϵ и линии Н δ



Фиг. 3. Регистрограмма области линий Н и К в спектре Солнца



Фиг. 4. Контуры линий Н и К по данным автора (точки) и Теккеря (крестики)

Полученные нами спектрограммы в линиях Н и К и в линии H_{α} для протуберанцев, факелов и эрупций показывают вполне отчетливую эмиссию в центральной части линий, достигающую и превы-

шающую в отдельных случаях интенсивность непрерывного спектра (для эрупций и ярких факелов). Обработке этого материала, пока еще немногочисленного, будут посвящены отдельные работы.

В заключение приношу благодарность Е. Ф. Шапошниковой и Э. Р. Мустелю за помощь при юстировке инструментов и получении спектрограмм. Я обязан также акад. Г. А. Шайну, сделавшему некоторые ценные замечания при подготовке работы.

Декабрь, 1947 г.

Л и т е р а т у р а

1. G. Hale. Contr. Mount Wilson Obs., № 388, 1929.
2. M. Ellison. M. N. 106, 501, 1946.
3. M. Dodson. Ap. J., 93, 208, 1941.
4. A. Thackeray. M. N., 95, 293, 1935.
5. C. Allen. Mem. Commonwealth Solar Obs., Canberra, № 6, 1938.
6. G. Mulders. Zs. f. Ap., 10, 297, 1935.

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ В 1948 г.

В. А. Альбицкий

Даны приближенные положения 147 малых планет по наблюдениям, произведенным в Симеизе в 1948 г.

Для наблюдений малых планет в октябре 1947 г. были монтированы две камеры с объективами системы Унар Цейсса, при помощи которых малые планеты наблюдались в Симеизе с самого начала этой работы в 1911 г. Объективы этих камер имеют диаметры в 120 мм и фокусные расстояния в 60 см.

Наблюдения малых планет возможно было развернуть в полном объеме лишь в апреле 1948 г. с получением высокочувствительных фотопластинок Истмен — Кодак 103а — О. С этими пластинками стало возможным отодвинуть предельную величину до 15.0 для экспозиции в 2 часа, при хорошей прозрачности воздуха и спокойствии изображений, для планет к северу от экватора.

Для временного обозначения наблюденных малых планет, для которых не публикуются эфемериды, введено обозначение греческой буквой σ в сопровождении порядкового номера; для тождественных планет номер, разумеется, повторяется. Для решения вопроса о том, являются ли эти планеты действительно новыми, необходимо вычисление их орбит, либо сравнение наблюдений со специально вычисляемыми эфемеридами планет, не получивших, по тем или иным основаниям, постоянного номера. Поправки эфемерид (О — С) относятся к „Эфемеридам малых планет на 1948 г.“, издаваемым Институтом теоретической астрономии Академии Наук СССР.

Особенное внимание уделялось наблюдениям малых планет, давно не наблюдававшихся. Ниже приводится распределение числа наблюдававшихся малых планет по последним годам наблюдения.

Последний год наблюдения	Число наблюд. планет	Последний год наблюдения	Число наблюд. планет	Последний год наблюдения	Число наблюд. планет
1935	1	1940	8	1945	0
1936	2	1941	12	1946	10
1937	3	1942	11	1947	27
1938	6	1943	41		
1939	8	1944	18	Всего	147

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	О — С
546	Herodias	Апр. 4	$\begin{matrix} h & m \\ 19 & 42.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} h & m \\ 11 & 15.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ & ' \\ +16 & 29 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m & ' \\ -0.7 & +6 \end{matrix}$
151	Abundantia			11 23.9	+11 14	11.7	+0.7 —11
226	Weringia			11 25.4	+20 10	13.3	—1.1 +21
40	Harmonia			11 26.5	+11 21	9.5	—0.3 +10
1078	Mentha	Апр. 4	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 7.4 \end{matrix}$	11 43.8	+16 47	13.2	—6.6 +38
6	Heba			11 48.2	+16 47	9.5	—0.1 + 1
270	Anahita			12 54.4	— 9 33	11.6	—0.1 0
78	Diana			12 57.4	—17 25	10.1	—1.1 +10
774	Armor	Апр. 8	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 48.5 \end{matrix}$	13 0.5	—13 52	12.2	—0.5 + 1
55	Pandora			13 2.1	— 7 47	11.6	+0.5 — 9
168	Sibilla			13 15.7	— 9 5	11.8	0.0 + 1
844	Leontina			13 15.9	—15 5	13.2	+1.3 —11
798	Ruth	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	13 19.5	—12 14	12.8	—5.5 +23
29	Amphitrite			13 37.1	—14 45	9.4	+0.5 —16
526	Jena			11 53.4	+ 3 10	12.6	+1.1 —13
93	Minerva			11 54.5	+ 0 14	10.8	—2.4 — 2
75	Eurydike	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	11 55.2	— 0 10	12.9	—0.8 + 5
90	Antiope			11 55.3	+ 3 40	12.0	—10.0 +62
737	Arequipa			12 1.8	+ 0 22	11.9	+1.6 + 7
513	Centesima			12 6.7	— 0 16	12.6	—1.8 +12
26	Proserpina	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	12 7.5	+ 3 8	10.7	—1.5 + 7
479	Caprea			12 16.4	+ 8 39	13.7	—0.4 + 4
721	Tabora			12 22.5	+ 4 10	14.4	+1.8 —15
1027	Aesculapia			12 22.9	— 1 45	14.2	—29.3 +198
811	Nauheima	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	12 23.0	+ 1 57	13.8	—5.8 +43
1331	Solweig			12 28.5	+ 1 17	14.9	+0.6 — 6
275	Sapientia			12 37.1	+ 3 34	11.0	—2.2 +19
113	Amalthea			12 43.2	+ 4 48	10.4	+0.2 + 1
201	Penelope	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	12 44.1	+ 0 40	12.6	—1.0 + 4
363	Padua			12 45.8	+ 2 50	12.0	—2.4 +14
32	Pomona			13 54.5	—13 59	10.1	0.0 — 1
397	Vienna			14 1.3	—18 24	13.2	—5.4 +13
951	Gaspra	Апр. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 32.5 \end{matrix}$	14 1.8	—17 32	14.5	+10.2 —62
859	Bouzareah			14 2.4	— 9 42	13.5	+0.2 — 3
1128	Astrid			14 5.0	—11 52	13.1	—1.7 + 7
233	Asterope			14 6.4	—15 24	11.7	—2.2 +10
144	Vibilia	Май 2	$\begin{matrix} h & m \\ 21 & 17.5 \end{matrix}$	14 34.1	—10 10	11.6	—2.0 +11
323	Brucia			13 7.0	+28 26	14.2	+0.4 — 6
1301	Yvonne			13 10.8	+27 24	13.6	—1.3 + 2
37	Fides			15 20.6	—21 34	11.2	+0.2 0
127	Johanna	Май 2	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 52 \end{matrix}$	15 29.8	—23 22	10.6	—5.8 +29
149	Medusa			15 35.6	—17 44	12.4	—0.1 0
124	Alkeste			15 37.8	—16 1	9.8	—2.5 +10
570	Kythera			15 38.1	—19 13	13.2	+0.2 — 1
395	Delia	Май 6	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 52.5 \end{matrix}$	15 44.2	—22 22	12.5	—4.0 +11
715	Transvaalia			15 48.2	—22 40	13.4	+2.8 —27
394	Arduina			15 51.8	—17 42	12.7	+0.8 — 5
342	Endymion			15 54.0	—20 7	13.4	—1.3 — 3
755	Quintilla	Май 6	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 52.5 \end{matrix}$	15 58.7	—16 16	12.4	+2.1 — 4
30	Urania			16 0.4	—23 50	10.6	—0.6 + 3
581	Tautonia			14 59.2	+11 51	13.9	—0.2 + 1
1195	Sheba			15 2.4	+ 6 41	13.9	+21.1 —132
148	Gallia	Июнь 28	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 32.3 \end{matrix}$	17 23.8	+10 58	11.8	0.0 + 3
60	Echo			17 38.9	—17 58	12.0	—0.4 — 1
441	Bathilde			17 47.5	—20 0	12.9	+1.4 + 4
627	Charis			17 48.9	—15 25	12.8	+0.1 + 1
1102	Pepita	Июль 2	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 37.3 \end{matrix}$	18 1.3	— 3 1	12.6	—1.9 — 5
714	Ulula			18 47.2	— 5 50	11.6	—2.5 —12
304	Olga			18 53.6	+ 3 33	11.3	+5.0 — 2
1108	Demeter			17 58.2	+13 2	13.2	—7.5 —28

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O — C
			$h \ m$	$h \ m$	$^{\circ} \ ' \ ''$	m	$m \ ' \ ''$
273	Atropos	Июль 6	20 27.2	18 5.6	+10 52	10.8	-1.9 -4
345	Tercidina		22 42.2	20 16.6	-3 17	11.4	-0.4 +1
1287	Lorcia			20 26.7	-4 54	13.8	+6.7 +23
246	Asporina			20 41.0	-0 51	11.2	0.0 0
67	Asia	Июль 10		20 43.3	-6 10	9.9	+0.3 +5
1102	Pepita		20 57.2	17 55.4	-2 54	12.8	-1.9 -4
980	Anacostia		Июль 10	20 19.4	-14 1	9.9	-0.3 0
23	Bellona			20 21.8	-13 30	10.8	+0.7e-8
—	σ 8			20 38.7	-17 9	13.8	—
376	Geometria	Июль 30		20 39.2	-19 21	10.9	+0.3 -1
170	Maria			20 39.7	-18 43	12.0	-0.2 -3
115	Thyra			20 42.1	-21 42	10.4	-0.3 +16
427	Galene			20 45.2	-17 37	12.1	+0.4 +4
462	Eriphila			20 50.6	-19 11	13.0	-1.5 -6
167	Urda		20 43.9	19 44.4	-18 43	12.1	+0.3 +1
980	Anacostia			19 58.8	-12 15	9.9	-0.6 +1
28	Bellona			20 5.6	-15 4	10.8	+0.5 -12
376	Geometria			20 18.7	-19 5	10.9	-0.1 +1
170	Maria			20 19.1	-18 10	12.0	-0.5 0
115	Thyra			20 19.7	-21 14	10.2	-0.7 +18
427	Galene			20 28.8	-17 54	12.5	+0.2 +1
462	Eriphyla	Авг. 5		20 34.9	-20 37	12.5	-1.9 -8
1043	Beate		22 26.8	21 26.0	-9 50	13.2	-1.3 -5
305	Gordonia			21 30.1	-8 40	13.2	-1.6 -8
—	σ 12			21 37.6	-10 38	13.5	—
1376	Michelle	Авг. 7		21 40.1	-10 10	12.9	-4.9 -20
748	Simeisa			21 42.8	-11 10	14.0	+0.2 0
165	Loreley			21 43.7	-8 3	10.7	+9.8+114
62	Erato		23 16.8	22 17.4	-11 55	11.8	+0.8 +2
918	Itha			22 19.9	-12 48	12.6	-8.5 -84
911	Agamemnon			22 28.6	-13 16	13.5	-0.1 -2
917	Lyka			22 30.0	-13 10	12.2	+1.3 +11
307	Nike			22 30.3	-16 32	13.0	+1.1 +5
1231	Auricula			22 31.6	-13 39	14.0	-14.5-150
1434	Margot			22 32.5	-8 2	13.3	+0.6 -9
624	Hektor			22 33.0	-13 55	13.1	0.0 -1
1052	Belgica			22 34.0	-15 53	13.0	-1.3 -9
—	σ 13	Авг. 11		22 35.6	-10 4	13.5	—
265	Anna			22 44.7	-15 8	14.0	+0.8 +26
268	Adorea			22 47.8	-9 33	13.0	+0.6 0
1360	1935 OD			22 48.9	-9 6	13.5	+7.4+130
1077	Campanula			22 55.7	-10 26	13.5	+1.2 +12
246	Asporina		20 56.7	20 14.6	-5 33	11.4	0.0 0
826	Henrika			20 40.7	-5 23	13.0	+9.6 +45
667	Denise			20 41.5	-5 18	13.0	+0.2 -3
1365	1928 RK			20 50.0	-9 32	13.3	+1.8 +11
1434	Margot		23 16.7	22 30.1	-8 30	13.3	+0.5 -8
1052	Belgica			22 31.0	-16 24	13.0	-1.5 -9
—	σ 13			22 32.9	-10 27	13.5	—
1360	1935 OD	Авг. 31		22 44.3	-8 47	13.5	+7.6+130
268	Adorea			22 45.3	-9 51	13.0	+0.5 +1
1376	Michelle		21 26.2	21 23.2	-13 22	13.0	-4.9 -20
748	Simeisa			21 26.9	-12 25	14.2	0.0 0
1058	Grubba	Авг. 31	23 41.2	22 55.4	+0 53	13.0	-0.2 -2
375	Ursula			23 7.9	-2 16	10.5	-4.5 -36
1109	Tata			23 10.6	+1 12	13.5	-2.7 -17
1404	Ajax			23 11.7	+1 23	14.6	+0.1 +1
659	Nestor	Сент. 4	22 21.0	23 34.2	-2 47	13.9	+0.2 +1
1283	1925 S. C.			23 22.3	-6 18	13.5	-2.6 -19
190	Ismene			23 44.6	-1 1	12.1	+0.7 +5

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O — C
190	Ismene	Сент. 12	$h \ m$ 23 16.7	$h \ m$ 23 40.1	$^{\circ} \ ' \ ''$ — 1 41	m 12.1	m + 0.6 + 3
52	Europe			23 51.9	— 9 6	10.5	+ 0.2 — 2
1004	Belopolskya			23 56.9	— 2 2	12.8	— 7.7 — 43
139	Juewa			0 5.1	— 0 54	11.7	— 2.8 — 13
944	Hidalgo	Сент. 13	0 56.7	2 30.5	+15 31	13.1	+ 0.1 + 2
690	Wratislavia	Окт. 6	20 25.8	23 59.3	+17 44	10.9	—15.4 — 80
—	σ 36			0 3.6	+22 42	13.0	—
—	σ 37			0 13.1	+24 38	13.5	—
975	Perseverantia	Окт. 6	22 40.8	1 28.8	+ 7 54	12.9	— 5.2 — 36
738	Alagasta			1 31.4	+ 4 30	13.7	— 3.5 — 19
1245	Calvinia			1 33.0	+ 6 6	12.7	— 4.3 — 23
5	Astrea			1 38.1	+ 2 33	10.2	+ 2.4 + 10
—	σ 38			1 38.2	+ 9 19	13.6	—
45	Eugenia			1 40.2	+ 1 56	11.0	+ 0.2 0
—	σ 39			1 41.4	+ 7 8	13.6	—
1119	Euboea			1 45.7	+ 2 45	13.6	+ 4.6 + 37
435	Ella			1 45.7	+10 50	11.2	+ 7.0 + 47
1030	1924 RQ			1 48.5	+ 5 33	14.6	+ 0.1 — 2
439	Ohio			1 49.5	+10 16	12.5	+ 2.1 + 1
936	Kunigunde			1 52.9	+ 9 9	13.7	— 9.0 — 55
1010	Marlene			1 54.9	+ 5 20	13.0	— 9.3 — 54
1253	Frisia			1 56.4	+11 24	14.4	+ 2.7 + 23
732	Tjilaki			1 57.2	+ 2 34	13.3	+ 1.5 — 3
944	Hidalgo	Окт. 7	0 20.8	2 7.3	+22 58	12.4	+ 0.1 + 3
944	Hidalgo	Окт. 28	17 56.0	1 26.8	+29 40	12.2	+ 0.1 0
975	Perseverantia	Окт. 28	19 23.5	1 10.8	+ 6 27	12.9	— 5.3 — 36
738	Alagasta			1 15.1	+ 2 49	13.7	— 3.6 — 20
1245	Calvinia			1 16.0	+ 4 12	12.7	— 4.4 — 23
1225	Ariane			1 20.6	+10 9	13.9	+ 1.9 + 15
—	σ 38			1 22.0	+ 7 36	13.7	—
435	Ella			1 25.9	+ 9 23	11.2	+ 6.8 + 46
—	σ 39			1 26.2	+ 2 58	13.6	—
499	Venusia			1 28.7	+11 42	12.2	— 2.6 — 8
439	Ohio			1 34.6	+ 6 40	12.5	+ 1.9 — 1
936	Kunigunde			1 35.7	+ 7 46	13.7	— 9.2 — 58
1010	Marlene			1 38.5	+ 3 51	13.0	— 8.5 — 56
1289	Kutaissi			1 38.9	+ 9 35	13.5	+ 1.1 + 6
969	Leocadia	Окт. 28	21 28.5	2 36.8	+19 51	13.2	—26.2 — 102
300	Geraldina			2 37.3	+15 18	12.3	—11.5 — 55
1100	Arnica			2 42.5	+17 26	14.1	— 1.0 — 5
1518	1938 UA			2 44.8	+18 59	14.9	— 1.8 — 10
701	Oriola			2 46.1	+20 14	13.3	+ 1.8 + 7
456	Abnoba			2 50.8	+18 59	13.8	+ 3.0 + 4
1323	Tugela			2 57.7	+15 28	14.4	+ 2.0 + 22
208	Lacrimosa			3 1.4	+18 54	12.1	+ 0.6 + 4
188	Menippe			3 3.5	+22 53	13.0	+ 0.5 — 8
1472	1938 UA			3 6.3	+16 53	14.9	— 2.9 — 15
509	Jolanda			3 10.4	+15 3	11.1	0.0 + 1
99	Dike			3 11.8	+19 15	14.7	— 7.6 — 57
—	σ 49			3 22.4	+20 47	13.3	—
818	Kapteynia	Окт. 28	23 36.0	3 38.6	+10 1	12.7	— 3.9 + 31
941	Murray			3 39.7	+18 31	13.3	— 2.0 — 95
1032	Pafari			3 44.7	+13 54	14.5	— 7.3 — 49
136	Austria			3 45.5	+ 8 45	11.3	+ 0.1 — 1
92	Undina			3 45.8	+ 8 15	10.9	— 5.0 — 25
490	Veritas			3 48.4	+ 9 12	12.0	— 0.8 — 2
1137	Raissa			3 48.6	+16 16	12.7	— 4.9 — 19
—	σ 50			3 55.1	+ 9 58	13.8	—
383	Janina			4 4.3	+18 1	12.3	— 3.3 — 13
1117	Reginita			4 5.6	+13 36	14.1	— 2.3 — 7

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O — C
1120	Cannonia	Окт. 28	$h\ m$ 23 36.0	$h\ m$ 4 7.5	$^{\circ}\ ' "$ +13 20	m 12.8	$m\ ' "$ — 1.9 — 6
1023	Thomana			4 13.7	+11 42	13.5	+ 0.1 — 4
1271	Isergina			4 13.9	+11 29	13.7	— 1.9 —10
975	Perseverantia	Нояб. 6	20 31.1	1 4.5	+ 5 58	12.9	— 5.2 —36
555	Norma			1 10.4	+ 3 36	14.0	+28.1+169
5	Astrea			1 12.4	— 0 16	10.2	+ 2.2 +10
45	Eugenia			1 16.5	— 0 44	11.0	— 0.2 — 3
—	σ 38			1 16.1	+ 7 0	13.6	—
—	σ 39			1 21.7	+ 1 46	14.0	—
1030	1924 RQ			1 27.9	+ 2 4	14.6	— 0.1 — 2
439	Ohio			1 29.1	+ 5 16	12.5	+ 1.9 — 3
936	Kunigunde			1 29.4	+ 7 17	13.7	— 8.8 —57
674	Rachele			1 43.9	+ 0 14	10.2	— 1.9 —14

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ И КОМЕТЫ АШБРУКА

П. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истмен — Кодак 103а — О, σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе. Новые планеты σ 27, 32 и σ 28, 33 наблюдались без вычисления предварительных орбит. Последние их положения как очень близкие не могли быть точно идентифицированы и обозначены двумя номерами 27, 32 и 28, 33.

Разности „наблюдения минус вычисления“, обозначенные буквой (Н), отнесены к эфемеридам Гейдельбергской обсерватории (т. 15, № 5), остальные — к эфемеридам Института теоретической астрономии. Для некоторых планет значения О — С не даны из-за отсутствия эфемерид.

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
			$h \quad m$	$h \quad m$	$^{\circ} \quad '$	m	m
121	Hermione	Апр. 2	21 37.5	13 15.3	+1 34	11.8	+0.1 + 2
251	Sophia			13 16.3	+2 13	13.9	-0.2 + 1
519	Sylvania			13 38.6	-3 1	12.7	+1.7 -18
534	Nassovia			13 38.7	-5 13	13.8	0.0 - 4
528	Rezia			13 38.9	-0 12	12.4	-0.1 + 2
260	Huberta			13 42.4	-5 18	14.0	+2.0 -10
55	Pandora	Апр. 5	20 44.0	13 1.4	-7 43	12.7	+0.7 - 8
121	Hermione			13 13.3	+1 43	11.8	+0.1 0
251	Sophia			13 14.2	+2 31	13.9	-0.3 - 1
1385	Gelria			13 28.9	+1 42	14.0	+0.7 - 5
1305	Pongola			13 31.1	-6 55	13.3	-0.8 + 5
519	Sylvania			13 36.1	-2 51	12.7	+1.7 -17
534	Nassovia			13 36.4	-5 1	13.8	0.0 - 5
528	Rezia			13 36.9	-0 7	12.4	+0.1 0
617	Patroclus			13 37.7	+1 23	13.1	+0.2 - 3
260	Huberta			13 40.5	-5 3	13.8	+2.0 -10
1305	Pongola	Апр. 5	23 48.8	13 31.1	-6 55	13.8	-0.8 + 5
519	Sylvania			13 36.0	-2 52	12.7	+1.7 -17
534	Nassovia			13 36.3	-5 1	13.8	0.0 - 5
260	Huberta			13 40.4	-5 2	13.8	+2.0 -10
770	Bali			13 52.8	-8 50	13.7	-0.1 + 1
125	Liberatrix			13 59.1	-7 36	11.0	-4.4 +21
508	Princetonia			14 1.3	-5 24	12.2	+0.4 - 3
859	Bouzarèah			14 7.7	-9 52	13.5	+0.3 - 3
415	Polatia			14 17.4	-1 51	12.7	-1.2 + 7
173	Ino	Апр. 13	21 7.6	12 16.4	+11 41	12.0	+0.6 0
1096	Reunerta			12 17.8	+12 43	14.0	-3.0 +20
1364	Safara			12 18.9	+13 19	14.4	-1.4 +15
907	Rhoda			12 28.1	+16 48	12.2	-1.0 +13
786	Bredichina			13 0.4	+17 20	12.3	-0.1 + 3
585	Bilkis	Апр. 13	23 30.2	14 22.7	-7 1	12.3	-9.9 +39
590	Tomiris			14 28.4	+2 0	13.3	-3.5 +24
59	Elpis			14 42.7	-5 24	11.5	-0.2 0
1015	Christa			14 47.5	-2 37	13.5	-1.6 +10
339	Dorothea			14 48.1	-6 8	12.9	+6.1 -15
1085	Amaryllis			14 51.0	-6 37	13.4	-0.2 - 1
237	Coelestina			14 52.3	-4 20	12.6	-5.4 +32
512	Taurinensis			14 56.6	-2 48	13.6	-0.3 + 1
688	Melanie			14 59.6	-5 7	13.6	-1.2 + 5
691	Lehigh	Май 3	19 43.6	13 29.8	+7 56	13.5	-1.2 + 4
	σ 1			13 42.1	+2 28	14.2	-
1042	Amazone			13 50.8	+0 41	13.7	+1.0 -13
415	Palatia			13 55.6	+0 14	12.7	-1.2 + 8
590	Tomiris			14 13.1	+3 4	13.3	-3.6 +26
24	Themis	Май 3	22 6.5	14 39.1	-15 28	10.7	-37.4 +171
1071	Brita			14 47.3	-14 46	13.9	-4.1 +23
263	Dresda			14 48.3	-15 58	13.9	+0.3 0
332	Siri			14 48.3	-17 15	12.7	+3.5 -20
995	Sternberga			14 54.8	-15 37	13.5	-1.1 - 6
16	Psyche			14 56.4	-12 20	10.2	+2.3 - 9
	σ 2			15 3.2	-15 5	14.3	-
	σ 3			15 4.1	-13 8	14.3	-
636	Erika			15 4.4	-19 58	12.6	+2.2 -17
321	Florentina			15 19.9	-18 58	13.4	-1.1 + 4
223	Rosa			15 22.7	-18 33	13.6	-0.2 + 4
1056	Azalea			15 23.6	-9 50	13.1	+0.1 0
	σ 4			15 27.4	-14 12	14.0	-
240	Vanadis			15 28.4	-16 4	13.5	+0.5 - 3
380	Fiducia			15 30.3	-11 45	12.6	-4.0 + 6
149	Medusa			15 34.7	-17 40	12.6	+0.1 0

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
			h m	h m	$^{\circ}$ $'$	m	m $'$
124	Alkeste	Май 3	22 5.8	15 37.1	—15 58	9.8	— 2.3 +8
924	Toni	Май 14	22 43.1	16 16.0	— 7 59	13.3	— 1.5 +3
511	Davida			16 18.5	— 5 7	10.5	+ 1.1 —8
1469	Linzia			16 20.6	— 6 7	14.1	—30.5 +14
474	Prudentia			16 30.6	— 6 12	12.3	— 1.0 +10
219	Thusnelda			16 55.8	— 9 3	11.3	+ 0.6 +1
37	Fides	Май 27	20 42.9	14 58.1	—20 18	11.2	+ 0.2 +1
240	Vanadis			15 7.7	—14 51	13.5	— 0.5 +1
380	Fiducia			15 8.6	—11 3	12.6	— 1.8 +9
149	Medusa			15 9.6	—16 5	12.4	— 2.3 +3
124	Alkeste			15 16.3	—14 19	9.8	— 3.7 +13
570	Kythera			15 20.5	—18 0	13.5	— 0.3 +4
395	Delia			15 23.3	—20 47	12.5	— 4.5 +11
	σ 5			15 25.4	—15 26	14.2	— —
460	Scania			15 25.6	—14 52	14.1	— 1.1 +7
293	Brasilia			15 28.2	—17 19	12.8	— 2.4 +12
394	Arduina			15 28.6	—17 16	12.7	— 0.1 —4
342	Endymion			15 31.4	—17 54	13.4	— 2.6 +5
30	Urania			15 35.1	—22 37	10.6	— 0.9 —2
755	Quintilla			15 40.0	—14 50	12.4	+ 1.3 0
954	Li			15 44.7	—18 5	13.4	+ 4.2 —14
752	Sulamitis			15 49.7	—16 9	12.2	+ 0.3 —5
266	Aline			15 51.9	—18 12	12.3	— 0.7 +5
20	Massalia			15 52.5	—19 38	9.7	— 3.7 +6
1114	Lorraine	Июнь 29	20 43.0	17 51.8	— 8 26	13.2	— 0.8 —2
1286	Banachiewiczza			18 6.4	— 8 53	13.6	+ 5.1 +9
676	Melitta			18 6.9	— 6 41	12.0	— 0.7 +1
1291	Phryne			18 10.5	—11 24	13.1	— 0.2 —1
	σ 6			18 12.5	— 5 34	14.0	— —
853	Nansenia			18 12.7	— 5 49	13.8	+ 7.5 0
1505	1939 HH			18 16.0	—11 48	13.2	—17.6 —64
850	Altona			18 17.0	—12 6	12.2	+ 1.1 —2
97	Klotho			18 19.0	— 7 57	11.7	— 0.9 —2
1114	Lorraine	Июль 3	20 26.2	17 48.9	— 8 27	13.2	— 0.7 —2
1102	Pepita			18 0.6	— 2 59	12.6	— 1.8 —5
1286	Banachiewiczza			18 3.3	— 8 53	13.6	+ 5.1 +7
676	Melita			18 3.9	— 6 54	12.0	— 0.6 0
	σ 6			18 8.9	— 5 24	14.0	— —
853	Nansenia			18 9.0	— 5 57	13.8	+ 7.4 —1
97	Klotho			18 15.5	— 8 2	11.7	— 0.9 0
1201	Strenua	Июль 3	22 43.3	19 1.3	—11 34	14.2	+ 0.3 —1
202	Chryseis			19 8.7	—15 40	11.1	— 1.3 —4
542	Susanna			19 12.1	— 8 20	13.0	+ 1.3 —1
204	Kallisto			19 15.7	— 7 24	11.0	— 1.3 —3
167	Urda	Июль 7	22 52.2	20 3.6	—17 37	12.1	+ 0.8 +5
980	Anacostia			20 22.2	—14 19	9.9	— 0.1 —1
28	Bellona			20 24.1	—13 17	10.8	+ 0.9 —7
376	Geometria			20 41.7	—19 24	10.9	+ 0.3 +2
170	Maria			20 42.5	—18 50	12.0	0.0 —2
115	Thyra			20 44.9	—21 46	10.4	+ 0.1 +14
1114	Lorraine	Июль 9	20 22.5	17 45.0	— 8 31	13.8	— 0.5 —1
1102	Pepita			17 56.2	— 2 54	13.3	— 1.7 —4
1286	Banachiewiczza			17 58.9	— 8 56	14.2	+ 5.0 +8
676	Melitta			17 59.4	— 7 18	12.5	— 0.7 +1
1291	Phryne			18 2.6	—11 18	14.0	— 0.2 —1
	σ 6			18 3.7	— 5 14	14.2	— —
853	Nansenia			18 4.0	— 6 17	13.5	+ 7.2 —1
1505	1939 HH			18 7.1	—11 0	14.2	—17.3 —60
850	Altona			18 8.4	—13 5	12.2	+ 0.6 —3
97	Klotho			18 10.3	— 8 21	11.7	— 1.1 —6

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O-C	
345	Tercidina	Июль 9	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 48.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 13.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -3 \ 15 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +1 \end{matrix}$
904	Rockefellia			$\begin{matrix} m \\ 20' 36.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +2 \ 45 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -10 \end{matrix}$
246	Asporina			$\begin{matrix} m \\ 20' 39.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +2 \end{matrix}$
	$\sigma 7$			$\begin{matrix} m \\ 20' 41.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -2 \ 7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
57	Mnemosyne			$\begin{matrix} m \\ 20' 58.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +3 \ 35 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -4.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -18 \end{matrix}$
788	Hohensteina	Июль 31	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 44.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 58.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -0 \ 13 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +1.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +7 \end{matrix}$
230	Athamantis			$\begin{matrix} m \\ 21' 5.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 46 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -6 \end{matrix}$
374	Burgundia			$\begin{matrix} m \\ 20' 6.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -5 \ 33 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -3 \end{matrix}$
904	Rockefellia			$\begin{matrix} m \\ 20' 20.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +1 \ 47 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -17 \end{matrix}$
246	Asporina			$\begin{matrix} m \\ 20' 22.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -3 \ 43 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 0.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +2 \end{matrix}$
67	Asia	Авг. 4	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 18.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 25.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -7 \ 1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 9.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +4 \end{matrix}$
	$\sigma 9$			$\begin{matrix} m \\ 20' 35.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 12 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
57	Mnemosyne			$\begin{matrix} m \\ 20' 44.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +2 \ 54 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -4.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -20 \end{matrix}$
788	Hohensteina			$\begin{matrix} m \\ 20' 44.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 41 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +1.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +10 \end{matrix}$
230	Athamantis			$\begin{matrix} m \\ 20' 47.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 31 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -6 \end{matrix}$
374	Burgundia	Авг. 4	$\begin{matrix} h & m \\ 20 & 18.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 3.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -5 \ 47 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -4 \end{matrix}$
246	Asporina			$\begin{matrix} m \\ 20' 19.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 23 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -1 \end{matrix}$
67	Asia			$\begin{matrix} m \\ 20' 22.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -7 \ 21 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 9.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +3 \end{matrix}$
	$\sigma 9$			$\begin{matrix} m \\ 20' 32.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 41 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
788	Hohensteina			$\begin{matrix} m \\ 20' 41.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -2 \ 5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +11 \end{matrix}$
230	Athamantis	Авг. 4	$\begin{matrix} h & m \\ 22 & 51.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 43.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 39 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -8 \end{matrix}$
165	Loreley			$\begin{matrix} m \\ 21' 44.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -8 \ 3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ 0 \end{matrix}$
217	Eudora			$\begin{matrix} m \\ 21' 54.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +14.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +31 \end{matrix}$
	$\sigma 10$			$\begin{matrix} m \\ 22' 0.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -3 \ 24 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
	$\sigma 11$			$\begin{matrix} m \\ 22' 9.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -9 \ 57 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
238	Hypatia	Авг. 8	$\begin{matrix} h & m \\ 19 & 29.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 19' 15.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -5 \ 31 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +7.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +9 \end{matrix}$
	$\sigma 14$			$\begin{matrix} m \\ 19' 31.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -9 \ 47 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
318	Magdalena			$\begin{matrix} m \\ 19' 35.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -11 \ 39 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -1.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -4 \end{matrix}$
345	Tercidina			$\begin{matrix} m \\ 19' 46.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 41 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +2 \end{matrix}$
374	Burgundia			$\begin{matrix} m \\ 20' 0.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -6 \ 3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -4 \end{matrix}$
246	Asporina	Авг. 8	$\begin{matrix} h & m \\ 21 & 28.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 20' 16.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -5 \ 1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -0.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +1 \end{matrix}$
67	Asia			$\begin{matrix} m \\ 20' 19.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -7 \ 43 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 9.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +3 \end{matrix}$
	$\sigma 9$			$\begin{matrix} m \\ 20' 29.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -5 \ 12 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
788	Hohensteina			$\begin{matrix} m \\ 20' 38.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -2 \ 33 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +9 \end{matrix}$
230	Athamantis			$\begin{matrix} m \\ 20' 39.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 52 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -9 \end{matrix}$
696	Leonora	Авг. 8	$\begin{matrix} h & m \\ 23 & 32.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 22' 15.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 40 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +10.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +48 \end{matrix}$
1298	Nocturna			$\begin{matrix} m \\ 22' 19.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -6 \ 15 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -6.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -43 \end{matrix}$
506	Marion			$\begin{matrix} m \\ 22' 21.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -2 \ 35 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -8.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -94 \end{matrix}$
1249	Rutherfordia			$\begin{matrix} m \\ 22' 27.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 27 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -21.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -138 \end{matrix}$
775	Lunflère			$\begin{matrix} m \\ 22' 31.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -1 \ 21 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -16 \end{matrix}$
1434	Margot	Авг. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 21 & 32.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 22' 31.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -8 \ 8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -8 \end{matrix}$
1350	Rosselia			$\begin{matrix} m \\ 22' 40.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -9 \ 21 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +3.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +11 \end{matrix}$
315	Constantia			$\begin{matrix} m \\ 22' 41.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -6 \ 57 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +1.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +8 \end{matrix}$
268	Adorea			$\begin{matrix} m \\ 22' 47.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -9 \ 37 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +0.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -1 \end{matrix}$
	$\sigma 15$			$\begin{matrix} m \\ 22' 48.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -6 \ 25 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
133	Cyrene	Авг. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 21 & 32.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 23' 0.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -3 \ 18 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +4.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +60 \end{matrix}$
1415	Malautra			$\begin{matrix} m \\ 23' 0.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -4 \ 51 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -5.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +27 \end{matrix}$
	$\sigma 16$			$\begin{matrix} m \\ 20' 54.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -19 \ 59 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
604	Tekmessa			$\begin{matrix} m \\ 21' 9.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -22 \ 09 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +7.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +40 \end{matrix}$
277	Elvira			$\begin{matrix} m \\ 21' 11.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -14 \ 20 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +1.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +7 \end{matrix}$
1107	Lictoria	Авг. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 21 & 32.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 21' 14.7 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -20 \ 28 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -1.4 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -7 \end{matrix}$
709	Fringilla			$\begin{matrix} m \\ 21' 15.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -19 \ 48 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 11.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -2.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -16 \end{matrix}$
615	Roswitha			$\begin{matrix} m \\ 21' 17.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -19 \ 52 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -1.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -9 \end{matrix}$
	$\sigma 17$			$\begin{matrix} m \\ 21' 25.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -19 \ 1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.3 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
172	Baucis			$\begin{matrix} m \\ 21' 37.1 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ -18 \ 25 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 9.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -1.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +5 \end{matrix}$
	$\sigma 18$	Авг. 12	$\begin{matrix} h & m \\ 23 & 32.9 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 22' 26.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +7 \ 16 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
80	Sappho			$\begin{matrix} m \\ 22' 26.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +8 \ 18 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 10.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ -0.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ -1 \end{matrix}$
403	Cyane			$\begin{matrix} m \\ 22' 29.5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +4 \ 58 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 12.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ +1.0 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ +10 \end{matrix}$
	$\sigma 19$			$\begin{matrix} m \\ 22' 32.6 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +1 \ 11 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 13.8 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$
	$\sigma 20$			$\begin{matrix} m \\ 22' 38.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} ^\circ \\ +5 \ 20 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ 14.2 \end{matrix}$	$\begin{matrix} m \\ - \end{matrix}$	$\begin{matrix} ' \\ - \end{matrix}$

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
179	Klytaemnestra	Авг. 12	$h \quad m$ 23 32.9	$h \quad m$ 22 51.1	$^{\circ} \quad '$ + 5 39	m 11.0	m + 3.1 +19
71	σ 21			22 52.0	+ 8 34	14.2	— —
165	Niobe			22 55.6	+ 7 58	11.1	+ 0.9 +37
	Loreley	Авг. 30	21 8.3	21 23.3	— 8 22	10.7	+ 9.8 +111
696	Leonora			21 38.2	— 3 28	12.6	+ 0.2—2(H)
217	Eudora			21 42.0	— 9 33	10.9	— 8.2 —57
1263	Varsavia			21 58.6	— 6 37	12.1	+15.3 +33
374	Burgundia	Сент. 1	18 46.9	19 48.8	— 7 49	13.0	— 6.0 + 5
246	Asporina			20 4.8	— 9 9	13.0	— —
67	Asia			20 8.9	—10 10	11.0	— —
506	Marion	Сент. 1	21 9.0	22 7.2	— 1 36	12.8	— 3.0 —29
80	Sappho			22 13.1	+ 6 26	9.2	— 0.3—5(H)
403	Cyane			22 14.3	+ 3 38	12.5	— 0.1 + 3
179	Klytaemnestra			22 36.8	+ 4 44	10.9	+ 1.1 + 5
							+ 3.2 +21
190	Ismene	Сент. 1	23 17.7	23 46.2	— 0 49	12.1	+ 0.7+3(H)
119	Althaea			23 47.4	+ 4 27	10.0	+ 0.7 + 3
664	Judith			23 57.7	+ 0 32	13.5	— 1.5 —11
1279	Uganda			23 56.9	+ 2 34	14.0	+ 0.1+1(H)
	σ 22			0 2.3	+ 4 37	13.8	— 5.0 —22
1104	Syringa			0 3.6	— 1 7	13.0	— 5.0 —37
523	Ada			0 7.4	+ 7 47	12.6	— —
1394	1936 MD			0 8.3	+ 1 24	13.6	— 7.7 —44
1051	Merope			0 11.0	+ 4 50	13.4	— 4.9 —31
244	Sita			0 12.2	+ 5 8	12.8	+ 0.5 + 1
139	Juewa			0 13.7	— 0 26	11.7	— 6.4 — 1
							— 0.6 — 6
142	Polana			0 19.8	+ 5 34	12.7	— 2.8 —13
1204	Renzia			0 26.9	+ 1 34	12.9	— 0.5—6(H)
454	Mathesis	Сент. 5	21 29.4	22 43.7	—16 40	13.0	— 2.3 —19
	σ 23			22 44.1	—12 0	13.7	+ 0.6 + 2
1384	Kniertje			22 49.8	—16 32	11.7	+ 2.6 +16
973	Aralia			22 55.8	— 9 46	13.4	— 1.7 —12
	σ 24			22 56.9	—10 32	13.4	— 4.9 —52
	Комета Ашбрука			23 3.1	—14 28		
757	Portlandia			23 5.2	—16 2	12.6	— 0.9 — 6
938	Chlosinde			23 9.2	— 8 46	13.4	—23.7 —167
1544	1941 UK			23 11.6	—11 35	14.0	+ 2.2 +11
274	Philagoria			23 12.4	—10 35	14.0	— 0.4 — 3
	σ 25			23 12.5	— 7 42	14.2	
185	Eunike			23 13.3	—12 50	9.3	— 1.3 — 4
718	Erida			23 13.7	—13 54	13.3	+ 1.4 + 9
381	Myrrha			23 18.4	—17 6	12.3	— 4.5 —20
758	Mancunia			23 24.8	—11 37	11.0	+ 0.4 + 2
977	Philippa			23 29.5	—13 37	12.4	+ 0.2 + 1
899	Jokaste	Сент. 5	23 41.3	23 27.1	+19 1	12.5	—13.7 —77
849	Ara			23 32.9	+23 19	11.1	— 1.6 — 3
478	Tergeste			23 33.8	+15 6	11.1	— 4.9 —26
409	Aspasia			23 38.6	+15 32	10.8	+ 5.1 +17
657	Gunlöd			23 58.3	+13 56	14.3	+ 6.6 +41
1224	Fantasia			0 1.7	+17 23	12.2	+ 2.2 + 7
690	Wratislavia			0 20.3	+20 7	10.9	—14.8 —69
147	Protogeneia	Сент. 10	0 30.4	0 31.3	+ 6 12	12.4	— 9.1 —54
126	Velleda			0 34.7	+ 1 23	10.9	+ 1.0 +11
316	Goberta			0 34.9	+ 0 38	13.1	+ 0.7 + 2
708	Raphaela			0 41.8	+ 5 17	13.7	+ 0.8 + 6
	σ 26			0 45.1	+ 6 3	14.0	

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
224	Oceana	Сент. 10	$h \ m$ 0 30.4	$h \ m$ 0 45.3	$^{\circ}$ + 6 38	m 11.7	m — 0.3 + 1
1409	Isko			0 46.1	+ 4 1	13.2	+ 4.9 +31
	σ 27			0 46.5	+ 3 36	13.6	+ 0.1—2(H)
3	Juno			0 52.3	+ 0 55	7.5	0.0 — 1
822	Lalage			0 53.5	+ 6 15	14.0	+12.1 +67
848	Inna			0 56.2	+ 6 42	13.3	— 3.7 —24
186	Celuta			1 0.8	+ 0 10	10.6	— 2.2 —27
746	Marlu			1 5.0	+ 8 55	11.7	— 5.0 —60
	σ 28			1 10.1	+ 6 47	13.5	— —
343	Ostara			1 11.2	+ 3 34	12.1	— 3.7 —22
329	Svea	Сент. 11	21 50.8	1 17.5	+ 3 59	12.3	— 0.2 — 1
	σ 29			22 30.3	— 5 34	13.8	— —
133	Cyrene			22 34.7	— 4 39	11.2	+ 5.0 +61
	σ 23			22 39.5	—12 27	13.7	+ 0.9+8(H)
973	Aralia			22 50.6	— 9 49	13.4	— 4.9 —50
	σ 24			22 51.0	—10 30	13.4	— —
	Комета Амбрука . .			22 58.1	—14 11	—	— —
938	Chlosinde			23 5.0	— 9 18	13.7	—28.6 —166
1544	1941 UK			23 5.9	—12 4	14.3	+ 2.2 +12
	σ 25			23 7.5	— 7 58	14.2	— —
274	Philagoria	Сент. 14	0 1.2	23 7.9	—11 2	14.0	— 0.4 — 2
718	Erida			23 8.7	—14 17	13.3	+ 1.2 + 8
185	Eunike			23 9.2	—14 27	9.3	— 1.3 — 2
758	Mancunia			23 20.4	—12 11	11.0	+ 0.3 + 1
147	Protogeneia			0 28.9	+ 5 57	12.4	— 9.0 —53
708	Raphaella			0 39.0	+ 5 3	13.7	+ 0.9 + 6
1256	Normannia			0 39.6	+ 9 7	14.1	— 1.1 — 5
	σ 30			0 40.8	+ 7 37	14.0	— —
224	Oceana			0 42.4	+ 6 28	11.7	— 2.9 —10
							— 0.2+1(H)
743	Eugenisis	Сент. 25	18 39.1	0 43.3	+10 20	12.7	— 0.1 — 1
1409	Isko			0 43.8	+ 3 33	13.2	+ 0.1 — 1
	σ 27			0 44.4	+ 3 18	13.6	— —
822	Lalage			0 50.2	+ 6 9	13.3	+11.5 +79
	b 31			0 52.7	+11 35	13.8	— —
848	Inna			0 54.0	+ 6 28	13.3	— 3.6 —22
746	Marlu			1 1.8	+ 9 6	11.7	— 5.1 —59
	σ 28			1 7.4	+ 6 48	13.5	— —
268	Adorea			22 15.4	—13 0	13.1	+ 0.6 + 2
	σ 29			22 23.1	— 7 21	13.8	— —
1415	Malauira	Сент. 29	23 16.0	22 25.2	— 8 0	14.1	+ 2.2 +21
133	Cyrene			22 25.2	— 5 16	11.2	+ 4.9 +57
	σ 23			22 30.5	—13 18	13.8	— —
1268	Libya			22 30.6	—10 32	13.7	+ 1.2 +11
	σ 24			22 39.4	—10 6	13.8	— —
973	Aralia			22 39.6	— 9 57	13.4	— 4.8 —53
	Комета Амбрука . .			22 47.5	—13 14	—	— —
147	Protogeneia			0 17.5	+ 4 41	12.4	— 9.1 —56
708	Raphaella			0 25.6	+ 3 58	13.7	+ 0.8 + 7
224	Oceana			0 28.5	+ 5 40	11.7	— 0.2 + 1
743	Eugenisis	Сент. 29	23 16.0	0 31.7	+ 8 50	12.7	0 — 3
1409	Isko			0 32.3	+ 1 29	13.2	+ 5.0 +34
	σ 32			0 33.5	+ 1 56	13.8	— —
	σ 27			0 33.8	+ 2 22	13.8	— —
1126	Otero			0 34.6	+ 5 20	13.8	+ 1.4 +16
186	Celuta			0 39.2	+ 0 59	10.6	— 2.2 — 5
1308	Halleria			0 42.3	+ 7 4	14.1	— 5.3 —41
848	Inna			0 43.0	+ 5 14	13.3	— 3.8 —23

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
746	Marlu	Сент. 29	$h \quad m$ 23 16.9	$h \quad m$ 0 46.4	$^{\circ}$ + 9 34	m 11.7	m — 5.3 — 61
	σ 33			0 53.3	+ 7 13	13.8	— —
	σ 28			0 54.2	+ 6 41	13.8	— —
343	Ostara			0 58.5	+ 2 48	12.5	— 3.7 — 22
180	Garumna			1 4.5	+ 8 9	13.4	+ 0.2 + 2
329	Svea			1 5.3	+ 0 11	12.3	+ 1.0 + 4(H)
							+ 0.1 — 4
517	Edith	Сент. 30	1 31.8	1 59.3	+ 17 14	12.1	+ 1.9 + 13
207	Hedda			2 13.2	+ 12 44	12.0	+ 0.8 — 3
944	Hidalgo			2 16.7	+ 20 42	12.3	0.0 + 4
1390	1935 TA			2 21.6	+ 13 27	13.0	— —
847	Agnia			2 23.5	+ 17 56	12.5	— 7.0 — 30
1332	Marconia			2 25.8	+ 15 21	12.8	— 10.5 — 55
1353	Maartje			2 27.0	+ 15 29	14.5	— 5.3 — 14
	σ 34			2 27.6	+ 16 0	14.2	— —
268	Adorea	Окт. 3	19 40.6	22 11.9	— 13 20	13.1	— —
	σ 29			22 20.0	— 8 2	13.8	— —
1415	Malautra			22 21.3	— 8 19	14.1	+ 3.3 + 21
	σ 23			22 26.7	— 13 37	13.8	— —
	Комета Амбрука			22 43.2	— 12 28	—	— —
147	Protogeneia	Окт. 3	22 5.8	0 14.6	+ 4 21	12.4	— 9.1 — 56
708	Raphaela			0 22.2	+ 3 39	13.7	+ 0.8 + 5
224	Oceana			0 24.8	+ 5 25	11.7	— 0.2 + 1
1256	Normania			0 27.8	+ 7 44	14.1	— 1.0 — 6
743	Eugenisis			0 28.6	+ 8 25	12.7	0 — 1
1409	Isko			0 29.3	+ 0 56	13.2	+ 5.1 + 32
	σ 32			0 30.5	+ 1 35	13.9	— —
	σ 27			0 30.7	+ 2 5	14.0	— —
186	Celuta			0 34.5	+ 1 7	10.6	— 2.1 — 7
1308	Halleria			0 38.9	+ 6 49	13.7	— 5.3 — 42
848	Inna			0 40.1	+ 4 53	13.3	— 3.7 — 23
746	Marlu			0 42.3	+ 9 37	11.7	— 5.3 — 61
	σ 33			0 49.8	+ 6 54	13.8	— —
	σ 28			0 50.7	+ 6 37	13.8	— —
343	Ostara			0 55.2	+ 2 36	12.1	— 3.4 — 22
180	Garumna			1 1.2	+ 7 49	13.4	+ 0.2 + 2
398	Admete	Окт. 4	0 20.8	2 8.6	+ 29 12	12.7	— 0.6 — 5
	σ 35			2 17.6	+ 29 54	13.8	— —
989	Shwassmannia			2 28.8	+ 31 2	12.8	— 21.8 — 17
930	Westphalia			2 38.8	+ 35 46	13.4	+ 2.8 + 25
371	Bohemia			2 41.6	+ 26 11	12.0	+ 1.0 + 4
1194	Aletta			2 45.9	+ 31 11	13.6	+ 0.5 + 2
500	Selinur			3 0.7	+ 32 46	11.4	— —
268	Adorea	Окт. 7	18 57.9	22 10.6	— 13 24	13.1	— —
	σ 29			22 19.0	— 8 14	13.8	— —
	σ 23			22 25.2	— 13 42	14.0	— —
	Комета Амбрука			22 41.5	— 12 3	—	— —
147	Protogeneia	Окт. 7	21 25.0	0 11.9	+ 4 1	12.4	— 8.9 — 56
							— 0.1 0
708	Raphaela			0 18.9	+ 3 22	13.7	+ 0.9 + 6
224	Oceana			0 21.3	+ 5 10	12.0	— 0.1 0
1256	Normannia	Окт. 7	21 25.0	0 25.4	+ 7 25	14.1	— 1.0 — 7
743	Eugenisis			0 25.6	+ 8 00	12.7	+ 0.2 0
1409	Isko			0 26.2	+ 0 25	13.2	+ 5.0 + 33
	σ 32			0 27.7	+ 1 14	13.8	— —
	σ 27			0 27.8	+ 1 48	13.8	— —
186	Celuta			0 29.7	+ 1 17	10.6	— 2.0 — 6
	σ 40			0 30.1	+ 4 8	13.7	— —
1308	Halleria			0 35.5	+ 6 35	13.7	— 5.4 — 42
848	Inna			0 37.0	+ 4 34	13.3	— 3.7 — 21

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C
746	Marlu	Окт. 7	^h 21 ^m 25.0	^h 0 ^m 38.3	+ 9 41	^m 11.7	^m —5.2 —60
	σ 33			0 46.5	+ 6 37	13.8	— —
	σ 28			0 47.1	+ 6 32	13.8	— —
343	Ostara			0 51.5	+ 2 24	12.1	—3.6 —22
207	Hedda	Окт. 7	23 33.3	2 6.6	+ 12 25	12.0	0.0 — 1
122	Gerda			2 7.8	+ 11 45	12.0	—0.1 — 1
							—18.8—89(H)
1390	1935 TA			2 16.0	+ 13 39	13.3	—0.2 + 6
	σ 41			2 18.0	+ 15 32	14.5	— —
847	Agnia			2 18.8	+ 17 35	12.7	—6.7 —31
1332	Marconia			2 21.0	+ 15 7	13.5	—10.3 —55
1353	Maartje			2 22.5	+ 14 45	13.5	—5.3 —13
	σ 42			2 27.8	+ 12 8	14.0	— —
	σ 43			2 35.3	+ 15 0	14.2	— —
396	Aeolia			2 39.0	+ 17 49	13.6	—1.9 — 8
368	Haidea			2 42.3	+ 18 52	13.6	+10.4 +19
							+0.5 +2(H)
1165	Imprinetta			2 44.3	+ 13 8	14.0	—4.7 —11
300	Geraldina			2 51.9	+ 16 20	12.7	—8.9 —42
355	Gabriella	Окт. 11	23 33.9	1 41.1	+ 14 35	12.8	—5.3 —30
901	Brunsia			1 43.2	+ 17 34	12.4	+1.3 + 6
	σ 44			1 47.2	+ 16 49	13.8	— —
960	Birgit			1 50.9	+ 15 58	13.5	—6.9 —28
1497	1938 SB ₁			1 51.1	+ 13 8	13.8	—1.5 —10
517	Edith			1 51.5	+ 16 36	12.1	+1.6 +10
	σ 45			1 53.1	+ 14 27	14.4	— —
	σ 46			2 0.2	+ 14 52	13.8	— —
1390	1935 TA			2 12.8	+ 13 43	13.0	—0.1 + 7
847	Agnia			2 16.0	+ 17 22	12.5	—6.6 —30
1332	Marconia	Окт. 11	22 33.9	2 18.2	+ 14 55	12.8	—10.2 —58
1353	Maartje			2 20.0	+ 14 21	13.5	—5.2 —12
	σ 47	Окт. 12	0 34.5	1 57.9	+ 34 16	13.7	— —
1468	1938 PA			1 59.1	+ 34 42	13.9	—6.2 —18
398	Admete			2 3.0	+ 29 2	12.7	—0.7 — 6
	σ 35			2 10.4	+ 30 6	14.0	— —
989	Shwassmannia			2 25.6	+ 30 12	12.8	—21.8 —15
930	Westphalia			2 31.1	+ 36 28	13.4	+3.0 +26
	σ 48			2 33.4	+ 35 45	14.0	— —
371	Bohemia			2 36.0	+ 25 57	12.0	+1.0 + 2
708	Raphaëla	Окт. 26	19 13.7	0 5.4	+ 2 11	13.7	+1.0 + 6
224	Oceana			0 7.1	+ 4 12	11.7	—0.2 + 1
186	Celuta			0 11.3	+ 2 19	10.6	—1.8 — 6
743	Eugenisis			0 13.2	+ 5 58	12.7	+0.1 0
	σ 27, 32			0 15.9	— 0 8	13.9	— —
1308	Halleria			0 21.6	+ 5 31	13.7	—5.2 —41
848	Inna			0 24.9	+ 3 5	13.3	—3.6 —22
	σ 28, 33			0 31.6	+ 6 14	13.7	— —
343	Ostara			0 36.0	+ 1 44	12.1	—3.5 —25
	σ 28, 33			0 36.9	+ 4 25	13.9	— —
180	Garumna			0 42.4	+ 5 53	13.4	+0.2 + 3
944	Hidalgo	Окт. 26	21 13.5	1 30.7	+ 29 12	12.3	+0.2 + 4
1468	1938 PA			1 41.8	+ 33 40	13.9	—6.3 —22
398	Admete			1 50.2	+ 27 57	12.7	—0.8 — 6
	σ 35			1 54.3	+ 29 47	14.0	— —
708	Raphaëla	Окт. 29	19 33.3	0 3.8	+ 2 1	13.7	+1.1 + 5
224	Oceana			0 5.5	+ 4 5	11.7	0.0 + 1
186	Celuta			0 9.2	+ 2 31	10.6	—1.6 — 5
743	Eugenisis			0 11.8	+ 5 41	12.7	+0.3 + 2
	σ 27, 32			0 14.6	— 0 17	13.9	— —
1308	Halleria			0 19.7	+ 5 23	13.7	—5.2 —40

№	Название планеты	Дата (1948)	Всемирное время	α (1950.0)	δ (1950.0)	m	O—C	
848	Inna	Окт. 29	$h \quad m$ 19 33.3	$h \quad m$ 0 23.5	$^{\circ}$ +2 55	m 13.3	m —3.5	$'$ —20
	σ 23, 38			0 29.6	+6 10	13.7	—	—
343	Ostara			0 34.0	+1 44	12.1	—3.7	—23
	σ 28, 33			0 34.9	+4 26	13.9	—	—
1180	Garumna			0 40.2	+5 39	13.4	+0.1	+ 1
1123	Shapleya	Окт. 29	21 51.1	2 41.9	+6 13	12.6	—1.1	— 7
0.8	1923 PG			2 53.2	+10 39	12.8	+1.7	+ 9
346	Hermentaria			2 56.1	+4 58	11.0	0.0	+ 2
963	Iduberga			3 1.0	+11 2	13.5	—3.0	—19
410	Chloris			3 6.9	+3 54	12.6	+2.0	+11
54	Alexandra	Окт. 29	23 56.9	3 39.5	+37 10	11.3	+0.3	+ 1
677	Aaltje			4 0.6	+28 21	13.2	+0.2	+ 1
123	Brunhild			4 11.5	+31 13	11.1	—9.2	—18
187	Lamberta			4 21.4	+30 29	12.4	+6.4	+30
63	Ausonia			4 23.2	+30 17	10.5	—1.3	— 1
	σ 35	Нояб. 4	21 22.1	1 44.6	+29 7	14.0	—	—
398	Admete			1 42.5	+26 50	12.7	—0.9	—10
708	Raphaela	Нояб. 5	18 52.7	0 0.7	+1 47	13.7	+1.2	+ 7
224	Oceana			0 2.6	+3 52	11.7	+0.1	+ 2
186	Celuta			0 5.9	+3 4	10.6	—	—
743	Eugenisis			0 9.2	+5 4	12.7	—	—
	σ 27, 32			0 12.3	—0 32	13.8	—	—
1308	Halleria			0 16.5	+5 5	13.7	—5.1	—41
848	Inna			0 20.9	+2 35	13.3	—3.6	—18
	σ 28, 33			0 25.2	+6 13	13.7	—	—
	σ 28, 33			0 30.9	+4 26	13.9	—	—
343	Ostara			0 30.9	+1 48	12.1	—	—
292	Ludovica	Нояб. 10	23 42.2	4 14.7	+28 12	12.5	+1.2	— 4
465	Alekto			4 23.8	+27 4	13.8	+1.6	+ 2
379	Huenna			4 28.2	+19 25	12.3	—11.5	—29
1239	Queteleta			4 29.2	+21 3	13.4	+1.9	+ 2
211	Isolda			4 31.5	+24 14	10.6	+0.9	— 4
333	Badenia			4 32.8	+27 19	12.1	—3.4	— 7
1296	Andrée			4 33.4	+20 12	13.3	—1.1	— 8
284	Amalia			4 34.3	+20 19	13.6	0.0	+ 3
1494	1938 SI			4 42.0	+18 47	14.3	—0.1	— 4
196	Philomela			5 12.4	+22 24	10.5	+0.9	+ 6

НАБЛЮДЕНИЯ НА СПЕКТРОГЕЛИОСКОПЕ В 1948 г.

Е. Ф. Шапошникова

В этой работе даны результаты наблюдений на спектрогелиоскопе в 1948 г.

Наблюдения производились на стандартном спектрогелиоскопе Хэла. Основные характеристики инструмента даны в отчете за 1947 г. [1].* Дней с наблюдениями Солнца было 229. В работе принимали участие: Е. Ф. Шапошникова (184 наблюдения), К. К. Чуваев (42 наблюдения) и С. Б. Пикельнер (3 наблюдения).

По примеру прошлых лет основные наблюдения проводились в линии H_{α} и состояли в следующем:

1. Зарисовка светлых и темных флоккулов и оценка числа и интенсивностей их.
2. Регистрация извержений.
3. Определение гелиографических координат хромосферных образований.

Оценки числа и интенсивностей светлых и темных флоккулов делались по стандартным спектрогелиограммам по 5-балльной шкале, причем оценка 0 соответствовала отсутствию флоккулов, а оценка 5 — их максимальному числу. Оценки мощности извержений делались по трехбалльной шкале, где оценка 1 соответствовала слабому извержению, а оценка 3 — очень мощному. Под мощностью подразумевалось суммарное действие двух факторов: яркости и размеров извержения.

Определение координат деталей производилось с помощью вспомогательного приспособления из двух призм, прикрепленного к оправе питающей линзы спектрогелиоскопа и отбрасывающего изображение Солнца в сторону от основного пучка света на миллиметровую сетку.

При обработке полученных измерений применялись специальные номограммы [2].

* См. также статью А. Б. Северного в этом сборнике.

Светлые флоккулы

Число	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1	3.0 3.0		3.5 4.0	3.0 3.5	3.5 4.0	3.0 3.0	3.0 4.0	4.0 4.0	2.5 3.5	3.0 3.5		2.5 3.5
2				3.5 4.0		2.5 2.5	2.5 3.0	4.5 4.5	2.0 3.0			2.5 3.0
3				3.5 4.0	3.0 2.0	3.0 2.5	2.5 2.5	4.5 4.0	2.5 2.5	3.5 1.0		2.0 1.5
4				4.0 4.5	3.5 1.0	3.0 3.5	3.0 3.0	4.5 3.0	3.0 3.0	3.0 1.0		2.0 1.0
5				4.0 4.0	3.5 2.5	3.5 3.5	3.0 2.0	4.5 3.0	3.0 3.0	2.5 1.5		
6		3.5 4.0	3.0 3.5	4.0 2.0	4.0 2.0	3.5 3.5	2.5 1.0	3.0 3.0	2.5 1.5		2.5 2.0	2.0 1.5
7						3.5 3.5	2.5 2.0	3.5 4.0	2.5 1.0	2.0 1.0		
8		3.5 2.0		4.0 2.5		3.5 2.0	2.0 1.5	3.0 4.5	2.0 1.5			
9	3.0 2.0			3.5 3.5		3.5 2.5	2.0 2.5	3.5 5.0	1.5 0.0	2.5 1.5	2.5 3.5	2.5 2.0
10						3.5 2.5	2.5 3.5	3.5 3.5	2.0 0.5	2.5 1.5		3.5 4.5
11					4.5 4.5	3.5 4.0	3.0 3.5	3.5 2.5	2.0 2.0	2.5 3.0	2.5 2.5	
12					4.5 5.0	3.0 2.5	3.5 2.5	3.0 1.5	3.0 1.5	3.5 3.5		
13			3.0 2.0	4.5 4.5	4.5 4.0	3.0 4.0	3.5 4.0	2.5 2.5	3.0 1.5	3.5 2.0	2.0 2.0	
14			3.0 3.5	5.0 5.0	4.5 4.0	3.5 4.5	3.5 4.5	2.5 2.5	3.5 2.0	3.5 3.5	2.5 2.0	
15			3.0 4.5	4.5 4.5	3.5 4.0	3.5 4.0	3.5 4.0	2.5 3.5	3.0 3.5	3.5 3.5		
16			3.0 4.0			3.0 2.5	3.5 4.0	2.5 3.5	3.0 3.5			
17				4.0 3.5	3.0 3.0	3.5 3.5	2.5 3.0	2.5 2.5	3.5 3.5		3.0 4.0	
18	4.0 4.0		2.0 2.0	4.5 3.5	3.5 2.0	3.5 3.5		3.0 3.0	3.5 2.5	3.5 4.0	3.0 4.5	4.0 4.0
19	3.5 4.5		2.0 1.0	4.0 3.5	3.0 0.5	3.5 4.5		4.0 5.0	4.0 5.0	3.5 4.0	3.0 4.5	4.5 4.5
20					2.5 1.0	3.0 3.5	3.0 3.0	4.5 5.0	4.0 4.5		3.0 3.5	
21		2.0 2.0	1.5 0.5	3.5 2.5	2.5 1.0	3.5 1.0	3.0 3.5	4.5 4.5	4.5 5.0	3.0 3.5		3.5 4.0
22	3.5 0.5		1.0 0.5	4.0 3.5	2.5 1.5	3.5 1.5	3.5 3.5	4.5 4.5	4.5 4.5			
23		2.5 3.0	1.5 0.0	3.5 3.0	2.5 1.5	3.0 3.5	4.0 4.0	4.0 4.0	5.0 4.5			
24	3.0 1.0		1.0 0.5	4.5 5.0	2.5 1.0	3.0 3.5	4.0 4.0	4.0 4.0	4.5 4.5			
25					2.5 1.0	3.0 3.5	4.0 4.0	3.0 3.0	4.5 2.5			
26	3.0 4.0	3.0 0.5		3.5 2.5	2.5 1.0	3.0 4.0	4.0 4.0	3.0 3.0	4.5 2.5	3.0 2.5		3.5 3.0
27	3.5 3.5			4.0 2.0	3.0 2.0	3.5 4.5	4.5 4.5	3.0 3.5	4.0 2.0	2.5 2.0		2.5 2.5
28		3.0 2.0		3.5 3.5	3.5 3.5	3.5 4.0	4.5 4.0	2.5 2.0	3.5 2.5	2.5 3.5		2.5 3.0
29	3.5 2.5		2.5 3.0	3.5 3.5	3.0 2.5	3.5 4.0	3.5 3.5	3.0 3.0	3.0 4.0	2.5 3.5	1.5 1.5	2.5 3.5
30	3.5 1.0		2.5 2.5	4.0 4.0	3.0 1.5	3.5 4.0	4.0 3.5	3.0 2.0				
31					3.0 1.5		4.0 3.0	3.0 2.0				

Темные флоккулы

Организм	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1	2.5 0.5		2.5 2.0	2.5 3.0	2.5 1.0	2.0 2.0	3.5 4.0	2.5 1.5	1.5 1.0	4.0 2.0		2.5 1.5
2				3.0 3.0	3.5 3.5	1.5 2.0	3.0 2.5	3.0 1.5	2.0 2.0			3.0 2.0
3				3.0 3.5		1.5 1.0	3.0 2.5	2.5 2.0	2.5 1.5	3.5 2.0		2.5 3.0
4				2.5 4.0	3.0 1.5	2.5 1.5	3.5 2.5	2.0 2.5	2.5 1.5	3.0 1.5		2.5 2.5
5				2.5 2.5	2.0 1.5	2.0 2.0	3.5 3.0	2.5 2.5	3.5 1.5	3.0 2.0	2.5 2.0	3.0 4.0
6		3.0 3.0	2.5 2.5	1.5 1.0	3.0 3.5	2.0 2.0	2.5 3.0	2.0 2.0	3.0 1.5	3.5 2.0		
7			3.0 1.0			2.0 2.0	3.0 3.0	2.5 2.5		3.0 1.5		
8		3.0 1.0		2.0 1.0		2.5 2.0	2.5 2.0	2.5 2.0	1.5 1.0	2.0 1.0	2.5 1.5	3.0 3.0
9	2.5 1.0			1.5 1.5		2.5 2.5	2.5 2.0	2.5 2.0	2.0 1.0	2.0 1.5		2.5 1.5
10						2.5 2.0	3.0 2.5	3.0 2.5	1.5 0.5	3.0 3.0	2.5 1.5	
11	3.0 1.0				2.5 2.0	1.5 1.0	3.0 2.5	3.5 3.5	2.5 1.5	3.5 2.5		
12			2.0 1.0	2.5 2.5	2.5 3.0	1.5 2.0	3.0 3.0	3.0 3.0	2.5 1.0	2.5 3.0	3.5 4.0	
13			2.0 2.0	1.5 2.0	3.0 3.5	2.0 2.0	3.0 1.5	3.5 2.5	2.5 1.0	2.5 3.0	2.5 2.0	
14			3.0 2.5	2.0 2.0	2.5 1.0	1.5 1.5	3.0 4.0	3.5 2.5	1.5 2.0	2.5 2.0		
15			3.0 2.5					2.5 1.0	2.5 3.0			
16				1.5 3.5	2.0 2.0	1.5 2.0	2.5 1.5	2.5 1.0	2.5 3.0		2.5 2.5	
17				2.5 2.5	2.5 1.5	1.5 2.0		2.5 3.0	2.0 1.5	2.5 3.0	2.5 1.5	3.0 2.0
18	3.0 1.5		3.5 3.5	2.5 2.5	2.5 2.5	2.5 2.0		2.5 3.0	2.5 1.0	2.5 2.5	2.5 1.0	3.5 3.5
19	2.5 1.5		3.5 4.0	2.0 2.5	2.5 2.5	3.0 2.5		2.5 3.0	3.5 2.5	2.5 2.5	2.5 1.0	
20					3.0 3.0	2.5 1.5	3.5 3.0	2.5 3.5	3.0 1.0		2.5 1.0	
21		3.5 2.5	2.5 2.5	1.5 1.0	2.5 1.5	2.5 1.5	3.5 3.0	3.5 4.0	3.5 1.5			3.0 3.0
22	3.0 2.5		2.0 1.5	2.5 2.5	2.5 2.0	3.0 2.5	4.0 3.0	3.0 1.0	3.5 1.0			
23	3.0 3.5	4.0 3.0	2.0 1.0	2.5 3.0	3.0 3.5	3.0 2.5	4.0 3.0	3.5 4.0	3.5 1.0			
24			2.0 1.0		3.0 1.0	3.5 4.0	4.0 3.5	3.0 2.0	3.5 2.0			2.0 2.0
25			2.0 1.0		2.5 1.0	3.5 4.0	4.0 3.5	3.0 2.0	3.5 2.0			
26	3.0 4.0			2.5 1.5	2.5 1.0	3.5 4.0	4.0 3.5	3.0 2.0	3.5 2.0	2.5 3.5		2.5 0.5
27	3.0 3.0			3.0 3.0	2.5 3.0	3.0 1.5	3.0 2.5	1.5 1.0	2.5 2.0	2.5 1.5		2.0 2.5
28			2.5 2.5	3.0 3.0	3.0 3.0	2.5 3.0	3.0 2.5	1.5 1.5	2.5 2.0	2.5 1.5	2.0 1.0	2.5 3.0
29	4.0 2.5			3.0 2.0	3.0 2.5	3.0 2.5	2.0 2.5	1.5 1.5	3.0 1.5			
30	3.0 2.5		2.5 2.5	2.5 3.0	2.5 1.5	3.0 2.5	2.5 2.0	2.5 2.0				
31												

Список извержений

Дата	Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Январь 10	9 ч. 7 м.	9 ч. 40 м.	-16°	14°	1+	Несколько эруптивных центров. Яркость падает
18	9 02	9 10	} $+15W$	353	1	Эруптивный протуберанец
22	9 20	9 50		256	1	Две последовательные вспышки
22	6 02	6 33	-14	146	2	Несколько эруптивных центров. Максимум яркости 6 ч. 29 м.
22	7 09	7 37	-9	200	1—	Дугообразная деталь. После 7 ч. 44 м. яркость резко падает
22	6 11	7 19	$+3$	300	1	Эруптивный протуберанец
22	7 39	7 59	$-12W$	155	2	Несколько эруптивных центров. Около 6 ч. 30 м. извержение захватывает соседний более восточный флоккул. Максимум интенсивности в 6 ч. 30 м.
22	8 07	8 57	-10	95	1—	Малый эруптивный протуберанец
24	6 08	6 40	$-5E$	162	1	Несколько ярких точек
24	6 24	6 32	-20	136	1+	Несколько эруптивных центров
26	12 23	12 50	-16	150	2	Несколько эруптивных центров. Яркость падает. Повидимому, конец более мощного извержения
26	13 33	13 54	-12	334	1	Несколько эруптивных центров. Яркость падает
29	8 48	9 32	-8	345	1	Несколько эруптивных центров. Яркость падает
Февраль 9	6 02	6 32	-16	351	1	Эруптивный протуберанец. Яркость падает
Март 6	10 13	10 55	$-19W$	227	—	Эруптивный темный флоккул. Лучевые скорости: в 6 ч. 39 м. от -45 до $+60$ км/сек., в 7 ч. 15 м. от -65 до $+70$ км/сек.
13	6 15	6 40	$+23$	225	2	Лучевые скорости в 8 ч. 58 м. от -60 до $+40$ км/сек.
13	6 39	7 15	-20	230	2	Яркость падает. Повидимому, конец более мощного извержения
16	8 55	9 50	$+12$			
16	8 55	9 50				

Таблица 2 (продолжение)

Дата		Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
		от	до	φ	L		
Март	21	9 ч. 30 м.	10 ч. 05 м.	$-22^{\circ}W$ -23	230°	2	Эруптивный протуберанец и несколько ярких точек на диске у его основания. Максимум интенсивности в 9 ч. 40 м.
	21	10 10	10 35	$+18W$	225	1	Эруптивный протуберанец
Апрель	1	8 40	9 55	$+15$	30	1	Несколько эруптивных центров. Колеблущаяся яркость
	1	9 15	9 55	-14	334	1	Несколько эруптивных центров
	2	9 22	9 40	$+16$	7	1	Несколько эруптивных центров
	4	9 14	9 29	-12	25	1	Яркая деталь, распавшаяся на 4 яркие точки. Яркость падает
	8	6 21	7 01	$+12W$	8	1	Эруптивный протуберанец
	13	5 57	6 40	$-32W$	302	1	Эруптивный протуберанец
	14	6 28	6 40	-11	181	1	Несколько эруптивных центров
	14	9 23	9 37	$-9E$	109	1—	Малый эруптивный протуберанец
	21	8 32	9 38	$-3W$	195	2	Западный край диска от -16° до $+10^{\circ}$ сильно возмущен: несколько эруптивных протуберанцев
	22	7 12	7 32	$+25$	50	1	Яркая деталь. Около 7 ч. 26 м. появился вблизи нее темный флоккул, исчезнувший около 7 ч. 30 мин.
	22	7 49 9 14	8 11 9 22	} -10	90	2	Несколько эруптивных центров. Две последовательные вспышки
	23	6 09	6 45				Несколько эруптивных центров. Максимум интенсивности около 6 ч. 24 м.
	23	7 26	8 11	-10	72	2	Несколько эруптивных центров
	23	8 37	8 45	$+9$	148	1—	Яркая точка
	24	6 44 7 20	6 59 7 40	} $+24$	47	1+	Две последовательные вспышки. Максимумы яркости около 6 ч. 50 м. и 7 ч. 23 м.
	27	8 01	8 15				Малый эруптивный протуберанец
	27	9 19	9 42	$+28$	42	1—	Две яркие точки
	29	8 35	9 08	$+25$	53	1	» » »
Май	1	9 03	9 40	$+28$	5	1—	Максимум яркости в 9 ч. 14 м. и 9 ч. 39 м.
	3	12 36	12 44	$+15$	350	1	Повидимому, конец извержения

Таблица 2 (продолжение)

Дата		Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
		от	до	φ	L		
Май	4	8 ч. 13 м.	8 ч. 35 м.	+ 7°E	203°	1	Эруптивный протуберанец. Около 8 ч. 28 м. виден, как облачный, после 8 ч. 35 м. протуберанец совсем не виден
	4	8 13	9 33	—10 E	203	1	Эруптивный протуберанец с колеблющейся интенсивностью
	4	8 13	9 33	— 5	232	2—	Повидимому, конец очень мощного извержения. Яркость падает, форма не меняется
	6	6 06	6 45	—14E	178	1	Эруптивный протуберанец
	6	6 23	7 35	— 1W	358	1	Переменяющийся эруптивный протуберанец
	6	6 45	7 56	—27E	178	2	Эруптивный протуберанец и яркая деталь на диске. Лучевые скорости в 7 ч. 54 м. за пределами сместителя линий
	6	8 53	9 35	—18	305	+1	Повидимому, конец более мощного извержения. Яркость падает
	12	6 42	7 45	—22	195	1	Несколько эруптивных центров
	12	6 50	7 45	— 7	230	1	Несколько эруптивных центров
	12	7 25	7 38	—20	203	1	Две последовательные вспышки
	12	8 43	9 23	—34W	277	1	Эруптивный протуберанец. Лучевые скорости в 9 ч. 05 м. от —65 до +50 км/сек.
	12	9 07	9 19	+11	257	1	Яркая деталь
	13	5 57	7 10	+ 2W	265	1	Эруптивный протуберанец
	13	6 13	7 18	—16	193	2—	Несколько эруптивных центров. Максимум интенсивности в 6 ч. 26 м.
	13	9 24	9 30	— 8	144	1—	Две яркие точки
	14	5 58	6 20	—10	141	1—	» » »
	14	6 01	7 35	+10W	252	1	Эруптивный переменяющийся протуберанец
	14	7 16	7 35	—25	182	1	Две последовательные вспышки
	14	8 18	8 43	—12	142	1	Три эруптивных центра. Максимум яркости около 7 ч. 25 м.
	15	6 03	7 31	— 4W	238	1	Переменяющийся эруптивный протуберанец
	15	8 55	9 32				
	15	6 04	7 31	+10W	239	1	Эруптивный протуберанец. Колеблющаяся яркость. Главный максимум около 6 ч. 37 м.

Таблица 2 (продолжение)

Дата		Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
		от	до	φ	L		
Май	20	5 ч. 56 м.	6 ч. 17 м.	-11°W	353°	1	Малый эруптивный протуберанец
	20	5 56 8 32	7 03 9 22	+ 9W	172	1	Малый эруптивный перемежающийся протуберанец
	20	5 56	7 03	-12W	173	1	Эруптивный протуберанец
	21	6 02	7 02	-18E	349	1—	Малый эруптивный перемежающийся протуберанец
	22	6 06 9 00	6 49 9 30	-11W -13W	146 145	} 1	Эруптивный протуберанец
	23	6 01	7 36	+44E	313		1
	24	7 08	7 23	+25E	300	1	Эруптивный протуберанец
	24	8 57	9 30	+20	25	2	Цепь ярких точек. Около 9 ч. 15 м. вблизи появился эруптивный темный флоккул
	25	13 46	15 01	+13E	282	1	Эруптивный протуберанец
	26	7 34 8 52	8 38 9 32	+15E	272	1	Эруптивный протуберанец
	28	5 56 8 57	7 04 9 38	+12	38	1	Колеблющаяся интенсивность
	28	6 08	6 15	-15	332	1—	Две яркие точки вблизи темного флоккула
Июнь	31	9 34	10 01	+26	286	1	Два эруптивных центра
	1	6 49	7 11	+27	290	1	Две яркие детали. Максимум яркости около 6 ч. 54 м.
	1	6 54	7 41	+11E +14	194 206	1	Эруптивный протуберанец и яркая деталь на диске
	2	10 54	12 37	-22E	178	2	Эруптивный протуберанец. Наибольшая интенсивность около 12 ч. 30 м. Лучевые скорости в 12 ч. 30 м. за пределами сместителя линий
	3	6 33	6 46	+15E	168	1+	Эруптивный протуберанец
	5	5 51	7 00	+ 6	278		Эруптивный темный флоккул
	8	7 58 8 42	8 11 8 58	-13 -15	143 136	2	Две последовательные вспышки. Максимум яркости около 8 ч. 47 м.
	8	8 36	8 44	-26	177	1	Несколько эруптивных центров
	8	9 26	9 38	+ 2W	279	1	Эруптивный протуберанец
	9	6 07	6 52	+15E	88	2	Эруптивный протуберанец. Максимум интенсивности около 6 ч. 15 м. Лучевые скорости в 6 ч. 28 м. за пределами сместителя линий

Таблица 2 (продолжение)

Дата	Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Июнь 9	9 ч. 09 м.	9 ч. 28 м.	-13°	140°	1—	Яркая точка. Яркость падает
10	6 46	7 08	$+11W$	255	1	Эруптивный протуберанец. Максимальная высота около $120''$. Максимальная яркость в 6 ч. 49 м. Лучевые скорости в 7 ч. 01 м. от -55 до $+40$ км/сек.
10	7 14	7 45	-28	174	1—	Две яркие точки
10	7 38	7 55	-11	137	1	Несколько ярких точек
11	6 01	6 17	-11	141	2	Две последовательные вспышки
	6 57	7 19	-13	140		
12	6 10	7 29	$+22W$	228	1	Эруптивный протуберанец
13	6 39	6 57	$+8W$	215	1	Эруптивный протуберанец
13	8 54	9 07	$-8W$	214	1	Эруптивный протуберанец. Яркость падает, высота уменьшается
13	9 20	9 27	-13	111	1	Цепь мелких точек
13	9 20	9 27	-2	124	1+	Несколько ярких точек
14	9 38	9 57	$-15W$	200	1	Эруптивный протуберанец
16	7 34	8 01	$+16$	60	} 2	Две последовательные вспышки
	8 08	9 23	$+17$	58		
16	8 14	9 23	$+10$	94	1	Цепь ярких точек
18	9 00	9 49	$+17$	61	} 2	Повидимому, конец более мощного извержения. Две последовательные вспышки. Максимум интенсивности около 10 ч. 18 м.
	10 09	10 50	$+18$	55		
18	12 40	13 13	$-20E$	325	1	Эруптивный протуберанец
19	5 21	6 23	$+16$	60	2	Несколько эруптивных центров
19	5 21	6 45	$-11E$	316	1	Эруптивный протуберанец
19	5 21	6 28	$+27$	18	1	Две яркие точки
19	6 14	6 45	$+14$	97	1	Несколько эруптивных центров. Яркость падает
20	6 00	7 04	-2	122	1	Эруптивный протуберанец
20	6 34	8 06	$+12W$	121	2	Эруптивный протуберанец. Максимальная высота и мощность около 7 ч. 15 м.
	9 00	9 34				
20	6 52	7 19	-16	327	1	Три яркие детали
20	7 12	8 06	$-26E$	302	1	Эруптивный протуберанец. Максимальная интенсивность около 7 ч. 20 м.
20	9 04	9 16	$+15$	70	1	Две яркие точки. Яркость падает

Таблица 2 (продолжение)

Дата		Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
		от	до	φ	L		
Июнь	22	6 ч. 11 м.	7 ч. 36 м.	+13°	55°	1	Несколько эруптивных центров. Максимальная интенсивность около 6 ч. 35 м.
	22	7 33	7 39	—15	324	1	Яркая точка. Яркость падает
	24	8 49	9 31	+11W	68	2	Эруптивный протуберанец. Максимальная интенсивность около 9 ч. 00 м.
	26	9 09	9 17	— 8	43	1	Яркая деталь. Около 9 ч. 14 м. деталь распалась на большое число ярких точек
	30	7 05	7 36	+20 +15 +11	267 265 264	2	Три эруптивных центра
Июль	1	6 17	6 45	—11	204	1	Два эруптивных центра. Максимум интенсивности в 6 ч. 28 м. Лучевые скорости в 6 ч. 19 м. от — 65 до + 45 км/сек.
	1	8 55	9 41	—78W	336	1	Эруптивный протуберанец
	1	9 07	9 15	—85E	—	2	Эруптивный протуберанец. Впервые отмечен в 9 ч. 07 м. в виде слабой дуги на высоте около 200" от края. Через несколько минут площадь и яркость протуберанца значительно возросли. Затем протуберанец начал исчезать и в 9 ч. 15 м. совсем не виден
	2	7 27	7 38	—13W	324	1	Эруптивный протуберанец
	3	6 20	7 40	— 7E	130	1	Эруптивный протуберанец
	3	7 35	7 50	—11	203	1	Несколько малых эруптивных центров. Максимум интенсивности около 7 ч. 40 м.
	5	6 39	7 41	+ 9	228	1	Яркое кольцо
	7	6 42	7 01	— 2	122	1—	Две яркие точки
	7	9 03	9 07	— 8	140	1	Несколько ярких точек. Яркость падает
	9	9 00	9 03	—14	120	1—	Яркая точка
	10	6 37	7 27	+13	89	1	Два эруптивных центра. Максимум интенсивности около 7 ч. 02 м.
	11	6 16	7 14	—14E	25	1	Эруптивный протуберанец
	12	6 18	6 38	+12	75	1—	Яркая деталь. Яркость падает
	12	7 05	7 16	+13W	185	1	Яркая точка

Т а б л и ц а 2 (продолжение)

Дата	Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Июль 14	6 ч. 00 м	6 ч. 10 м.	+12°	113°	2	Повидимому, конец более мощного извержения. Несколько эруптивных центров. Яркость падает
15	9 55	10 07	+12	50	1	Две яркие детали
16	7 21	7 35	+ 2	44	1	Ряд мелких точек. Около 7 ч. 33 м. точки слились. Яркость нарастает
16	9 16	9 29	+11	82	1—	Две яркие точки
18	12 14	12 49	+10	52	1+	Несколько эруптивных центров. Яркость колеблется
22	6 32	6 44	+ 6	294	1	Две яркие точки
22	9 07	9 24	+ 9	296	1	» »
22	14 04	14 23	+10	293	2	Цепь ярких точек
23	6 16	7 04	—13	344	1	Несколько эруптивных центров. После 6 ч. 30 м. яркость падала
23	6 48	7 04	—13	344	1	Яркая деталь, распавшаяся около 6 ч. 54 м. на точки
23	6 54	7 04	+11	294	1	Две яркие точки
23	9 07	9 19	—14	320	1	Несколько эруптивных центров
26	6 33	6 44	+15	213	1—	Яркая точка
27	13 31	13 43	—18	284	1	Ряд мелких точек. Яркость падает
28	6 53	7 06	+10	278	2	Много ярких точек
28	9 10	9 28	+13	210	1	Цепь ярких точек
29	8 59	9 30	+ 9	231	1	Повидимому, конец извержения. Две яркие детали
30	6 09	6 36	— 9E	133	1	Эруптивный протуберанец
	8 55	9 30				
Август 2	9 25	9 34	—33	152	1—	Две яркие точки
4	5 58	6 25	—14	97	} 2	Ряд последовательных вспышек
	6 55	7 18	—20	97		
	8 56	9 32	—11	100		
6	5 26	5 32	— 8	114	1	Две яркие точки
6	5 57	6 02	—13	92	1	Два ряда мелких точек
7	6 22	7 02	—18	93	} 2	Мощное извержение. Несколько эруптивных центров. В 7 ч. 02 м. извержение закончилось. В 7 ч. 05 м. появилась яркая точка, которая в 7 ч. 09 м. исчезла
	7 05	7 09	—20	91		
8	6 25	7 00	— 9	118	1	Яркая дуга
15	5 57	6 06	— 3	336	1	»
15	8 57	9 35	—23	320	1	Яркая точка
16	4 37	5 02	+17	306	1	Яркая деталь
17	5 57	6 58	+18	297	2	Мощное извержение. Интенсивность колеблется
17	7 13	7 25	+12	330	1	Яркая деталь
17	7 41	7 46	— 5	333	1	Две яркие точки. Яркость падает

Таблица 2 (продолжение)

Дата		Время наблюдения		Координ ты		Мощ- ность	Примечания
		от	до	φ	L		
Август	17	9 ч. 08 м.	9 ч. 35 м.	+ 7°	277°	1	Яркая деталь
	20	6 22	6 41	+15	327	1	Несколько ярких то- чек
	20	6 27	7 10	— 7	284	2	Три эруптивных цент- ра
	21	9 10	9 39	+16	294	1	Интенсивность колеб- лется
	22	6 13	6 30	—14	300	1—	Яркая полоса
	22	9 27	9 34	+16	292	1—	Три яркие точки
	30	6 17	6 53	+14	121	1—	Несколько ярких то- чек
Сентябрь	31	6 13	6 31	—11	210	1—	Несколько ярких то- чек. Яркость падает
	31	6 24	6 44	+14	118	2	Мощное извержение
	2	11 43	11 58	+17	183	1—	Несколько ярких то- чек
	2	11 48	12 08	+15	118	1	Две яркие детали
	2	13 46	14 22	—27	184	1—	Яркая деталь. Яр- кость падает
	4	6 28	6 53	+13	132	1	Два эруптивных цент- ра
	4	6 33	6 46	+17	125	1—	Яркая точка
	5	9 24	9 30	—10	111	1—	» »
	10	6 26	6 29	+32W	118	1	Эруптивный протубе- ранец
	12	6 48	7 01	— 7	296	1	Яркая деталь
	12	8 56	9 05	—15	314	1	Несколько ярких то- чек
	12	8 56	9 27	+17	329	1	Несколько ярких де- талей
	13	6 38	6 47	—16	319	1	Яркая точка
	13	9 17	9 55	—23	330	1	Цепь ярких точек. Максимум яркости в 9 ч. 21 м.
	16	6 15	6 22	—14E	219	1	Эруптивный протубе- ранец
	16	8 50	10 20	+ 4	279	1	Яркая дуга
	16	8 50	10 32	—10	278	2	Мощное извержение. Интенсивность колеб- лется
	16	9 35	9 44	— 7	234	1	Яркая деталь
	17	7 03	7 14	— 6	233	1	» »
	17	8 59	9 37	—18	318	1	Две яркие детали
19	6 43	7 12	+14	245	1	Яркая дуга	
20	6 15	6 50	—14E	166	1	Перемежающийся эруптивный протубера- нец	
20	6 41	6 53	+12	166	1	Несколько ярких де- талей	
20	7 04	7 21	+15	244	1	Два эруптивных цент- ра	
20	9 25	9 33	+ 5	274	1	Две цепи ярких то- чек	
21	6 13	6 17	—14	280	1—	Яркая точка	
21	6 23	6 51	—20W	323	1	Эруптивный протубе- ранец	
22	5 56	6 59	+16	264	2	Мощное извержение. Интенсивность колеб- лется	

Таблица 2 (окончание)

Дата	Время наблюдения		Координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Сентябрь 22	7 ч. 46 м.	7 ч. 52 м.	+ 2°	230°	1	Цепь ярких точек
24	9 21	9 32	—10	205	1	Яркая деталь. Яркость падает
26	8 56	9 07	—14	209	1	Повидимому, конец извержения
Октябрь 4	6 02	6 26	+ 9	111	1	Цепь ярких точек
5	5 44	6 21	+12	43	1	Несколько ярких точек
7	6 10	6 53	+35W	122	1—	Малый эруптивный протуберанец
8	8 59	9 34	+32E	287	1	Эруптивный протуберанец
11	5 00	5 30	—10	290	1	Яркая деталь
11	6 01	7 00	+12E	249	1	Эруптивный протуберанец
13	6 05	7 23	+18E	223	1	Эруптивный протуберанец
13	6 18	6 34	+12	258	1	Несколько ярких деталей
13	6 28	7 22	+12	339	1	Яркая деталь. Яркость колеблется
15	9 00	9 28	— 7	348	1	Три яркие точки. Максимальная яркость в 9 ч. 13 м.
27	10 29	11 15	—28E	140	2	Эруптивный протуберанец
28	8 59	9 06	—18	115	1	Повидимому, конец извержения
28	10 19	11 36	+25W	203	1—	Малый эруптивный протуберанец
Ноябрь 10	9 07 10 32	9 12 12 10	—10E	210	1	Малый перемежающийся эруптивный протуберанец
15	9 25	9 45	— 7	202	1	Яркая деталь, распавшаяся на две
18	6 45	7 05	— 5 —10	203 201	} 1	Ряд ярких точек
30	12 25	12 48	+13	76		Несколько ярких точек
Декабрь 11	8 42 9 41	8 54 9 57	—15 —16	210 203	} 2	Две последовательные вспышки
14	8 52	9 05	—17	280		Повидимому, конец мощного извержения. Несколько эруптивных центров
19	9 16	9 32	+13 +16	137 134	} 1	Две яркие детали
22	9 10	9 31	+16	128		Дугообразная деталь с очень яркими сгустками на краях
26	7 30 9 00	8 37 9 10	+ 4E	326	1	Малый перемежающийся протуберанец
26	7 30 9 00	8 37 9 10	+ 8 + 8W	144 146	2	Яркая деталь на диске и малый протуберанец
26	7 53	8 10	—15	93	1	Две яркие детали. Максимум интенсивности около 8 ч. 03 м.

В табл. 1а и 1б даются оценки числа и интенсивностей светлых и темных H_α флоккулов на каждый день наблюдений. Каждому месяцу соответствуют два столбца: первый дает оценки флоккулов для всего диска, а второй — для центральной зоны.

В табл. 2 дается список извержений. Моменты времени даются по всемирному времени. Жирным шрифтом напечатаны действительные моменты начала или конца извержений. Приближенные координаты извержений даются в системе Кэррингтона.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Шапошникова. Известия Крымской астрофизической обсерватории, 3, 81, 1948.
2. Бюллетень КИСО, № 2, 1931.

И С П Р А В Л Е Н И Е

В статье „Орбиты компонентов спектрально-двойной звезды Н. Д. 85217“ (Изв. КАО II, 44, 1948) при решении условных уравнений вкралась небольшая ошибка в коэффициентах при τ . Изменения в окончательном результате практически ничтожны, и вместо поправок на стр. 49 нужно взять $dV_0 = -0.6$, $dK_1 = +0.2$, $dK_2 = +1.2$, $de = +0.0005$ и $d\omega = -0.2$. Окончательно принятая круговая орбита остается без изменения.

Д. Поппер в недавней статье (Ap. J. 109, 103, 1949) воспроизводит фотографию спектра Н. Д. 85217 для эпохи около прохождения через узлы. Хорошее раздвоение линий показывает, что данный мною период вполне удовлетворителен. Ниже даны для сравнения элементы из нашей статьи и новой статьи Д. Поппера:

P	V_0	K_1	K_2	$m_1 \sin^3 i$	$m_2 \sin^3 i$	
3.05459	17.4	100.3	105.4	1.41	1.34	Изв. КАО, II, 44, 1948.
3.053	17	100	105	1.4	1.3	Ap. J. 109, 103, 1949.

Г. А. Шайн

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
13	5 сн.	$\pi 2$	$\pi/2$
13	4 сн., (ф-ла)	$-0.209 \text{ } \text{э}^2$	$-0.209 \alpha^2$
85	3 св.	$\sqrt[3]{3\pi}$	$3\pi\sqrt{3}$
85	5 св.	$d\nu$	ds
90	22 св.	в основном и	в основном,
95	9 св.	а также	соответственно
97	табл. 5	$B\nu(T)_{\infty}$	T_0
101	3 сн.	в слое	пропорциональна
109	7 св.	S	в слое D
137	15 сн.	$-(t_{\zeta}, C_{\odot})$	S_1
140	ф-ла (17)	$5\,000\,000^{\circ}$	$-[\alpha(t_{\zeta}, C_{\odot})$
189	21 сн.	$-2.6 -19$	$500\,000^{\circ}$
199	2 сн., 8 столб.	-3.9	$-4.9 -26$
200	10 сн., 8 столб.	-2.0	$+3.9$
200	9 сн., 8 столб.	$22\,5.8$	-20.0
204	3 св., 4 столб.	$h\,m$	$22\,6.5$
204	2 сн., 6 столб.	$-13\,5$	$-13\,15$
205	25 сн., 3 столб.	Авг.	Авг. 8
205	13 сн., 3 столб.	Авг. 2	Авг. 12
205	5 сн., 3 столб.	Авг.	Авг. 12
206	7 св., 6 столб.	$-9\,33$	$-9\,3$
208	9 св., 3 столб.	Сент. 0	Сент. 30
208	17 св., 3 столб.	Окт.	Окт. 3
208	13 и 17 сн., 3 столб.	Окт.	Окт. 7
209	31 сн., 4 столб.	$22\,33\,9$	$23\,33\,9$
210	7 св., 1 столб.	1180	180
210	9 св., 1 столб.	028	1\,028