

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ III



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА · ЛЕНИНГРАД
1948

Ответственный редактор

академик Г. А. Ша й н

З а м е с т и т е л ь р е д а к т о р а

B. Φ. Γ α ζ ε

О ВЫБРАСЫВАНИИ ИОНОВ КАЛЬЦИЯ С ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА*

Э. Р. Мустель

Настоящая работа содержит дискуссию по вопросу о механизме выбрасывания геоактивных корпускул с поверхности Солнца. Эта дискуссия основывается (раздел 2) на следующих четырех закономерностях, установленных для потоков геоактивных корпускул: I — Угость телесного угла у потоков, см. [1]; II — Радиальность потоков, см. [1]; III — Устойчивость потоков, следуемая из 27-дневной периодичности геомагнитных возмущений; IV — Депрессия фиолетового крыла H- и K-линий во время геомагнитных возмущений, см. [3], [4].

В разделах 3—4 рассмотрены следующие возможные механизмы выбрасывания геоактивных корпускул: а) взрывные процессы под фотосферой; б) выбрасывание α - и β -частиц из геоактивных областей; в) выбрасывание положительно заряженных корпускул под действием положительно заряженных геоактивных областей Солнца; г) выбрасывание материи под действием магнитных сил.

Показано, что все эти механизмы встречаются с весьма серьезными трудностями (несоответствие указанным четырем закономерностям и другим фактам).

В разделе 5 рассматривается выбрасывание ионов Ca^+ из флоккул, факелов и эрупций под действием селективного давления радиации. Над этими образованиями равновесие ионов Ca^+ невозможно (см. фиг. 2), и они должны удаляться от Солнца, следуя механизму Милна [9].

В разделе 6 рассматриваются следующие факторы, которые могут нарушить действие механизма, изложенного в предыдущем разделе: а) ионизация ионов Ca^+ солнечной радиацией, т. е. превращение их в ионы Ca^{++} ; показано, что этот фактор не является серьезным; б) ионизация ионов Ca^+ электронами внутренней короны ($T_e \sim 1\,000\,000^\circ$); в) сопротивление, которое встречают ионы Ca^+ при их движении через внутреннюю корону. Представлены аргументы, говорящие в пользу того, что и эти факторы не являются, повидимому, серьезными. Главным аргументом здесь являются корональные наблюдения Вальдмейера [6] в линии 5303, свидетельствующие о том, что внутренняя корона не является сплошным образованием. Напротив, она состоит из более или менее радиально направленных лучей, в которых и содержится высоконагретая ($T \sim 1\,000\,000^\circ$) материя, дающая, в частности, линию 5303. Между этими лучами и могут двигаться выбрасываемые давлением радиации ионы Ca^+ .

В разделе 7 представлены следующие факты, говорящие в пользу механизма, рассмотренного в разделе 5: а) этот механизм находится в согласии со всеми четырьмя закономерностями корпускулярных потоков; б) он находится в согласии с более ранними выводами автора о том [23], что прохождение каждого флоккулярного (или факельного) поля через видимый центр солнечного диска сопровождается геомагнитными возмущениями; в) рассмотренный механизм полностью объясняет связь между эрупциями и геомагнитными возмущениями, ими вызываемыми [24].

В разделе 8 рассмотрены некоторые дополнительные вопросы, связанные с происхождением геомагнитных возмущений. Обсуждено возможное влияние магнитных полей пятен и электрических полей протуберанцев на движение ионов Ca^+ . Это может приводить к геомагнитным возмущениям и в тех случаях, когда флоккулы не проходят через видимый центр диска Солнца.

В заключение обсуждена последняя работа Шепли и Робертса о связи между корональными и геомагнитными явлениями [30].

* Предварительное сообщение по данному вопросу опубликовано в ДАН СССР, 56, № 3, 245, 1947.

1. В настоящее время можно считать установленным разделение геомагнитных и ионосферных возмущений на две категории. К первой категории относятся возмущения, связанные со вспышками ультрафиолетового излучения в активных областях Солнца. Вспышки такого рода и дают, например, эффект Деллинджера. Ко второй категории возмущений следует отнести возмущения корпускулярной природы. Сюда относятся, например, магнитные бури и сопутствующие им нарушения нормального режима ионосферы. В связи с общей проблемой о происхождении возмущений обеих категорий исходным является установление однозначной связи между каждым данным возмущением и тем образованием на Солнце, которым это возмущение определяется. В отношении возмущений первой категории положение является более определенным (эрупции). Напротив, в отношении магнитных бурь рассматриваемый вопрос и по настоящее время является весьма дискуссионным. Это связано с тем, что к разрешению его до сих пор подходили только с двух точек зрения: а) с точки зрения чисто статистической и б) с точки зрения сопоставления отдельных возмущений с отдельными же деталями на поверхности Солнца. В то же время оба эти метода обладают весьма серьезными недостатками. А именно: первый из них, как показали различные исследования, дает лишь статистическую картину и опять-таки не дает ясных указаний на существование однозначной связи между отдельными земными и солнечными явлениями. Главный недостаток второго метода таков: даже в относительно спокойные периоды солнечной деятельности представляется возможным связать с данным геомагнитным (или ионосферным) возмущением целый ряд солнечных образований. Действительно, уже с самого начала мы не имеем решительно никакого основания предпочитать одни солнечные образования другим. Если, например, мы связываем данное возмущение с каким-то данным солнечным пятном, то сразу же возникает вопрос о том, почему выбрано именно это пятно, а не соседний факел или протуберанцы, и т. д.

Из сказанного следует, что для разрешения данной проблемы необходимо избрать совершенно новый путь. А именно: основываясь на данных солнечной физики, мы должны обсудить все мыслимые механизмы выбрасывания геоактивных корпускул. При этом, конечно, следует исходить из уже известных общих закономерностей, имеющих место для корпускулярных потоков. Установив наиболее правдоподобный механизм, ведущий к выбрасыванию корпускул, мы тем самым сможем указать и тот класс солнечных объектов,* с которыми необходимо связывать геомагнитные возмущения. Благодаря этому будет устранен главный недостаток второго метода сопоставления земных и солнечных явлений, который был рассмотрен выше. Обсуждению возможных механизмов, ведущих к образованию корпускулярных потоков, и посвящена настоящая работа.

2. Как только что указывалось, мы будем исходить из уже установленных закономерностей для корпускулярных потоков. При этом мы должны основываться только на таких закономерностях, которые выведены непосредственно из наблюдений, т. е. минуя дополнительные гипотезы и теории. К таким закономерностям необходимо в первую очередь отнести следующие:

1. Узость телесного угла корпускулярных потоков

Целый ряд наблюдательных данных говорит о том, что телесный угол, характеризующий корпускулярные потоки, относительно мал. Наиболее

* А также положение объектов на диске Солнца в каждом отдельном случае.

полное исследование данного вопроса было проведено Гневыхевым и Олем [1]. Указанные авторы приходят к тому выводу, что этот телесный угол составляет всего $8-9^\circ$.

II. Радиальность корпускулярных потоков

То, что ось корпускулярных потоков обычно направлена вдоль солнечного радиуса (т. е. совпадает с нормалью к поверхности Солнца), следует из только что указанной работы Гневыхева и Оля. Действительно, это обстоятельство в неявной форме фигурирует во всех рассмотренных ими аргументах (кроме первого). Если бы корпускулярные потоки не были радиальными (по крайней мере приближенно), то даже при нулевом телесном угле все эффекты, связанные с усиленной геоактивностью низкоширотных солнечных образований, отсутствовали бы.

В связи со сказанным необходимо отметить, что обе закономерности I и II носят чисто статистический характер. Поэтому в ряде случаев возможны как отклонения в величине телесного угла, так и отклонения от радиальности.

III. Устойчивость корпускулярных потоков

Об устойчивости корпускулярных потоков как в смысле времени, так и в смысле постоянства локализации на солнечной поверхности обуславливающих их источников (геоактивные области) говорит с очевидностью существование 27-дневной повторяемости геомагнитных возмущений. Одна и та же геоактивная область может давать повторяющиеся через 27 дней возмущения в течение нескольких оборотов Солнца.

IV. Депрессия фиолетового крыла фраунгоферовых линий во время магнитных бурь

Если корпускулярный поток, выходящий из геоактивной области, содержит достаточное число атомов, могущих в какой-либо линии поглощать солнечную радиацию, то в спектре Солнца в фиолетовую сторону от центра этой линии должна во время магнитной бури появиться депрессия. Если сама исходная линия достаточно широка, а скорости летящих от Солнца атомов не слишком велики, то депрессия обнаружится в фиолетовом крыле линии. На возможность изучения этого эффекта впервые обратил внимание еще в 1929 г. Чепмен [2]. Однако действительно серьезные наблюдения в данном направлении были проведены впервые во время магнитных бурь 18/IX 1941 г. и 1/III 1942 г. Ричардсоном [3] на обсерватории Маунт Вилсон. Он обнаружил при этом весьма слабую депрессию порядка 1% в фиолетовом крыле H- и K-линий. Максимальная протяженность этой депрессии (считая от центра линии) соответствовала скоростям 1100 и 1000 км/сек, в то время как средняя скорость (соответствовавшая максимуму депрессии) — скоростям 680 и 550 км/сек (числа даны для обеих бурь 18/IX и 1/III, соответственно). Результаты Ричардсона были затем подтверждены Брюком и Рутлантом [4] в Англии, которые исследовали H- и K-линии во время бури 7/II 1946 г. Для средней скорости они нашли значение 750 км/сек. К сожалению, из-за малости эффекта указанные результаты нельзя считать окончательными. Однако то, что они получены на двух обсерваториях (причем наблюдения ставились со всевозможной тщательностью), говорит в пользу реального существования указанного эффекта. Тогда, когда эти результаты будут подтверждены дальнейшими наблюдениями, депрессию линий во время магнитных возмущений можно будет рассматривать как одну из основных закономерностей

корпускулярных потоков. В частности, эта закономерность должна фиксировать минимальное количество поглощающих атомов, содержащихся в потоке. Кроме того, тот факт, что депрессия наблюдалась в линиях Н и К, говорит о том, что корпускулярные потоки включают в себя ионизованные атомы кальция (о присутствии других элементов говорить пока трудно). Отметим в заключение еще раз, что все четыре рассмотренные закономерности основаны исключительно на наблюдениях, причем первые три из них на весьма большом статистическом материале. Обсудим теперь различные механизмы, могущие приводить к выбрасыванию корпускул из геоактивных областей.

3. Рассмотрим сначала следующий механизм. Пусть источник, посылающий корпускулы из геоактивной области, расположен где-то под фотосферой Солнца. Далее, можно считать, что природа сил, приводящих в данном случае к выбрасыванию материи, имеет «взрывной» характер. Иначе говоря, выбрасывание материи должно быть связано с каким-то видом неустойчивости более глубоких областей Солнца. Достаточно эффективные силы электрического происхождения, а также силы, связанные с давлением радиации, в этих областях в высшей степени невероятны по чисто физическим соображениям (подробнее см. разделы 4 и 5).

Следует сразу же отметить, что с общим, массовым, движением материи из этих более глубоких областей Солнца мы не можем иметь дела. В самом деле, скорость материи, расположенной как над невозмущенными, так и над возмущенными областями Солнца (и вообще над всеми частями его поверхности), регистрируемая смещением линий H_α , K_α , $H\alpha_3$, весьма невелика — порядка 1—2 км/сек, причем имеет место даже нисходящее движение. В то же время, если бы из более глубоких областей Солнца происходило общее, массовое, движение материи с большими скоростями (до 1000 км/сек), то эта материя увлекла бы за собой всю материю, образующую обращенный слой и хромосферу. Поэтому в данном случае может иметь место выбрасывание только отдельных и притом сравнительно весьма массивных сгустков* материи с весьма большой скоростью, каковая им необходима для того, чтобы преодолеть сопротивление более высоко расположенной материи (т. е. «пробить» всю толщу этой материи). Эта высокая скорость необходима им также и для того, чтобы преодолеть тяготение со стороны Солнца — параболическая скорость на его поверхности равна 618 км/сек.

Однако рассматриваемый механизм встречается со следующими трудностями: а) совершенно не понятен сам физический процесс, ведущий к выбрасыванию указанных сгустков материи со столь большими скоростями; б) с точки зрения рассматриваемого механизма, и это самое главное возражение, непонятны те свойства корпускулярных потоков, которые составляют содержание первых двух закономерностей. Особенно здесь непонятна узость телесного угла (1-я закономерность). В самом деле, любой процесс, имеющий взрывной характер, дает (если нет какого-либо материального ограничения направлений) более или менее хаотическое распределение вылетающей материи по углам. В то же время, как мы указывали выше, телесный угол геоактивных корпускулярных потоков составляет всего 8—9°; в) с физической точки зрения рассматриваемый нами механизм необходимо локализовать где-то на весьма большой глубине в солнечной атмосфере. На не особенно больших глубинах ниже фотосферы физические условия таковы, что «взрывные» процессы вообще совершенно абсурдны. Но тогда ионизация материи этих глубоких слоев вследствие их высокой температуры будет весьма сильной, так что, например, вместо ионов Ca^+

* Отдельные атомы моментально бы затормозились материей обращенного слоя и хромосферы.

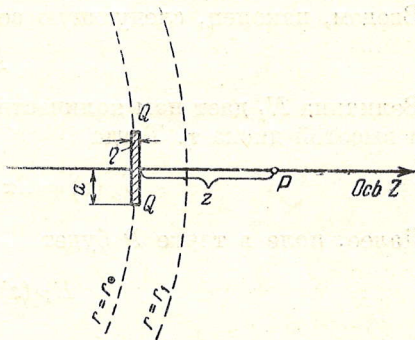
будут присутствовать ионы кальция с более высокой степенью ионизации. Это означает, что в выходящем корпускулярном потоке ионы Ca^+ присутствовать не будут. Правда, впоследствии возможны рекомбинация и превращение ионов Ca^{++} и т. д. в ионы Ca^+ . Однако, как показывают подсчеты Ферраро [5], вероятность рекомбинации на пути корпускул от Солнца до Земли весьма мала.

В заключение необходимо отметить следующее обстоятельство. В своей работе Вальдмейер [6] установил, что внутренняя корона, рассматриваемая в линии 5303, представляет собой лучевую структуру, т. е. состоит как бы из огромного числа «протуберанцев», имеющих форму небольших копий. Допустим теперь, в соответствии с идеями Мензела [7], что эти «протуберанцы» образованы путем выброса через «щели» в солнечной оболочке высоконагретой материи,* дающей, по его мнению, происхождение таким ионам, как Fe XIV , и т. д. Однако и этот механизм ничего не может нам дать, ибо скорости, характеризующие движение материи, образующей эти «протуберанцы», порядка 10 км/сек.

Таким образом, учитывая все сказанное, мы видим, что рассматриваемый «взрывной» механизм связан с весьма значительными трудностями.

Обратимся теперь к другому механизму, имеющему некоторые общие черты с только что рассмотренным. А именно: допустим, что в фотосферических частях Солнца, в пределах геоактивных областей, происходят радиоактивные процессы, связанные с выбрасыванием α - и β -частиц. Эти частицы мы и могли бы принять за геоактивные корпускулы. Однако и эта гипотеза встречается с весьма сильными трудностями, которые таковы: а) элементарные подсчеты показывают, что для того, чтобы дать требуемое число корпускул вблизи Земли**, активные области должны поставлять с 1 см^2 в 1 сек. абсурдно большое количество α - и β -частиц; в то же время наблюдения говорят о том, что радиоактивные элементы в солнечной атмосфере содержатся в ничтожном количестве; б) совершенно очевидно, что эта гипотеза находится в явном противоречии с закономерностями корпускулярных потоков I, II, IV. Ясно, например, что так же, как и в случае «взрывного» механизма, распределение α - и β -частиц по углам не может давать узкие телесные углы и т. д.

4. Обратимся теперь к силам электростатического характера. Для этого мы рассмотрим следующую модель. Допустим, что геоактивная площадка, имеющая форму круглого плоского диска толщины η и радиуса a , заряжена равномерно положительным электричеством с плотностью заряда ρ . Далее, допустим, что этот диск расположен в плоскости фотосферических слоев, которые отстоят от центра Солнца на расстоянии $r = r_{\odot}$. Имея в виду то обстоятельство, что обращающий слой и солнечная хромосфера могут оказываться весьма эффективными тормозящими слоями, мы будем изучать движение заряженных ионов, начиная лишь с внешнего радиуса хромосферы $r = r_1$. Для уяснения дальнейшего обратимся к фиг. 1. На этом чертеже QQ — наш заряженный диск (боковой разрез); z — ось диска,



Фиг. 1. Чертеж, поясняющий движение ионов в электростатическом поле заряженного диска (геоактивной области)

* Опять-таки из весьма глубоких «подфотосферных» частей.

** Требуемое в том смысле, чтобы вызывать достаточно заметные магнитные бури.

вдоль которой мы и будем изучать движение положительно заряженного иона массы m_i . Допустим теперь, что $r_1 - r_\odot \gg \eta$. Это ограничение, говорящее о том, что толщина заряженного слоя существенно меньше, чем высота хромосферы, не имеет для данного случая никакого принципиального значения. С этим ограничением, для потенциала φ , создаваемого диском QQ в точке P , будем иметь *

$$\varphi_P(z) = 2\pi\eta\rho \{ \sqrt{a^2 + z^2} - z \}. \quad (1)$$

Пусть в 1 см^3 диска содержится n_i положительно заряженных ионов. Тогда

$$\rho = n_i e, \quad (2)$$

и, следовательно,

$$\varphi_P(z) = 2\pi\eta n_i e \{ \sqrt{a^2 + z^2} - z \}. \quad (3)$$

Введем, наконец, следующую величину:

$$N_i = \eta n_i. \quad (4)$$

Величина N_i дает нам количество ионов в столбике с основанием в 1 см^2 и высотой диска η . Тогда

$$\varphi_P(z) = 2\pi N_i e \{ \sqrt{a^2 + z^2} - z \}. \quad (5)$$

Далее, поле в точке P будет

$$E_P(z) = - \frac{\partial \varphi_P(z)}{\partial z}. \quad (6)$$

Сила F_i , действующая со стороны диска на ион, находящийся в точке P , будет

$$F_i = E_P e. \quad (7)$$

Если мы теперь перейдем к новой переменной r при помощи соотношения $z = r - r_\odot$, то найдем

$$\varphi_P(r) = 2\pi N_i e \{ \sqrt{a^2 - (r - r_\odot)^2} - (r - r_\odot) \}, \quad (8)$$

а также

$$E_P(r) = - \frac{\partial \varphi_P(r)}{\partial r}. \quad (9)$$

Рассмотрим теперь движение иона вдоль оси z под действием электростатического отталкивания со стороны нашего положительно заряженного диска. Ввиду симметрии ион все время будет двигаться вдоль оси z . Уравнение движения будет

$$m_i \frac{d^2 r}{dt^2} = - \frac{G M m_i}{r^2} + E(r) e, \quad (10)$$

где M — масса Солнца и G — гравитационная постоянная. Множа обе части (10), как обычно, на $2 \frac{dr}{dt}$ и интегрируя, получим для скорости иона v

$$v^2 = \frac{2GM}{r} - \frac{2e}{m_i} \varphi(r) + C, \quad (11)$$

* См. Абрагам — Беккер. Теория электричества. ОНТИ, 1936, стр. 34.

где C — постоянная интегриации. Ее мы определим следующим образом. Допустим, что движение иона из точки, для которой $r = r_1$, начинается с нулевой скоростью. Это сразу же дает для v

$$v^2 = 2G M \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right) + \frac{4\pi e^2 N_i^2}{m_i} \{ [V a^2 + (r_1 - r_\odot)^2 - (r_1 - r_\odot)] - [V a^2 + (r - r_\odot)^2 - (r - r_\odot)] \}. \quad (12)$$

Рассмотрим теперь предельную скорость, приобретаемую ионом при $r \rightarrow \infty$. В этом случае для $v = v_\infty$ мы получаем

$$v_\infty^2 = \frac{4\pi e^2 N_i}{m_i} \{ V a^2 + (r_1 - r_\odot)^2 - (r_1 - r_\odot) \} - \frac{2G M}{r_1}. \quad (13)$$

Разрешая это уравнение относительно N_i , находим

$$N_i = \frac{m_i}{4\pi e^2} \frac{v_\infty^2 + \frac{2G M}{r_1}}{V a^2 + (r_1 - r_\odot)^2 + (r_1 - r_\odot)}. \quad (14)$$

Вычислим еще электростатическое поле на уровне $r = r_1$. Согласно (8) и (9), оно будет

$$E(r_1) = 2\pi e N_i \left\{ 1 - \frac{r_1 - r_\odot}{V a^2 + (r_1 - r_\odot)^2} \right\}. \quad (15)$$

Перейдем теперь к вычислениям. Для величины a примем $a = 50\,000$ км, т. е. возьмем размеры диска сравнимыми с размерами среднего флоккула или факела. Для высоты хромосферы примем $r_1 - r_\odot = 15\,000$ км. В качестве иона мы возьмем ион кальция, для которого $m_i = 40 m_H$. Подсчитаем теперь, каковы должны быть величины N_i и $E(r_1)$, чтобы скорость иона кальция в бесконечности равнялась 1000 км/сек, т. е. величине, близкой к наблюдаемой. Подставляя в (14) и (15) все эти численные значения, находим

$$N_i = 85 \text{ ионов над } 1 \text{ см}^2; E(r_1) = 5.5 \times 10^{-5} \text{ вольт/см.}$$

Таким образом, для сообщения ионам кальция требуемых скоростей необходимы весьма слабое поле и чрезвычайно небольшое число N_i (для водорода это число оказывается равным ≈ 2 иона над 1 см^2). Подсчитаем теперь количество корпускул, выбрасываемых с 1 см^2 геоактивной области за 1 сек. Чисто геофизические (геомагнитные) данные говорят о том, что концентрация выбрасываемых геоактивных корпускул на поверхности Солнца не может быть меньше чем 10^5 ионов в 1 см^3 . Даже это значение при законе убывания концентрации $n \sim r^{-2}$ дает на расстоянии Земли от Солнца всего 2 иона на 1 см^3 (множитель ослабления $\sim \frac{1}{46\,000}$). Далее, начальная скорость вылета корпускул вблизи солнечной поверхности не может быть меньше (см. далее) чем 25 км/сек, что дает 2.5×10^{11} ионов за 1 сек. с 1 см^2 . Все это вызывает сразу же ряд вопросов: а) откуда берутся в таком огромном количестве избыточные заряженные частицы над геоактивной областью. Мы имеем все основания считать, что среда, составляющая оболочку Солнца, в целом макроскопически нейтральна, т. е. является плазмой; б) учитывая наличие столь большого числа ионов * над геоактив-

* Здесь и далее мы имеем в виду только избыточные ионы. Те ионы, которые компенсируются электронами, в счет не идут.

ной площадкой (и внутри площадки), мы неизбежно приходим к тому заключению, что это образование будет крайне неустойчивым; в) мы могли бы допустить, что корпускулы, выбрасываемые из геоактивной площадки, суть ионы, расположенные непосредственно на внешней поверхности заряженного диска. Под действием электростатического отталкивания со стороны нижележащей основной массы положительных зарядов и происходит выбрасывание геоактивных ионов. Однако и здесь совершенно не понятен тот механизм, который заставляет ионы непрерывно втекать в геоактивную площадку (создавая тем самым известное равновесие между втекающими и вылетающими корпускулами). Действительно, мы видели, что число ионов, выбрасываемых с 1 см^2 внешней поверхности геоактивной площадки, исключительно велико и равно 2.5×10^{11} в 1 сек.

Кроме этих трудностей существуют и другие. Если бы корпускулярный поток состоял из ионов (и вообще заряженных частиц одного знака), то он по пути от Солнца до Земли моментально разлетелся бы. Соответствующие подсчеты проводились уже не раз.

Далее, с точки зрения данного механизма первый закон корпускулярных потоков должен нарушиться. Узкий телесный угол должен сохранить только та часть потока, которая расположена вблизи оси z . Так, например, если источником ионов является сама геоактивная область (заряженный диск), то вообще ни о каком узком телесном угле не может быть и речи.

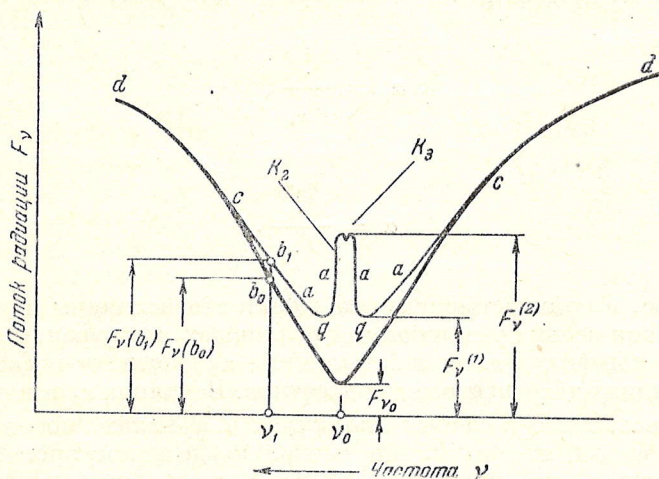
Далее, следует остановиться на замечании, сделанном в разделе 3, о невозможности выбрасывания заряженных корпускул из более внутренних частей Солнца. В данном случае имеют силу все те трудности, которые были только что рассмотрены. Кроме того, необходимо отметить и следующую трудность. Совершенно очевидно, что указанные внутренние части Солнца не могут состоять только из заряженных частиц — в этом случае они моментально разлетелись бы. Но тогда движение каждого иона под действием гипотетического электрического поля не будет происходить беспрепятственно, а будет иметь место весьма медленная их диффузия через окружающую, в основном макроскопически нейтральную, среду. Поэтому и электростатический механизм связан с весьма серьезными трудностями.

В заключение следует отметить, что выбрасывание геоактивной материи под действием магнитных сил представляется также чрезвычайно маловероятным. Для этого пришлось бы этой материи приписать какие-то магнитные свойства, что с физической точки зрения в данном случае, т. е. в условиях солнечной оболочки, совершенно непонятно. Далее, если бы это движение совершалось под действием магнитного поля солнечных пятен, то существование узкого телесного угла у корпускулярных потоков оказалось бы невозможным. Действительно, линии магнитных сил, исходящих из солнечных пятен, отнюдь не являются радиальными. Таким образом, остается, повидимому, лишь единственный механизм — выбрасывание атомов под действием давления радиации.

5. Вопрос о давлении радиации на атомы, содержащиеся в солнечной оболочке, обсуждался многими авторами. Из этой дискуссии можно сделать два следующих вывода: а) общее давление радиации на материю в условиях солнечной оболочки является по сравнению с тяготением совершенно ничтожным фактором; б) селективное давление радиации на атомы наиболее обильных элементов обращаемого слоя, а именно: Н, Не и О, также совершенно ничтожно. Единственно достоверным случаем, где сила тяготения уравнивается селективным давлением радиации, являются однажды ионизованные атомы кальция. Подсчеты показывают, что в пределах точности измерения потока радиации, действующего на ионы Ca^+ , такое равновесие действительно осуществляется, по крайней мере

для тех ионов Ca^+ , которые находятся во внешних частях хромосферы*. С погружением вглубь поток радиации должен убывать, и уже в более внутренних частях хромосферы указанное равновесие наверняка не осуществляется. Вообще, не только в случае ионов Ca^+ , но и для остальных атомов, убывание потока с глубиной является чрезвычайно важным, ослабляющим давление радиации, фактором. В связи с этим, как мы уже отметили в пункте 3, давление радиации во внутренних частях оболочки Солнца, под фотосферой, должно быть ничтожным.

Обратимся вновь к ионам Ca^+ . Напомним основные положения, касающиеся равновесия этих ионов в солнечной хромосфере: а) это равновесие определяется потоком радиации в самых центральных частях линий



Фиг. 2. Схематический контур К- и Н-линий в невозмущенных частях солнечного диска (жирная линия) и во флоккулах (линия $dcaqaqacd$)

Н и К. Указанный поток мы обозначим как F_{ν_0} ; б) равновесие должно иметь место только для невозмущенных частей солнечной поверхности, ибо только для этих частей имеет место численное равенство между тяготением и селективным давлением радиации. Поэтому поток F_{ν_0} в невозмущенных частях солнечной поверхности мы можем называть «равновесным потоком»; в) установленное равенство между тяготением и селективным давлением радиации имеет самый общий характер в том смысле, что оно не связано с какими-либо специальными теориями хромосферы. Вопрос о равновесии ионов Ca^+ под действием давления радиации возникает лишь в отношении более глубоких частей хромосферы. Однако здесь мы имеем дело с другими факторами. Данная проблема обсуждена автором в его другой работе [8].

Из всего изложенного следует, что для разрешения нашей основной проблемы о выбрасывании геоактивных корпускул мы должны обратиться к изучению таких областей на солнечной поверхности, где указанное равновесие отсутствует. К таким областям следует отнести флоккулы, факелы (совпадающие с флоккулами в очертаниях) и, наконец, эрупции. Для того чтобы уяснить это, обратимся к фиг. 2. На этом чертеже (имеющем только схематический характер) жирной линией изображен контур линии К в спектре невозмущенных частей солнечной поверхности. Центральная,

* См., например, Амбарцумян. Теоретическая астрофизика. ГОНТИ, 1939, стр. 113.

наименее интенсивная часть контура, расположенная при частоте ν_0 , дает «равновесный поток» F_{ν_0} . В возмущенных же частях солнечной поверхности контур имеет вид, представленный кривой *dsagaagacd*. Следовательно, этот контур совпадает с нормальным контуром только в крыльях, т. е. на участках *cd*. Наибольшее отклонение от нормального контура имеет место в самых центральных частях линии, между точками *qq*. Эти центральные части обозначаются символом K_2 . Максимальный поток, соответствующий линии K_2 , обозначен на фиг. 2, как $F_{\nu}^{(2)}$. В точках *qq* поток F_{ν} достигает своего минимального значения $F_{\nu}^{(1)}$. Центральная выемка при частоте $\nu = \nu_0$ носит название K_3 -линии. Для данного вопроса эта, весьма небольшая выемка, большого значения не имеет.*

Наиболее существенными параметрами для дальнейшего являются величины

$$\alpha_1 = \frac{F_{\nu}^{(1)}}{F_{\nu_0}}, \quad (16)$$

а также

$$\alpha_2 = \frac{F_{\nu}^{(2)}}{F_{\nu_0}}. \quad (17)$$

К сожалению, в количественном отношении эти величины изучены мало. Кроме того, они весьма различны для различных возмущенных мест. Так, например, в обычных флоккулах величина α_2 достигает нескольких единиц, а в эрупциях даже нескольких десятков. Величина α_1 заметно меньше. Однако и здесь, даже в слабых флоккулах и факелах, поток $F_{\nu}^{(1)}$ превышает «равновесный поток» F_{ν_0} на несколько десятков процентов.

Из всего изложенного следует, что над указанными возмущенными областями солнечной поверхности равновесие каждого однажды ионизованного атома кальция невозможно. Для того чтобы понять это, напомним, что селективное давление радиации на какой-либо ион Ca^+ (так же как на любой другой атом) определяется выражением

$$p'_{\sigma} = \frac{\pi \int F_{\nu} \alpha_{\nu} d\nu}{c}, \quad (18)$$

где α_{ν} — атомный селективный коэффициент поглощения, причем интеграция идет по сфере всей линии поглощения (для ионов Ca^+ по обеим линиям H и K). С другой стороны, коэффициент α_{ν} для иона Ca^+ , будучи атомной постоянной, одинаков как над возмущенными, так и над невозмущенными частями Солнца. Следовательно, различие в p'_{σ} определяется только различием в потоке. И так как во всех частях линий H и K поток F_{ν} больше, чем равновесный, т. е. F_{ν_0} , ионы Ca^+ будут ускоряться наружу. Это ускорение должно быть во всех случаях достаточно эффективным. В самом деле, мы должны помнить, что в частоте ν_0 поток F_{ν_0} сообщает ионам Ca^+ ускорение, равное ускорению силы тяжести $g_{\odot}$ на поверхности Солнца ($2.74 \times 10^4 \text{ см/сек}^2$). Следовательно, даже в наименее интенсивных частях контура *dsagaagacd*, т. е. вблизи точки *q* с потоком $F_{\nu}^{(1)}$, ускорение, сообщаемое иону Ca^+ давлением радиации, составляет несколько десятков процентов величины $g_{\odot}$.

В соответствии с идеями Милна [9] процесс выброса ионов Ca^+ с поверхности Солнца должен представляться в рассматриваемом случае сле-

* Такой же контур в возмущенных частях Солнца имеет линия H.

дующим образом. Поскольку полуширина линии K_2 в спектрах флоккул и факелов весьма мала и равна по порядку 25 км/сек, а поток $F_{\nu}^{(2)}$ превосходит «равновесный поток» F_{ν_0} в несколько раз, ионы Ca^+ будут приобретать эту скорость чрезвычайно быстро. Так, например, при $\alpha_2 = 3$ эта скорость будет приобретаться всего за ≈ 46 сек. Достигнув этой скорости, ион Ca^+ в силу эффекта Доплера попадет в область более низких ускорений вблизи точки q .^{*} Однако и в этой области ион будет увеличивать свою скорость, ибо во всей линии $F_{\nu} > F_{\nu_0}$. Благодаря этому процессу, т. е. непрерывному увеличению скорости, ион Ca^+ будет двигаться не только в пространстве, удаляясь непрерывно от Солнца, но и внутри крыла линии, продвигаясь налево по контуру от точки q . Следовательно, поток F_{ν} , действующий на ион, будет вновь увеличиваться. В конце концов ион, пройдя все левое крыло линии (т. е. зайдя за точку d), перейдет в область непрерывного спектра. Однако благодаря убыванию потока F_{ν} с расстоянием (грубо говоря, как r^{-2}) скорость иона не будет возрастать неограниченно: в конце концов последний приобретет некоторую предельную скорость v_{∞} , близкую к 1900 км/сек (см. раздел 6).

Из сказанного следует, что из областей, расположенных над флоккулами, факелами и эрупциями, должно иметь место непрерывное истечение ионов Ca^+ . Следует еще раз напомнить, что это истечение высокоскоростных ионов может начаться только из внешних слоев хромосферы, ибо во внутренних частях последней поток F_{ν} при частоте ν_0 наверняка меньше, чем «равновесный поток» F_{ν_0} . Кроме того, во внутренних частях хромосферы решающую роль должно играть сопротивление со стороны водородных атомов. О том, что действительно истечение ионов Ca^+ с большими скоростями не затрагивает внутренних слоев хромосферы, говорит смещение линий K_3 и H_3 , которые, согласно Перепелкину [10], возникают на уровне $h \approx 1850$ км (повидимому, эта цифра слегка занижена). Эти линии, по Сент Джону и Деяндрю, указывают над флоккулами на слабое нисходящее движение со скоростью порядка 1 км/сек.

Допуская, что ионы Ca^+ над факелами и флоккулами тождественны геоактивным корпускулам, мы должны еще задать вопрос о том, достаточно ли концентрация ионов Ca^+ над хромосферой для того, чтобы дать заметный геомагнитный эффект. Повидимому, нужно считать, что концентрация ионов Ca^+ , вылетающих с поверхности Солнца, не должна быть во внешних слоях хромосферы меньшей чем 10^5 — 10^7 ионов на 1 см^3 . В самом деле, как мы уже указывали, ослабление этой концентрации на расстоянии Земли, происходящее вследствие увеличения сечения корпускулярного пучка, характеризуется фактором 1 : 46 000.

Следует сразу же указать, что над нормальной, невозмущенной поверхностью Солнца указанное условие заведомо не выполняется. Точные цифры сейчас трудно указать, однако отличие от величин 10^5 — 10^7 может достигать здесь нескольких порядков. Однако над возмущенными частями солнечной поверхности положение совершенно иное. Действительно, над этими частями поток $F_{\nu}^{(2)}$ в линиях Н и К в несколько раз больше «равновесного». Следовательно, из тех частей солнечной хромосферы, которые расположены непосредственно над уровнями возникновения линий H_2 , K_2 , H_3 , K_3 , будет идти усиленная поставка ионов Ca^+ в более высокие слои последней. В пользу того, что над факелами и флоккулами концентрация ионов Ca^+ действительно аномально высока, говорят следующие наблюдательные факты. Так, например, в своей работе Гневышев [11] отмечает, что проведенные им измерения указывают на превышение высоты хромосферы в возмущенных областях по сравнению с таковой же в невозмущенных на 4000—5000 км.

^{*} Мы, конечно, рассматриваем сейчас только фиолетовый край линии К.

Далее, весьма часто над активными областями хромосфера имеет вид сетки: бурлящая поверхность представляется состоящей из ярких облаков, часть которых дает начало небольшим возвышениям с диффузными краями [12], и т. д.*

Таким образом, в отношении концентрации выбрасываемых ионов Ca^+ рассмотренный нами механизм, повидимому, не встречает пока существенных возражений. Кроме того, следует добавить, что и с геофизической (в частности, геомагнитной) точки зрения требуемая концентрация геоактивных частиц еще с достоверностью не установлена. Расхождение в оценках у ряда авторов достигает нескольких порядков.

Далее, необходимо отметить еще следующее обстоятельство, которое мешает оценкам наблюдаемых концентраций ионов Ca^+ . А именно: следует иметь в виду, что ионы Ca^+ над флоккулами, вследствие рассматриваемого нами ускоряющего механизма, могут иметь самые различные скорости, т. е. должна иметь место сильная дисперсия в величине последних**. Это означает, что эмиссия, создаваемая ионами Ca^+ , будет распределяться на относительно широком диапазоне скоростей, а поэтому будет иметь место ее ослабление. Следовательно, по наблюдаемой яркости Н- и К-линий во внешних слоях хромосферы (и еще выше) над флоккулами и т. д. судить непосредственно о концентрации ионов Ca^+ нельзя.

6. Излагая механизм выбрасывания ионов Ca^+ с поверхности Солнца под действием селективного давления радиации, мы не учли следующих важных факторов: а) ионизации ионов Ca^+ солнечной радиацией на их пути от Солнца к Земле; в то же время уже на ион Ca^{++} селективное давление радиации в солнечных условиях совершенно ничтожно; б) ионизации ионов Ca^+ в результате прохождения их через внутреннюю корону, кинетическая температура которой весьма высока (порядка $1\,000\,000^\circ$); в) сопротивление со стороны корональной материи. Влияние этих факторов мы сейчас и рассмотрим.

Рассмотрим первый из них. Выброшенный из Солнца и непрерывно от него удаляющийся ион Ca^+ находится все время в поле солнечной радиации. Поэтому, если этот ион движется не слишком быстро (особенно вначале), то через некоторый промежуток времени он будет ионизован, т. е. превратится в ион Ca^{++} , давление радиации на который, как указывалось, совершенно ничтожно. Правда, после ионизации он может вновь рекомбинироваться с электроном. Однако вычисления показывают [5], что процесс рекомбинации есть процесс весьма медленный. За то время, пока ион успеет рекомбинироваться, он потеряет, благодаря действию тяготения, всю приобретенную им ранее скорость.

Следовательно, для того чтобы ион Ca^+ смог вылететь из Солнца со скоростью порядка 1000 км/сек , нужно, чтобы к моменту ионизации он уже имел достаточно большую скорость. Время t^* , затрачиваемое им на приобретение этой последней скорости, должно быть не большим чем среднее время жизни иона, т. е. среднее время, после которого ион Ca^+ превращается в ион Ca^{++} .

Для того чтобы получить представление о величине t^* , мы должны изу-

* Наиболее существенным здесь является то обстоятельство, что в данном случае происходит непрерывное выбрасывание этих облаков — «протуберанцев» — снизу (из основания хромосферы) вверх. Тем самым происходит непрерывное восполнение тех ионов Ca^+ , которые улетают с поверхности Солнца (процессы диффузии ионов Ca^+ снизу были бы чрезвычайно неэффективными). Кроме того, вполне возможно, что эта «клочковатость» внешней поверхности хромосферы и объясняет то, что геомагнитные возмущения характеризуются наличием отдельных, иногда резко выраженных импульсов.

** Торможение ионов Ca^+ атомами водорода должно в данном вопросе играть большую роль.

чить движение иона Ca^+ под действием радиации в сфере линий Н и К. Этот вопрос уже изучался Милном [9]. Однако его интересовала только зависимость скорости v от расстояния. Мы же должны найти зависимость скорости от времени. При этом мы будем следовать схеме Милна. А именно: мы допустим, что контур К-и Н-линий имеет V-образную форму. Наблюдения Теккерей [13] и Миннаерта [14] показывают, что за исключением крайних крыльев ($c|\lambda - \lambda_0| \geq 8-9 \text{ \AA}$) это приближение вполне допустимо. На фиг. 3 мы изобразили принятый к вычислению контур К-линии (жирная линия). Пунктирная линия указывает ход наблюдений. Между точками P_0 и P'_0 оба контура практически совпадают. Замена наблюдаемого контура на V-образный в крыльях линий за точкой P_0 слегка ослабит для соответствующих скоростей действующий поток. Однако это ослабление для нас не играет существенной роли, ибо мы сейчас по существу интересуемся лишь грубой оценкой величины t^* . Далее мы не будем вводить линии K_2 . Действительно, роль этой линии, хотя и очень интенсивной, будет сводиться в данном случае лишь к тому, что ионы Ca^+ будут приобретать благодаря ее существованию начальные скорости v_0 . Правда, в точке q фиг. 2 поток F_λ во флоккулах и факелах будет заметно отличаться от потока F_λ в нормальном контуре для той же частоты. Однако ввиду отсутствия соответствующих достаточно надежных наблюдательных данных мы этим различием пренебрежем. Тем самым мы слегка повысим находимые из вычислений значения для t^* . Перейдем теперь к конкретным подсчетам. Часть из них, относящаяся к получению зависимости v от r , содержится в цитированной выше работе Милна. Согласно эффекту Доплера, будем иметь

$$v = c \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0}, \quad (19)$$

а для точки P_1

$$v_{P_1} = V = c \frac{\delta\lambda}{\lambda_0}. \quad (20)$$

Далее, до точки P_1 будем иметь

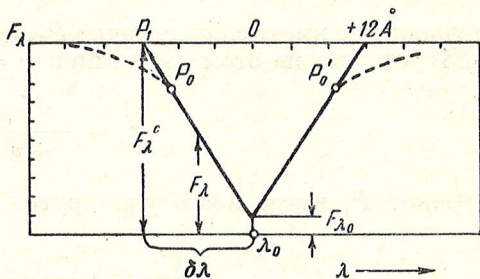
$$F_\lambda - F_{\lambda_0} = [F_\lambda^c - F_{\lambda_0}] \frac{\lambda_0 - \lambda}{\delta\lambda}. \quad (21)$$

Так как точка с F_{λ_0} соответствует равновесию ионов Ca^+ , мы будем для уравнения движения иметь

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = g_\odot \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^2 \frac{F_\lambda - F_{\lambda_0}}{F_{\lambda_0}}. \quad (22)$$

Используя (19), (20) и (21), найдем

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{F_\lambda^c - F_{\lambda_0}}{F_{\lambda_0}} \frac{g_\odot}{V} \left(\frac{r_\odot}{r} \right)^2 \frac{dr}{dt}. \quad (23)$$



Фиг. 3. Контур линий К и Н, использованный в вычислениях

Умножая обе части (23) на dt и интегрируя, найдем

$$v = \frac{dr}{dt} = v_0 + \alpha \left(1 - \frac{r_{\odot}}{r} \right), \quad (24)$$

где

$$\alpha = \frac{F_{\lambda}^c - F_{\lambda_0}}{F_{\lambda_0}} \frac{r_{\odot} g_{\odot}}{V} \quad (25)$$

и v_0 — начальная скорость вылета.

Интегрируя (24) и полагая, что в момент $t = 0$ имеем $r = r_{\odot}$, получим

$$(\alpha + v_0)(r - r_{\odot}) + \alpha r_{\odot} \ln \frac{(v_0 + \alpha)r - \alpha r_{\odot}}{r_{\odot} v_0} = (v_0 + \alpha)^2 t. \quad (26)$$

Это уравнение имеет силу до точки P_1 , где $r = r_1$. Величина r_1 определится из (24) тем, что на этом расстоянии $v = V$. Это дает

$$r_1 = \frac{\alpha r_{\odot}}{\alpha + v_0 - V}. \quad (27)$$

За точкой P_1 имеет место уже другое уравнение:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{F_{\lambda}^c - F_{\lambda_0}}{F_{\lambda_0}} \frac{g_{\odot} r^2}{r^2}. \quad (28)$$

Интегрируя его умножением на $2 \frac{dr}{dt}$ и принимая во внимание, что на расстоянии $r = r_1$ мы имеем $v = V$, получим после переделок

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{2\alpha V r_{\odot}} \sqrt{\frac{1}{f} - \frac{1}{r}}, \quad (29)$$

где

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{r_1} + \frac{V}{2\alpha r_{\odot}}. \quad (30)$$

При $r \rightarrow \infty$ мы получим предельную скорость v_{∞} . Согласно (29) она определяется следующим образом:

$$v_{\infty} = \sqrt{\frac{2\alpha V r_{\odot}}{f}}. \quad (31)$$

Следовательно, согласно (29) и (31)

$$v = \frac{dr}{dt} = v_{\infty} \sqrt{\frac{r - f}{r}}. \quad (32)$$

Интегрируя (32) и принимая во внимание, что расстояние $r = r_1$ достигается в момент $t = t_1$, получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} f \ln \frac{(V r_1 - V r_1 - f)(V r + V r - f)}{(V r_1 + V r_1 - f)(V r - V r - f)} + \\ + \sqrt{r(r - f)} - \sqrt{r_1(r_1 - f)} = v_{\infty} (t - t_1). \end{aligned} \quad (33)$$

Для проведения конкретных вычислений мы возьмем $\delta\lambda = 12\text{\AA}$. Это значение следует из экстраполяции прямолинейной части контуров Текке-

рея и Миннаерта. Для этого $\delta\lambda$ получается $V = 912$ км/сек. Далее, для центральной остаточной интенсивности мы возьмем значение $(F_{\lambda_0} : F_{\lambda^c}) = 0.077$, * что дает

$$\frac{F_{\lambda^c} - F_{\lambda_0}}{F_{\lambda_0}} = 12.$$

Для v_0 мы возьмем $v_0 = 25$ км/сек. Эта величина нами указывалась уже ранее. Для r_1 и v_{∞} вычисления дали

$$\frac{r_1}{r_{\odot}} = 1.549; \quad v_{\infty} = 1944 \text{ км/сек.}$$

Результаты вычислений, проведенных на основании формул (24), (26), (32) и (33), представлены в нижеследующей табл. 1.

Таблица 1

$\frac{r}{r_{\odot}}$	v (км/сек), формулы (24) и (32)	$\lambda - \lambda_0$ [Å], формула (19)	t [сек], формулы (26) и (33)
1.05	144	1.9	505
1.1	252	3.3	668
1.2	444	5.8	890
1.3	602	7.9	1070
1.4	740	9.7	1125
1.549	912	12.0	1250
1.75	1081	14.2	1348
2.0	1223	16.1	1458
2.5	1397	18.4	1665
3.0	1502	19.8	1861
∞	1944	25.6	∞

Рассмотрим теперь то интересующее нас время t^* , которое необходимо, чтобы ион приобрел при $r \rightarrow \infty$ достаточно большую скорость, например, $v_{\infty}^* = 1000$ км/сек, если он в момент t^* на расстоянии r_* от Солнца становится ионизованным. После момента t^* его движение будет происходить только в поле тяготения Солнца. Эта скорость v_{∞}^* определяется из хорошо известных формул следующим образом: **

$$v_{\infty}^* = \sqrt{v_{t^*}^2 - [v_{\infty}(r_*)]^2}, \quad (34)$$

где v_{t^*} — скорость, которую ион Ca^+ уже приобрел под действием давления радиации в момент t^* , а $v_{\infty}(r_*)$ — обычная параболическая скорость вылета на расстоянии r_* .

Подсчеты, произведенные на основании табл. 1 и этой формулы, показывают, что ион приобретает указанную скорость $v_{\infty}^* = 1000$ км/сек за время $t^* \approx 1380$ сек, что соответствует примерно $(r_*/r_{\odot}) = 1.80$. Учитывая замену наблюдаемого контура в крайних частях крыльев на V-образный, эту величину следует несколько повысить. Во всяком случае как верхний предел мы можем принять $t^* = 1500$ сек. Эту величину мы и должны сравнить со временем жизни иона Ca^+ .

Допустим, что интенсивность непрерывной радиации, излучаемой Солнцем, описывается формулой Планка*** с эффективной температурой T_e ,

* Согласно Теккерю [13].

** См., например, М у л ь т о н. Введение в небесную механику. ОНТИ, 1935, стр. 50.

*** Независимо от направления выходящей радиации.

Далее, пусть коэффициент непрерывного поглощения для иона кальция за частотой его ионизации ν_0 есть k_ν .

Тогда количество квант с частотой $\nu \geq \nu_0$, поглощаемых ежесекундно одним ионом Ca^+ , будет

$$N_c = 4\pi W \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{k_\nu B_\nu(T_e)}{h\nu} d\nu, \quad (35)$$

причем поглощение каждого такого кванта ведет к образованию иона Ca^{++} . W — есть фактор дилуции для расстояния r . Полагая, что

$$k_\nu = k_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^3 \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right), \quad (36)$$

а также считая, что

$$W = \frac{1}{2}, \quad k_0 = 10^{-17}, \quad T_e = 5710^\circ,$$

найдем, что среднее время жизни иона Ca^+

$$\bar{\tau} = \frac{1}{N_c}. \quad (37)$$

несколько больше чем 200 сек. * В то же время мы нашли, что $t^* = 1500$ сек., т. е. $t^* > \bar{\tau}$. Однако к преодолению этой трудности имеется ряд путей.

а) Мы считали, что и за частотой ионизации ν_0 интенсивность излучения соответствует 5710° . Однако это не так. Согласно подсчетам Унзоляда [15], стр. 234, количество ионов Ca^+ в обрабатываемом слое Солнца над 1 см^2 фотосферической поверхности составляет около 2.5×10^{19} . Если, как мы приняли, коэффициент непрерывного поглощения при частоте ν_0 равен $\sim 10^{-17}$, то сразу же за пределом ν_0 оптическая толщина обрабатываемого слоя будет порядка 250. А это означает, что мы будем в этих частотах получать радиацию не температуры 5710° , а радиацию, соответствующую практически поверхностной температуре Солнца, так, как это имеет место, например, за пределом серии Бальмера у звезд класса А. Оценим возможное влияние этого эффекта. Для этого вычислим отношение

$$\beta = \frac{B_{\nu_0}(T_0)}{B_{\nu_0}(T_e)}, \quad (38)$$

где T_0 — поверхностная температура Солнца. Беря для последней величину $T_0 = 4800^\circ$, как это следует из известного соотношения $T_0 = \sqrt[4]{0,5} T_e$, мы находим, что для ν_0 величина $\beta \approx 10^{-2}$! Следовательно, данный эффект оказывается чрезвычайно существенным. Если же, например, оказалось бы, что $k_0 = 10^{-18}$ или 10^{-19} , то, согласно (35), (36) и (37), величина $\bar{\tau}$ увеличилась бы в соответственное число раз ** (не учитывая, конечно, понижения континуума, которое так же увеличит $\bar{\tau}$).

Далее, и за пределом серии Лаймана оптическая толщина обрабатываемого слоя исключительно велика, что также ведет к замене $B_\nu(T_e)$ на $B_\nu(T_0)$. Следовательно, на всем протяжении от ν_0 далеко за $\lambda = 911 \text{ \AA}$ в ульт-

* Эти подсчеты содержатся также в работе Пикельнера, публикуемой в настоящем выпуске.

** В своей работе Бейтс и Мессе находят для k_0 величину 2.4×10^{-19} (см. Proc. Roy. Soc. A 177, 281, 1941). Если эта величина не содержит большой ошибки, то время $\bar{\tau}$ повышается в 40 раз, что более чем обеспечивает вылет ионов Ca^+ даже при $T_0 = 5710^\circ$.

трафиолет, интенсивность ионизирующей непрерывной радиации будет ослаблена.

В связи с проведенными только что вычислениями необходимо сделать следующее замечание. Ряд авторов считает, что, наоборот, за пределами серий в ультрафиолете мы имеем дело с сильным аномальным избытком в интенсивности радиации. Это связывается, например, с предположением о том, что температура во внешних слоях солнечной атмосферы над флоккулами может быть выше, чем средняя температура обрабатываемого слоя в тех же флоккульных областях (т. е. имеет место инверсия температуры). Однако в этой гипотезе ультрафиолетового избытка имеют место следующие серьезные трудности: 1) Повышение кинетической температуры у материи над флоккулами даже на несколько тысяч градусов может повысить интенсивность ультрафиолетовой радиации в небольшой степени. Это обстоятельство, на которое до сих пор не обращалось никакого внимания, играет в данном вопросе чрезвычайно важную роль. Оно связано с тем, что в силу небольшой плотности материи в атмосфере Солнца ее собственное излучение по сравнению с проходящей из внутренних частей радиацией играет ничтожную роль. Данный вопрос рассмотрен автором [16]. 2) Известно, что эрупции, являющиеся фактически теми же флоккулами, но с резко усиленным возбуждением и ионизацией, почти совсем не влияют на проводящие ионосферные слои F_1 , F_2 , E . Иначе говоря, обусловленное эрупциями гипотетическое усиление солнечной радиации за пределом серии Лаймана оказывается совершенно второстепенным фактором. Повидимому, их основное действие ограничивается областью вблизи линии L_α , где имеется «окно» в нашей земной атмосфере. Эта более «мягкая» радиация и влияет, как в настоящее время считается, на слой D .

Таким образом, излучение флоккул в интересующей нас области спектра не может быть аномально высоким. Дополнительно вопрос об ультрафиолетовом избытке будет обсужден в конце раздела 8.

б) Мы должны учесть то обстоятельство, что в далеком ультрафиолете имеет место сгущение линий поглощения различных элементов и, особенно, резонансных. Этот фактор также ослабляет интенсивность ионизирующего непрерывного спектра*. В частности, следует упомянуть влияние линий L_β , L_γ , L_δ и т. д., т. е. сгущение линий лаймановской серии перед ее пределом.

в) Мы должны иметь в виду то обстоятельство, что величина τ дает нам среднее время жизни иона Ca^+ . В то же время закон убывания числа неионизованных атомов со временем имеет вид

$$N_t = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (39)$$

где N_0 — число этих атомов (в нашем случае ионов Ca^+) в начальный момент. Из формулы (39) следует, что если $t : \tau$ не слишком велико, например, не больше чем 2—3, то достаточно большое число ионов Ca^+ может существовать в неионизованном состоянии в течение времени $2\tau - 3\tau$.

Из всего сказанного следует, что ионизация радиацией не является серьезным фактором, препятствующим выбросу ионов Ca^+ .

Рассмотрим теперь два других фактора. Влияние высокой электронной температуры во внутренней короне как фактора, ведущего к ионизации

* Из-за этого непрерывный спектр Солнца понижен при $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ по сравнению с V_γ (5710°) приблизительно в 20 раз, см. У.Ф.Н. 34, 497, 1948.

пролетающих через последнюю ионов Ca^+ , является гораздо более существенным, чем влияние ионизации радиацией. Вычисления Пикельнера * показали, что ионизация ионов Ca^+ электронами внутренней короны наступает весьма быстро — фактически за секунды. Это обстоятельство связано с чрезвычайно высокой электронной температурой последней. Как уже указывалось, она достигает миллиона градусов.

Влияние другого фактора — сопротивления со стороны материи, составляющей внутреннюю корону — является также весьма серьезным, как это показывают, например, расчеты Пикельнера (см. ту же работу). Правда, можно было бы попытаться улучшить положение тем, что допустить выбрасывание весьма массивных сгустков, состоящих из ионов Ca^+ , с плотностью, сравнимой с плотностью короны. В этом случае указанные сгустки могли бы увлекать за собой корональную материю. Кроме того, за время следования такого сгустка через внутреннюю корону электроны короны не смогли бы проникнуть во внутренние его части. Однако элементарные подсчеты показывают, что для этого необходимо постулировать слишком большие размеры у этих сгустков, что весьма мало вероятно. Все, подобное этой, попытки приводят в конце концов к тем или иным трудностям. Так, например, модель, рассмотренная автором в его предварительном сообщении, ** связана со следующей трудностью. А именно: в данном случае нельзя объяснить наличие в основании флоккул высокоионизованной корональной материи (Ca XV), ибо скорость ионов Ca^+ в начале их пути слишком мала, а следовательно, мала и их ионизирующая способность. Кроме того, здесь же можно выставить и ряд других возражений. Вообще, если плотность корональной материи зависит только от расстояния от Солнца, то прохождение ионов Ca^+ через внутреннюю корону под действием селективного давления радиации представляется невозможным. Более того, роль внутренней короны как сопротивляющейся среды должна быть в указанном случае исключительно серьезным фактором при любом механизме выбрасывания геоактивных корпускул с поверхности Солнца. Прохождение геоактивной материи через корону в этом случае возможно лишь тогда, когда эта материя достаточно плотна, а сила, действующая на нее, достаточна велика. В этом случае будет увлечение корональной материи со скоростью геоактивных корпускул, чего никогда не наблюдалось. Во всех случаях, включая и активные области, корональная материя, если и движется наружу, то с относительно небольшими скоростями, порядка одного-двух десятков км/сек. Следовательно, предположение о равномерной структуре солнечной короны, и особенно внутренней, в «горизонтальных» направлениях мы должны поставить под сомнение. В данном отношении решающими являются следующие наблюдаемые факты.

а) Визуальные*** наблюдения Вальдмейера [6], стр. 211, произведенные в монохроматическом свете корональной линии 5303, показали, что внутренняя солнечная корона отнюдь не является однородным образованием. Напротив, по крайней мере ее части, более близкие к Солнцу, имеют, с несомненностью, лучевой характер. Так, описывая весьма активную область короны (наблюдения 16/II 1939 г.), Вальдмейер указывает, что корона в этой области имела весьма тонкую лучевую структуру. Эта структура была достаточно отчетливо выражена, так, как это имеет место в случае протуберанцев. В частности, указанные лучи были подобны небольшим весьма ярким и быстро изменяющимся протуберанцам, наблюдаемым в очень активных областях, где они в основном имеют вид небольших копий.

* См. стр. 63 этого же выпуска.

** ДАН СССР, 56, № 3, 245, 1947.

*** Применение фотографического метода здесь связано пока с рядом трудностей.

Аналогичный пример, характеризующий отсутствие однородности в структуре внутренней короны, представлен Вальдмейером в другой его работе [17]. В этой работе на фиг. 6, стр. 192, изображены корональные образования, имеющие вид выбросов материи вверх: наблюдения производились в линии 5303, 21/IX 1941 г. и относятся к моменту 6^h25^m . Как показывает фиг. 1 его работы (стр. 183), в 6^h08^m , т. е. за 17 мин. до корональных наблюдений, в рассматриваемой области (позиционные углы $279-289^\circ$) не имелось никаких обычных протуберанцев, т. е. указанные корональные выбросы суть чисто корональное явление.

Из изложенного следует, что высокотемпературная материя, составляющая внутреннюю корону, заполняет последнюю отнюдь не непрерывно, а имеет лучевую структуру.

К сожалению, достаточно исчерпывающих наблюдений, проведенных во время затмений в обычных визуальных и фотографических лучах, пока в данном отношении не имеется. В последнем случае весьма большую роль играют различные фотографические эффекты, и в частности влияние зерна пластинок. Действительно, следует иметь в виду, что корональные лучи, изучавшиеся Вальдмейером в λ 5303, весьма тонки, и влияние зерна здесь может оказаться решающим фактором. Тем не менее некоторые указания о наличии весьма тонкой структуры во внутренней короне уже имеются. Они относятся в основном к структуре полярных лучей. В этом случае вдоль луча зрения проектируется меньшее количество материи, чем в случае экваториальных областей, а следовательно, изучение и вообще распознавание тонкой структуры произвести гораздо легче. Эти, пока что немногочисленные указания таковы: С. Всехсвятский, Е. Бугославская и А. Дейч в своей работе [18], посвященной изучению короны 1936 г., отмечают то обстоятельство, что полярные лучи состоят из чрезвычайно тонких струй. К тому же заключению в отношении затмения 1936 г. приходит и Н. Бугославская [19]. Наконец, в отношении затмения 1941 г. то же самое находит и Е. Бугославская [20].

Лучевая структура короны, * и в особенности в отношении высокоионизованной материи, ибо линия 5303 обусловлена ею, дает нам сразу же возможность избежать основных трудностей, а именно: допущение о том, что выброшенные ионы Ca^+ движутся между указанными лучами, означает, что: 1) сопротивление со стороны корональной материи должно резко ослабеть, если не полностью упасть до нуля; 2) ионизация ионов Ca^+ при их движении через внутреннюю корону будет определяться в основном только радиацией Солнца; влияние же этого фактора, как мы видели выше, не является существенным.

б) О том, что внутренняя корона не сплошь заполнена материей, имеющей чрезвычайно высокую температуру, говорят также следующие наблюдательные факты. А именно, применение кинематографии к изучению протуберанцев показало, что в весьма большом числе случаев последние возникают в корональном пространстве. Согласно Петтиту [21], в корональном пространстве возникают протуберанцы таких типов, как, например, собственно корональные (coronals), корональные облака (coronal clouds), обычные корональные протуберанцы солнечных пятен (common coronal sunspot). Из указанных типов особенно эффектны «корональные облака». Образование этих протуберанцев рисуется следующим образом. В корональном пространстве (во внутренней короне) появляется небольшое облачко, которое быстро увеличивается в размерах. Через некоторое время из него начинают струями вытекать материя в н и з к хромосфере.

Фундаментальнейшее обстоятельство в данной связи состоит в том, что протуберанцы, в о з н и к а ю щ и е во внутренней короне, могут

* И вообще сильная неоднородность в горизонтальном направлении.

фотографироваться в линиях водорода и кальция *. При этом в высшей степени невероятно, что происхождение корональных атомов водорода, ионов Ca^+ и т. д. есть результат рекомбинации ионов Fe XIV и т. д. Наблюдения указывают, что образование корональных протуберанцев, т. е. появление и развитие светящейся материи, состоящей из H , Ca^+ и т. д., происходит иногда весьма быстро. Как указывает Петтит (см. там же), все это занимает иногда несколько минут. В то же время при низкой электронной концентрации во внутренней короне и высоких скоростях электронов (низкое сечение рекомбинации) рекомбинация является весьма медленным процессом. Далее, плотность образующихся протуберанцев на несколько порядков выше, чем плотность корональной материи. Все это может быть объяснено, например, тем, что в корональном пространстве помимо таких ионов, как Fe XIV и т. д., всегда присутствует с гораздо меньшей плотностью и материя, состоящая из обычных хромосферных атомов и ионов, таких, как H , Ca^+ и т. д.** Конденсация этой материи в силу каких-то нам пока не известных причин и может приводить к появлению протуберанцев.

Далее, сосуществование в одной и той же области короны материи, состоящей из высокоионизованной материи (включающей ионы Fe XIV и т. д.) и обычной хромосферной материи, может мыслиться лишь в том случае, если оба вида материи как-то в пространственном отношении отделены друг от друга. Это можно легко объяснить с точки зрения наблюдений Вальдмейера, изложенных в предыдущем пункте, а именно: высокоионизованная материя должна быть с точки зрения этих наблюдений заключена в корональных лучах, в то время как относительно более слабо ионизованная — в пространстве между ними. Кроме того, так как за исключением протуберанцев эта материя не дает заметного излучения, ее плотность должна быть существенно меньше, чем средняя плотность высокоионизованной материи. Следовательно, «межлучевое» пространство должно быть относительно безопасно для пролетающих через него геосактивных ионов Ca^+ не только с точки зрения их ионизации высокотемпературными электронами, но и с точки зрения сопротивления со стороны корональной материи.

в) О том, что в солнечной оболочке может сосуществовать весьма высокоионизованная материя вместе с обычной хромосферной, говорит следующий, хотя и не вполне достоверно установленный факт, а именно: Мак Мас, Гольдберг и Молер [22] обнаружили в спектре Солнца (в различных местах его диска) широкую диффузную линию поглощения, совпадающую по положению с корональной линией 6374,5, принадлежащей Fe X . По их мнению, существование этой линии может быть связано с тем, что основная масса корональных ионов Fe X заключена в хромосфере. Иначе говоря, и здесь корональная высокоионизованная материя может находиться «рядом» с хромосферной материей, с той только разницей, что теперь уже плотность последней больше, чем первой.

В данном случае сосуществование обоих состояний материи может быть связано с тем, что хромосфера является, так же как и корона, скоплением бесчисленного количества протуберанцев — хромосферных лучей. Между этими лучами и может быть заключена корональная материя, которая сама здесь также может быть оформлена в виде корональных лучей.

Все вышеизложенное в отношении роли солнечной короны говорит в пользу того, что последняя не является серьезным фактором, мешающим процессу истечения ионов Ca^+ . Поэтому в следующем разделе мы рассмотрим

* И, повидимому, в линиях других элементов.

** К такому же заключению приходит и Петтит, см. там же.

рим уже те наблюдательные данные, которые говорят в пользу этого процесса.

7. В пользу механизма, предусматривающего выбрасывание ионов Ca^+ под действием селективного давления радиации и отождествления этих ионов с геоактивными корпускулами, говорят следующие факты и соображения.

А. Рассмотренный механизм полностью удовлетворяет всем четырем закономерностям корпускулярных потоков. Совершенно очевидно, что выбрасывание ионов Ca^+ под действием селективного давления радиации должно быть радиальным и характеризоваться относительно узким телесным углом*. Небольшое отклонение от нулевого телесного угла может быть связано со следующим фактором, а именно: те ионы Ca^+ , которые выбрасываются с периферических частей факела или флоккула, а не из центра последних, испытывают вначале давление радиации, действующее на них не вполне радиально. Это действие является гораздо более эффективным со стороны основной площади флоккула или факела (где имеются яркие K_2 - и H_2 -линии), чем с противоположной стороны. Однако указанное действие должно быть существенным только вначале, в области не больших скоростей, когда различие в потоке F_v между флоккулами и остальной поверхностью Солнца еще существенно.

На фиг. 2 эта область отмечена буквой b_1 . Уже для нее отношение $F_v(b_1) : F_v(b_0)$ близко к единице. К сожалению, из-за недостаточности наблюдательных данных точные подсчеты здесь в настоящее время затруднены. Однако приближенный учет данного эффекта показывает, что влияние последнего совершенно ничтожно. Наличие нерадиально направленных скоростей может создать телесный угол всего порядка $2-3^\circ$. И только в случае эрупций, где точка b_1 отстоит от частоты ν_0 уже далеко, роль рассматриваемого фактора становится весьма ощутимой.

Далее, к флоккулам и факелам в полной мере применима закономерность III. Действительно, известно, что одна и та же флоккульная (и факельная) область может существовать в течение многих оборотов Солнца. Это обстоятельство особенно подчеркнуто в годы, предшествующие минимуму, когда, в частности, 27-дневная последовательность геомагнитных возмущений выражена наиболее резко.

Наконец, как это совершенно очевидно, четвертая закономерность корпускулярных потоков также находится в полном согласии с изложенным механизмом. Наблюдаемая депрессия во время магнитных бурь у K- и H-линий говорит о том, что число выбрасываемых ионов Ca^+ достаточно велико.

Б. В своей предыдущей работе [23] автор указал, что прохождение флоккульных (или факельных) полей через видимый центр солнечного диска сопровождается, как правило, геомагнитными и ионосферными возмущениями. Отклонения от указанного правила наблюдались преимущественно лишь в тех случаях, когда данное факельное поле включало в себя солнечные пятна. Рассмотренный наблюдательный факт дал автору возможность в той же работе высказать гипотезу о том, что в большинстве случаев источником выбрасываемых Солнцем геоактивных корпускул являются не пятна, а факельные поля, их окружающие. Магнитное же поле самих пятен является некоторым возмущающим фактором, искривляющим траектории выбрасываемых заряженных корпускул. Искривление этих траекторий и приводит к тому, что связь между геомагнитными (и ионосферными) возмущениями и наблюдаемыми деталями на поверхности Солнца установить иногда весьма трудно. Более подробно эти результаты будут обсуждены в разделе 8. Сейчас же мы отметим, что указанный наблюдательный факт

* Оба эти условия должны выполняться при отсутствии возмущающих факторов. О влиянии последних см. раздел 8.

полностью согласуется как с первыми тремя закономерностями корпускулярных потоков, так и с нашим механизмом, рассмотренным в предыдущем разделе. Устойчивое и радиальное выбрасывание геоактивных корпускул, и именно из флоккул и факелов, является с точки зрения этого механизма вполне естественным и неизбежным процессом.

В. На основании всего имевшегося до 1943 г. материала Ньютон [24] показал, что появление весьма ярких эрупций (с интенсивностью 3+) сопровождается гораздо чаще, чем это можно было бы объяснить случайностью, сильными магнитными бурями. Промежуток между появлением эрупции, вызывающей эффект Деллинджера, и началом магнитной бури составляет в среднем около 20 час. Повидимому, единственное объяснение данного факта, как это в настоящее время считается, может состоять лишь в том, что одновременно с появлением эрупции из той области, где она наблюдается, происходит мощный выброс геоактивных корпускул. Достигая через 20 час. Земли, эти корпускулы и вызывают магнитную бурю. Имея в виду эту интерпретацию, рассмотрим соответствующий механизм явления. Следует сразу же указать, что в случае эрупций мы не имеем дела с высокоскоростным истечением ярко светящейся материи. Напротив, наблюдения показывают [25], что скорости, характеризующие эту материю, практически равны нулю. Правда, довольно часто с эрупциями оказывается связанным появление эруптивных протуберанцев. Однако данный вопрос нас сейчас не интересует, ибо протуберанцы сами по себе почти никогда не покидают Солнце. Далее, электрические силы по соображениям, изложенным в разделе 4, здесь также чрезвычайно маловероятны. Поэтому опять-таки приходится обратиться к давлению радиации.

Аномально высокая яркость линии H_{α_2} в эрупциях говорит о том, что центральные части лаймановской линии L_{α} должны быть также весьма яркими и на несколько порядков превосходить по интенсивности соседний непрерывный спектр. Таким образом, казалось бы, что здесь давление радиации на водород может стать существенным. Правда, в линии H_{α} полуширина яркой центральной линии H_{α_2} , измеренная в км/сек, в ряде случаев оказывается существенно меньшей, чем та скорость, которая сообщается геоактивным корпускулам. Однако вполне возможно, что ширина L_{α_2} линии существенно больше, чем ширина линии H_{α_2} , и, следовательно, это возражение не представляется непреодолимым. * Тем не менее существует другая весьма серьезная трудность в данном отношении. Если давление радиации на H-атомы, обусловленное эрупциями, является действительно существенным фактором, то водород над последними должен показать восходящее движение. ** В то же время наблюдения показывают, что над эрупциями линия H_{α_2} не смещена. Это обстоятельство опять-таки приводит нас к необходимости рассмотреть селективное давление радиации на ионы Ca^+ , а именно: и в линиях H и K интенсивность эруптивных площадок аномально высока. Это в соответствии с изложенным в предыдущем разделе механизмом должно привести к истечению ионов Ca^+ .

Кроме того, так как в случае эрупций расстояние $\nu_1 - \nu_0$ на фиг. 2 относительно велико, то телесный угол у корпускулярного потока должен быть гораздо большим, чем в случае флоккул и факелов. Это объясняет то обстоятельство, отмеченное Ньютоном [24], что магнитные бури могут начинаться вслед за эрупциями даже тогда, когда последние расположены на 45° от центрального меридиана Солнца в обе стороны (на боль-

* По крайней мере до тех пор, пока не будет непосредственно промерена ширина L_{α_2} -линии.

** Сопротивление здесь не играет никакой роли, так как сам водород является наиболее обильным хромосферным элементом.

ших расстояниях соответствие между эрупциями и магнитными бурями исчезает).

8. В настоящем, заключительном, разделе мы рассмотрим некоторые дополнительные вопросы, связанные с происхождением геомагнитных и ионосферных возмущений. В качестве отправной точки зрения мы используем те соображения и выводы, которые рассматривались нами в предыдущих разделах.

а) Из изложенного в настоящей работе следует, что наиболее вероятным источником геомагнитных возмущений необходимо считать флоккулы и факелы. Тем самым (в соответствии с основными положениями, изложенными в первом разделе) проблема установления связи между солнечными явлениями и геомагнитными возмущениями становится совершенно фиксированной. Мы должны изучать прохождение флоккулярных или факельных полей через видимый центр солнечного диска (радиальность потоков) и отмечать, действительно ли после каждого такого прохождения наступают геомагнитные (и ионосферные) возмущения. Первый этап такого исследования должен состоять только и только в этом. Итти обратным путем, т. е. подыскивать геомагнитным возмущениям флоккулярные поля, прошедшие только что через видимый центр солнечного диска, н е л ь з я, так как здесь необходимо учитывать дополнительные факторы, приводящие, например, к увеличению телесного угла корпускулярного потока (см. далее).

Как уже отмечалось в предыдущем разделе настоящей работы, автор установил (в 1942 г.), что указанное соответствие действительно существует [23]. Имея в виду исключительную важность данной проблемы, обсудим ее подробнее.

Сопоставление отдельных геомагнитных возмущений, входивших в 27-дневную последовательность, с кальциевыми флоккулами было произведено Ричардсоном [26]. Он нашел, что в целом ряде случаев связь между флоккулами и геомагнитными возмущениями была, за период с 1917 по 1931 г., в высшей степени вероятной. Однако в целом ряде случаев она отсутствовала, что и привело Ричардсона в общем к негативному выводу. С настоящей точки зрения эта негативность связана с тем, что Ричардсон не обращал внимания на то, проходил ли данный флоккул через видимый центр солнечного диска или нет. Так, в качестве примера указанной негативности, Ричардсон ссылается на 1930 г. В то же время автор в своей статье [23] отметил, что как раз для 1930 г. (так же, как и для 1931 г.) связь между прохождением кальциевых флоккул через ц е н т р диска и геомагнитными возмущениями была выражена особенно хорошо. Если же брать л ю б ы е флоккулы безотносительно к их широте, то даже для 1930 и 1931 гг. связь между прохождением этих флоккул вообще через центральный меридиан Солнца и геомагнитными возмущениями оказывается неопределенной.

К сожалению, никаких других работ в данном отношении больше не имеется. Все остальные работы носят в основном статистический характер, подтверждая, однако, роль кальциевых флоккул как основного геоактивного фактора. Так, например, Родес [27] на основании 25-летнего опыта в обсерватории Эбро находит, что именно кальциевые флоккулы являются наилучшим индексом солнечной активности.

Далее, как показал Гудол [28], кальциевые флоккулы в центральной зоне диска Солнца дают наилучшую корреляцию с определенными геофизическими данными, к которым, например, относятся критические частоты F_2 -слоя.

Однако мы еще раз подчеркнем, что решающей проверкой наших основных заключений является и н д и в и д у а л ь н о е сопоставление каждого флоккулярного поля, проходящего через видимый центр

солнечного диска, с последующими за этим моментом геомагнитными и ионосферными возмущениями. Какие-либо статистические соображения здесь вряд ли что-нибудь могут дать. Действительно, следует иметь в виду, что даже в годы минимума солнечной активности геомагнитная деятельность обычно весьма высока, * причем она вызывается отнюдь не только флоккулами, проходящими через видимый центр солнечного диска (см. далее). Кроме того, само прохождение флоккула через видимый центр диска может дать возмущения, длящиеся несколько дней (см. [23]). Все это приводит к тому, что чисто статистическое выделение интересующего нас эффекта оказывается связанным с весьма большими неопределенностями и может дать отрицательный ответ.

б) До сих пор мы считали, что все флоккулы (или факелы), проходящие через видимый центр солнечного диска, должны обязательно сопровождаться геомагнитными возмущениями. Тем не менее наблюдения указывают, что это не совсем так. В ряде случаев прохождение флоккул через центр не сопровождается никакими возмущениями. Здесь могут играть существенную роль следующие факторы: 1) в своей, уже цитированной работе [23] автор показал, что связь между флоккулами и возмущениями нарушалась преимущественно в тех случаях, когда внутри флоккул, проходивших через видимый центр Солнца, присутствовали солнечные пятна. В связи с этим автор высказал гипотезу о том, что пятна в данном случае являются некоторым возмущающим фактором, а именно: магнитное поле последних, воздействуя на движение заряженных геоактивных корпускул, искривляет их траектории, и тем самым радиальность в их движении нарушается. Иначе говоря, в данном случае корпускулярный пучок может миновать Землю. В пользу этой гипотезы говорит то обстоятельство, что магнитное поле солнечных пятен весьма велико (тысячи гаусс), а, кроме того, то, что движущиеся корпускулы суть ионы кальция, а не нейтральные атомы; 2) последние исследования движения протуберанцев при помощи кинематографии говорят в пользу того, что в данном случае мы имеем дело с какими-то электромагнитными явлениями. Это, повидимому, должно предполагать, что каждый протуберанец в целом обладает некоторым, отличным от нуля зарядом. Следовательно, если протуберанец находится вблизи флоккула или даже над ним, влияние его заряда на вылетающие из флоккула ионы Ca^+ может оказаться весьма существенным, т. е. и в этом случае (если, конечно, заряд протуберанца достаточно велик) радиальность в истечении геоактивных корпускул будет нарушена; 3) если над флоккулом макроскопическая структура короны (дуги, «опахала», корональные лучи всех масштабов и т. д.) заметно отличается от радиальной и даже в своих наименее плотных частях ** корона все же весьма плотна, то может вступить в действие торможение ионов Ca^+ ионами, составляющими корону. Это же может ослабить или даже вовсе прекратить истечение ионов Ca^+ .

В связи с данным фактором необходимо указать следующее обстоятельство. В своей предыдущей работе [23] автор отметил, что одна флоккулярная область, проходящая через видимый центр солнечного диска, может давать возмущения, распространяющиеся в интервале дней, намного больше, чем интервал, занимаемый этой областью. Повидимому, здесь мы имеем дело с большой дисперсией скоростей у частиц, выбрасываемых из флоккул. Происхождение же этой дисперсии можно объяснить влиянием тормозящего фактора. В силу флуктуаций в плотности корональной материи в «межлучевом» пространстве вылетающие из различных мест флок-

* Влияние закона Шпёрера совместно с I и II закономерностями корпускулярных потоков.

** Т. е. между конденсациями и лучами Вальдмейера, см. раздел 6.

кула (или в различные моменты) ионы кальция могут тормозиться в неодинаковой мере. Это и приведет к дисперсии в скоростях.

в) До сих пор мы рассматривали только те геомагнитные возмущения, которые связаны с прохождением флоккул или факелов через видимый центр солнечного диска. В то же время в определенные периоды солнечной активности, тогда, когда все активные области расположены в высоких широтах, рассматриваемая нами связь между флоккулами и возмущениями вообще теряет смысл. Действительно, в данном случае флоккулы вовсе не проходят через центр солнечного диска, а геомагнитные возмущения тем не менее имеют место. Более того, даже в благоприятные периоды, когда наблюдается весьма частое прохождение флоккул через видимый центр солнечного диска, все равно определенная часть геомагнитных возмущений никоим образом не может быть объяснена вышеописанным способом.

Таким образом, необходимо считать, что геомагнитные возмущения могут вызывать и те области Солнца, которые не включают в себя его видимого центра. Этот вопрос был кратко обсужден в предыдущей работе автора [23]. Здесь мы также будем придерживаться данного им объяснения, а именно: в соответствии со сделанными в настоящей работе выводами мы будем считать, что и в рассматриваемом сейчас случае источником геоактивных корпускул являются флоккулы, посылающие потоки ионов Ca^+ . Если бы эти потоки были строго радиальными, то никаких геомагнитных возмущений, связанных с ними, не наблюдалось бы. Следовательно, мы должны учесть влияние факторов, нарушающих радиальность. К таким факторам, как мы только что видели (пункты «б», 1 и «б», 2), относится магнитное поле пятен и электрическое поле протуберанцев.

Следовательно, проходящий через центральный меридиан Солнца (но не через его центр) флоккул со включенным в него пятном может дать возмущения по той причине, что вначале радиально направленный поток ионов Ca^+ отклоняется магнитным полем пятна и посылается совершенно случайно к Земле. Эта случайность и объясняет то, что очень часто солнечные пятна (всегда окруженные флоккулами!) не дают геомагнитных возмущений.

Однако роль солнечных пятен может и не ограничиваться отклонением потоков от радиальности. А именно воздействие магнитных полей пятен на заряженные ионы Ca^+ может вести также к увеличению телесного угла потока. Результирующий эффект будет, очевидно, тот же, что и в случае отклонений от радиальности.

Далее, повидимому, следует ожидать, что этот эффект будет тем больше, чем больше будет пятно (т. е. магнитное поле). Следовательно, связь между прохождением солнечных пятен через центральный меридиан Солнца и геомагнитными возмущениями должна быть тем теснее, чем крупнее группы пятен — факт, имеющий место в действительности [29].

Из всего вышеизложенного вытекает, что все геомагнитные возмущения корпускулярной природы следует связывать с наличием потоков ионов Ca^+ , идущих из флоккулов или факелов (а также из эрупций). В какой мере это представление является правильным, сейчас сказать трудно, ибо явления на поверхности Солнца столь сложны, что всегда может открыться какая-либо новая совершенно неожиданная возможность. Однако наше исследование сузило круг этих возможностей. Так, например, выбрасывание геоактивных атомов в результате взрывных и радиоактивных процессов, а также процессов, связанных с движением ионов под действием электростатического отталкивания, представляется в высшей степени маловероятным. Более того, если бы указанная возможность и была открыта, нам представляется весьма вероятным, что все равно она оказалась бы лишь некоторым дополнением к процессу истечения ионов Ca^+ под действием давления радиации.

г) В связи с заключительными замечаниями, содержащимися в предыдущем пункте, представляется интересным обсудить последние результаты, полученные Шепли и Робертсом [30] с коронографом Лию в Клаймаксе (Америка). Основываясь на своих наблюдениях, произведенных в корональной линии 5303, они утверждают, что в 1942—1944 гг. геомагнитные возмущения начинались тогда, когда наиболее интенсивные части яркой корональной области были расположены от центрального меридиана на $40-45^\circ$ к востоку. Следовательно, если речь идет о корпускулярных потоках, эти результаты означают, что геоактивные корпускулы выбрасываются под углом примерно $40-45^\circ$ к нормали (вперед по отношению к направлению солнечного вращения) и источником этих корпускул являются интенсивные корональные области, расположенные в восточной половине диска Солнца.

В связи с этими выводами возникает целый ряд вопросов.

1) Весьма трудно понять механизм указанного процесса истечения. Наиболее непонятным является столь странная направленность корпускулярных потоков — под углом в 45° к нормали. В самом деле, наблюдения Вальдмейера (см. [6] и особенно фиг. 8 его работы) показывают, что по крайней мере в той проекции, в которой мы изучаем корону, лучи, составляющие последнюю, имеют в общем радиальный характер. Кроме того, и самая скорость материи, их составляющей, невелика — порядка нескольких десятков км/сек. Следовательно, речь может идти о выбрасывании из интенсивных корональных областей какой-то совсем другой материи и притом с большой скоростью (порядка 1000 км/сек). Но тогда возникает новая трудность. Если средняя плотность выбрасываемой геоактивной материи мала, то в силу косо го направления ее движения ($\sim 45^\circ$) она будет тормозиться корональной материей. Если же эта плотность велика, то геоактивная материя будет увлекать за собой материя короны с большой скоростью, чего никогда не наблюдалось. Кроме того, выбрасывание из ярких корональных областей какой-то совершенно инородной материи с огромными скоростями и под углом в $40-45^\circ$ понять в высшей степени трудно.

Вообще, связь короны с геомагнитными явлениями понять весьма трудно. Даже в годы минимумов корональная материя (большие лучи и вообще основная масса светящейся материи) простирается в обе стороны от экватора на достаточно большой диапазон углов. В годы же, близкие к максимуму, мы имеем практически равномерное распределение корональной материи над всей поверхностью Солнца. Следовательно, во всех случаях узость корпускулярных потоков понять было бы весьма трудно. Особенно трудно было бы понять, почему наиболее геоактивной является самая центральная зона Солнца радиусом 6° , см. [1]. Далее, истечение корональной материи, как материи геоактивной резко бы противоречило закономерности IV корпускулярных потоков. Наконец, следует еще раз подчеркнуть, что непосредственные наблюдения показывают, что максимальная скорость корональной материи составляет всего несколько десятков км/сек.

2) Работа Службы Солнца ГАИШ показала, что для рассматриваемого периода (август 1942 г. — июль 1944 г.) практически все геомагнитные возмущения могли быть объяснены прохождением факельных полей через видимый центр солнечного диска. Это находится в противоречии с выводами Шепли и Робертса.

Вместе с тем не следует исключать и ту возможность, что выводы Шепли и Робертса имеют достаточно реальное обоснование. Тем самым откроется та непредвиденная возможность дополнительного источника геомагнитных возмущений, о которой мы говорили в конце предыдущего пункта. Однако в этом случае интерпретация указанного механизма представит, повидимому, большие трудности.

В то же время заранее следует иметь в виду, что механизм Шепли и Робертса никоим образом не может объяснить в с е геомагнитные возмущения.* Например, такие твердо установленные статистические факты, как возникновение больших бурь после ярких эрупций и после прохождения очень больших групп солнечных пятен через центральный меридиан Солнца, полностью противоречат механизму Шепли и Робертса. Противоречит ему также (с точки зрения наблюдений) и то обстоятельство, что геомагнитные наблюдения начинаются п о с л е прохождения флоккульных полей через видимый центр диска [23].

Если бы возмущения, рассмотренные Шепли и Робертсом, не имели корпускулярной природы, а были бы связаны с ультрафиолетовым излучением Солнца, то их можно было бы объяснить следующим образом. Как показал Шкловский [31], корональная линия $\lambda = 424 \text{ \AA}$, принадлежащая иону Fe XV, является весьма интенсивной и сравнимой по интенсивности с самой яркой корональной линией $\lambda = 5303 \text{ \AA}$. Следовательно, она и может влиять на ионизацию высших слоев земной атмосферы (слои F и E). Далее, если основной уровень возникновения эмиссии $\lambda = 424 \text{ \AA}$ расположен достаточно низко, сразу же над хромосферой и даже внутри последней,** то поглощение атомами нейтрального гелия ($\lambda = 504 \text{ \AA}$) может для этой эмиссии оказаться весьма существенным. Это поглощение ввиду косо-го хода лучей будет наиболее интенсивным для более крайних частей солнечного диска и будет ослабляться к центру. Следовательно, интенсивность линии $\lambda = 424 \text{ \AA}$ будет, наоборот, расти к центру диска, будучи весьма низкой для краев последнего. Это и объясняет эффект Шепли—Робертса. Правда, представленное объяснение предполагает симметричное распределение силы геомагнитных возмущений по обе стороны от центрального меридиана Солнца (т. е. от момента прохождения яркой корональной области через центральный меридиан). Это условие, согласно данным Шепли и Робертса (их фиг. 13, стр. 266), выполняется лишь весьма грубо. Однако, имея в виду скудность их материала (всего двухлетний период наблюдений), сказать здесь что-либо определенное весьма трудно.

д) В заключение необходимо отметить следующее обстоятельство. Ряд исследователей, работавших по вопросу о связи между геомагнитными возмущениями и солнечными явлениями, отмечает, что в некоторых случаях геомагнитные возмущения начинались при, казалось бы, полном отсутствии каких бы то ни было деталей на видимой полусфере Солнца. Хотя эти случаи в с ь м а редки, тем не менее представляет интерес обсудить, хотя бы кратко, и этот класс явлений. Здесь, как нам кажется, имеются следующие возможности:

1) Указанное отсутствие деталей на диске Солнца является результатом того, что образование, вызвавшее геомагнитное возмущение (флоккул), существовало на диске Солнца лишь краткое время и как раз в течение того периода, когда наблюдений над Солнцем вообще не производилось. Такие случаи, несмотря на относительно долгое время жизни флоккульных полей, вполне возможны.

2) Время, протекшее между прохождением флоккул через центральный меридиан Солнца и геомагнитными возмущениями, ими вызванными, больше четверти синодического периода оборота Солнца вокруг своей оси или примерно равно ему. Это означает, что скорость геоактивных корпускул $v \leq 700 \text{ км/сек}$, что с физической точки зрения не представляет ничего невозможного (сопротивление со стороны корональной материи и т. д.). Более того, Ричардсон [26] находит для 1933 г. в высшей степени

* К этому выводу приходит и Вальдмейер [32] на основании анализа геомагнитных и корональных данных.

** Здесь следует напомнить сказанное о линии 6374 в разделе 6, см. [22].

вероятную связь между долго существовавшей группой флоккул и последовательностью геомагнитных возмущений, причем запаздывание этих возмущений по отношению к среднему моменту прохождения флоккул через центральный меридиан составляло около 13 суток ($v \approx 300$ км/сек).

3) Вполне возможно, что в ряде мест солнечной поверхности временами происходит выбрасывание небольших сгустков материи с достаточной, но не очень большой скоростью $v \geq 25$ км/сек. Общее количество выбрасываемой таким образом материи может оказаться недостаточным для создания **н а б л ю д а е м ы х** движущихся деталей. Тем не менее, оно может оказаться для интересующего нас вопроса совершенно достаточным. Приобретение ионами кальция скоростей $v \geq 25$ км/сек должно опять-таки привести к действию механизма Милна и к их истечению с поверхности Солнца с большими скоростями.

Л и т е р а т у р а

1. М. Гневывшев и А. Оль. А. Ж. **22**, 151, 1945, а также Terr. Magaz. **51**, 163, 1946.
2. S. Chapman. M. N. **89**, 456, 1929.
3. R. Richardson. Ann. Report Mount Wils. Observ. for 1943—1944 и Trans. Amer. Geophys. Union of 1944, 558, 1945.
4. H. Brück a. F. Ruttlant, M. N. **106**, 130, 1946.
5. V. Ferraro, M. N. **91**, 184, 1930.
6. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. **20**, 195, 1940.
7. D. Menzel. Telescope **8**, 65, 1944.
8. Э. Мустель. Изв. Крымской астр. обсерв. **2**, 98, 1948.
9. E. Milne. M. N. **86**, 459, 1926.
10. Е. Перепелкин. Циркуляр Пулковской обсерв. № 9, 1933.
11. М. Гневывшев. А. Ж. **21**, 80, 1944.
12. G. Abetti. Handb. d. Ap. **4**, стр. 138.
13. A. Thackeray. M. N. **95**, 293, 1935.
14. M. Minnaert. Zs. f. Ph. **45**, 610, 1927.
15. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären. 1937.
16. Э. Мустель. Изв. Крымской астр. обсерв. **2**, 123, 1948.
17. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. **21**, 181, 1942.
18. С. Всехсвятский, Е. Бугославская и А. Дейч. Труды экспедиций по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., т. I, стр. 38, 1938.
19. Н. Бугославская. Там же, т. III (в печати).
20. Е. Бугославская. А. Ж. **20**, 15, № 2, 1942.
21. E. Pettit. Ap. J. **98**, 6, 1943.
22. R. McMath, L. Goldberg a. O. Mohler. A. J. **52**, 156, 1947.
23. Э. Мустель. ДАН СССР **42**, 117, № 3, 1944.
24. H. Newton. M. N. **103**, 244, 1943.
25. См., например, R. Giovanelli. Ap. J. **91**, 334, 1940.
26. R. Richardson. Trans. Amer. Geophys. Union of 1941, стр. 454.
27. L. Rodés. Boletín del Observatorio del Ebro, vol. 25, Resumen, 1910—1934, fasc. 1, Heliofisico, 1936.
28. W. Goodall. Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 701, 1939.
29. W. Greaves a. H. Newton. M. N. **89**, 84, 1928.
30. A. Shapley a. W. Roberts. Ap. J. **103**, 257, 1946.
31. И. Шкловский. А. Ж. **22**, 249, 1945.
32. M. Waldmeier. Terr. Magaz. **51**, 538, 1946.

РАДИАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ 53 ЗВЕЗД СПЕКТРАЛЬНЫХ ТИПОВ
G0 — K5*В. А. Альбицкий*

В работе приведены результаты определений радиальных скоростей, начатых в 1939 г. Предполагалось определение скоростей звезд поздних типов слабее 6.75 виз. Работа была прервана эвакуацией обсерватории в 1941 г. Из имевшегося материала выведены радиальные скорости 53 звезд. Способ редукции наблюдений не отличался от такового, примененного при обработке автором двух предыдущих рядов определений радиальных скоростей с короткой камерой спектрографа.

В работе изложена попытка физического объяснения происхождения ошибки определения радиальных скоростей с короткой камерой.

Определения радиальных скоростей звезд B8 — A0 в 1932—1937 гг. и F5—G0 в 1937—1938 гг. с короткой камерой нашего однопризмowego спектрографа показали полную возможность массовых определений радиальных скоростей с точностью, достаточной для этого рода работ.

В 1939 г. было решено предпринять определение радиальных скоростей звезд, более поздних чем G0. Оптические качества объектива короткой камеры вполне хороши для фотографирования даже многолинейных, позднего типа спектров в области короче 4400 Å. Начиная с 4400 Å фокальная кривая приобретает значительную кривизну, и качество линий быстро ухудшается. Другим соображением в пользу наблюдений звезд позднее G0 было то, что для этих поздних спектров входящий, повидимому, в настоящее время в практику способ призматической камеры с неодимовым фильтром непригоден из-за блендирования опорной линии хлористого неодимия со звездной линией λ 4272.8 (Fe).

Предполагалось наблюдать звезды типов G0 — Ma (H. Sp), визуальных величин 6.75—7^m5 от 0° до +40° склонения. Накопление наблюдений для настоящего списка было медленнее, нежели в прежние годы, так как в распоряжении автора была лишь $\frac{1}{3}$ всего рабочего времени 40" рефлектора. С середины 1941 г. наблюдения были прерваны, так как спектрограф был демонтирован для перевозки к месту предполагавшегося наблюдения солнечного затмения. В сентябре 1941 г. наблюдения были возобновлены, но вскоре были окончательно прекращены вследствие эвакуации обсерватории из зоны военных действий. На основании полученного наблюдательного материала оказалось возможным вывести с удовлетворительной точностью скорости лишь для 53 звезд, наблюдавшихся в среднем 3 раза.

Обработка наблюдений была аналогична обработке звезд B8 — A0. Для определения температурного коэффициента и поправок принятых длин волн параллельно с программными звездами наблюдался список опорных звезд тех же спектральных типов с хорошо известными радиаль-

ными скоростями; последние были взяты из каталога Мура [1]. Данные для наблюдавшихся опорных звезд помещены в табл. 1 (См. в конце статьи.)

Для измерений был составлен список 51 линии из всех рекомендованных I. A. U. [2] для однопризмowego спектрографа, с добавлением двух линий из списка, употреблявшихся в David Dunlap Observatory [3] и 8 линий с длинами волн, компилированными из солнечного спектра [4]. При обработке наблюдений измерения 23 линий были откинута: для 12 из-за малого числа измерений и для 11 из-за большой и неустойчивой личной разности в измерениях двух измерителей. Данные для оставленных 28 линий приведены в табл. II. Измерения спектрограмм производились на измерительном приборе Мессера двумя измерителями— автором (А) и вычислителем Л. А. Альбицкой (Л).

Исходными наблюдательными данными при обработке были приведения к каталогу Мура наблюдаемых радиальных скоростей опорных звезд по отдельным линиям. Было принято, что эти приведения состоят из трех поправок:

$$V_{\text{м}} - V_{\lambda}^{\text{набл}} = \delta_{\lambda} + \Delta V_t + \Delta V_{\lambda},$$

где $V_{\text{м}}$ и $V_{\lambda}^{\text{набл}}$ —скорости опорной звезды по каталогу Мура и полученная нами из измерений по линии длины волны λ ; δ_{λ} — поправка наблюдаемой скорости по линии λ , определенная лабораторным путем (см. «Радиальные скорости 114 звезд», фиг. 1); ΔV_t — поправка за температуру спектрографа; ΔV_{λ} — поправка скорости по линии λ , зависящая от поправки принятой для нее предварительной длины волны. Полным выражением поправки определяемых радиальных скоростей, зависящей от температуры спектрографа, является $\delta_{\lambda} + \Delta V_t$, где δ_{λ} — поправка, определенная при некоторой температуре, а ΔV_t — член, зависящий от изменений температуры. Если принять зависимость от температуры линейной, вся эта поправка имеет вид $\delta_{\lambda} + x + yt$. С другой стороны, необходимо предположить, что и все поправки ΔV_{λ} имеют общую постоянную часть, отличную от 0, например ΔV_0 . Если бы определение температурной поправки $\delta_{\lambda} + \Delta V_{\lambda}$ было произведено лабораторным путем при различных температурах, то можно было бы разделить два постоянных члена x и ΔV_0 . Из одних наблюдений звезд этого сделать нельзя. Поэтому в настоящей обработке член x оставлен, а относительно ΔV_0 сделано предположение о равенстве его 0, т. е. $\sum_{\lambda} \Delta V_{\lambda} = 0$, для всех употреблявшихся линий. Очевидно, что величина x будет в таком случае зависеть от состава звездных линий, употреблявшихся для измерений радиальных скоростей. Предположение $\sum_{\lambda} \Delta V_{\lambda} = 0$ в настоящей обработке могло быть использовано строго, так как во всех температурных группах состав измерявшихся линий один и тот же. Условие $\sum_{\lambda} \Delta V_{\lambda} = 0$ означает, что принятая нами окончательная система звездных длин волн систематически не отличается от рекомендованной I. A. U.

Для определения ΔV_t спектрограммы опорных звезд были разделены на 6 температурных групп:

Пределы t°		Средняя t°	Число измеренных спектрограмм	
I. $+7^{\circ}.1 - +8^{\circ}.2$		$+7^{\circ}.6$	7 (А)	5 (Л)
II. 10.0 12.1		11.7	7	5
III. 15.0 17.9		16.6	13	10
IV. 18.0 20.9		19.2	17	15
V. 21.0 23.9		22.3	31	28
VI. 24.0 25.2		24.4	10	9

В табл. 3 приведены значения $\delta_\lambda + \Delta V_t + \Delta V_\lambda$ и их вероятные ошибки по отклонениям от среднего для 6 температурных групп и для всех звездных линий по измерениям А и Л (в отдельности).

Число индивидуальных значений $\delta_\lambda + \Delta V_t + \Delta V_\lambda$, на которых основаны средние значения табл. 3, не менее 3; возможные максимальные значения равны соответствующим числам из двух последних столбцов предыдущей таблицы.

Точность радиальных скоростей в настоящем случае несомненно зависит главным образом от личных ошибок измерителей. Как показывает опыт, они проявляются не только в виде ошибок наведений на линии, но и в виде ошибок для спектрограмм, измерявшихся в двух положениях в измерительном микроскопе. По элементарным соображениям, ошибки наведения, при их постоянстве, должны исключаться из двух измерений спектрограммы при перекалывании последней на 180° . Но в действительности это происходит не всегда, судя по тому, что результаты измерения одной и той же спектрограммы двумя измерителями расходятся чаще и на большую величину, чем это может быть объяснено величиной случайных ошибок скоростей по отдельным линиям. Вычерчивание редукционных кривых приведений к основной дисперсии производилось с тщательностью, делающей маловероятным введение ошибки для спектрограммы выше 1 км/сек. Ввиду невозможности получения повторных измерений измерителем Л спектрограммы с расхождениями измерений А и Л на 10 км/сек и более отбрасывались, если не было, в немногих случаях, доводов к их использованию.

Исследование личных разностей измерителей было произведено на измерениях спектрограмм опорных звезд, именно на данных табл. 3. Вычитание соответствующих данных дало по 6 значений А — Л для каждой линии; вероятные ошибки этих разностей А — Л вычислялись по формуле $r^2 = r_A^2 + r_L^2$ их веса $p = \frac{1}{r^2}$. Полученные взвешенные средние значения А — Л для всех линий даны в табл. 2. Как видно, существуют иногда значительные расхождения в трактовке различных линий. Пробные вычисления вероятных ошибок для некоторых окончательных значений А — Л не позволяют сомневаться в их реальности.

Среднее значение А — Л для всех линий равно — 0.6 км/сек. Из сравнения измерений спектрограмм программных звезд личная разность А — Л получается — 0.2 км/сек. Эти два значения А — Л не вполне сравнимы между собой, так как не все линии измерялись одинаково часто обоими измерителями для обеих категорий звезд.

Для дальнейшей обработки значения $\delta_\lambda + \Delta V_t + \Delta V_\lambda$ по измерениям двух измерителей усреднялись со взвешиванием согласно их вероятным ошибкам; перед взвешиванием индивидуальные значения исправлялись за личные разности по данным из табл. 2. Вероятные ошибки результатов получены по формуле $\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r_A^2} + \frac{1}{r_L^2}$. После вычитания из данных для каждой линии соответствующей величины δ_λ (из табл. 2) получались окончательные значения $\Delta V_t + \Delta V_\lambda$ для всех линий и температурных групп (табл. 4).

Суммирование данных в табл. 4 значений $\Delta V_t + \Delta V_\lambda$ по всем линиям, согласно принятому выше условию $\sum \Delta V_\lambda = 0$, дает ΔV_t для 6 значений температуры, приведенных выше. Этим значениям ΔV_t приданы веса, согласно средним для всех линий значениям вероятных ошибок из табл. 4, с округлением до 1; ΔV_t и их веса приведены в последних двух строках табл. 4. Эти значения ΔV_t можно считать окончательными, так как во всех температурных группах измерялись все линии.

Полагая $\Delta V_t = x + ty$, где t — температура, получаем систему 6 условных уравнений для двух неизвестных x и y , решение которых дает значения

$$x = +8.705 \pm 2.09 \text{ км/сек}; y = -0.799 \pm 0.16 \text{ км/сек.}$$

Освобождая теперь данные табл. 4 от ΔV_t , получаем ΔV_λ , по 6 значений для каждой линии. Средние значения для линии вычислялись со взвешиванием, с весами одинаковыми для всех линий и равными соответственным весам окончательных значений ΔV_t . Окончательные значения ΔV_λ и их вероятные ошибки приведены в табл. 5; последние вычислялись по отклонениям от среднего индивидуальных значений. Сумма $\Sigma \Delta V_\lambda = +0.3 \text{ км/сек}$; она уклоняется от 0 вследствие допущенных округлений, так как $\Sigma (\Sigma p \Delta V_\lambda) = -0.1 \text{ км/сек}$. Соответствующие поправки длин волн приведены в табл. 2, колонка 5.

Как видно, значение температурного коэффициента y получилось практически тождественным со значением полученных при обработке 114 звезд F5 — F0 (1937—1938 гг.) — 0.802 км/сек. Несомненно, что согласие это обусловлено неизменностью фокусировки камеры в этих двух рядах наблюдений. Различие значений коэффициента x объясняется различием состава измерявшихся линий и их поправок, вообще зависящих от спектрального класса.

Для более ранних наблюдений звезд B8 — A0 (1932—1937 гг.), где фокусировка камеры подвергалась исправлениям, получилось меньшее значение: $y = -0.42 \pm 0.07 \text{ км/сек}$.

В табл. 2, колонка 6, для сравнения приведены поправки длин волн линий, общих с настоящим списком, полученные при обработке радиальных скоростей 114 звезд; взяты данные для 6 звезд, принадлежащих к группе звезд G2 — G9. Среди 6 линий с $|\Delta_\lambda| > 0.30 \text{ км/сек}$ имеется одна линия (4077 Sr⁺), рекомендованная для F-звезд, и 3 линии — 4187 Fe bl, 4299 Ti Ca Fe, 4442 Fe, выбранные из таблицы Роуленда [4].

Очевидно, вычисление длин волн бленд взвешиванием компонентов по их интенсивностям — способ мало надежный. Поправки для остальных двух линий, 4143 Fe и 4383 Fe, получаются довольно сходными для двух совершенно различных рядов наблюдений.

Таким образом, всем измерениям радиальных скоростей программных звезд были приданы поправки $\delta_\lambda + \Delta V_t + \Delta_\lambda$; поправки δ_λ и ΔV_t приведены в табл. 2, Δ_λ — в табл. 5.

В табл. 6 приведены окончательные значения скоростей программных звезд. В первых столбцах 1—5 приведены последовательно номер звезды, прямое восхождение и склонение, визуальная величина, спектральный тип — все по Н. Д.

Далее, в столбцах 6—8 даны окончательные скорости, их вероятные ошибки и число наблюдений. В примечаниях β GS означает Burnham, General Catalogue of Double Stars.

Принимая во внимание малое число наблюдений и невозможность в необходимых случаях произвести дополнительные наблюдения, оказалось возможным установить с достаточными основаниями реальность изменений радиальных скоростей лишь для трех звезд. Несколько звезд, где не было достаточных оснований, в окончательный список не внесено.

Для 50 звезд с принятой постоянной скоростью среднее значение вероятной ошибки скорости получается $\pm 1.69 \text{ км/сек}$. Ниже приведено сравнение вероятных скоростей для трех каталогов, причем всюду выбраны звезды спектральных типов G — K и число наблюдений приведено к 4.

		Дисперсия
Симеиз, 343 звезды	± 1.27 км/сек.	36 А на 1 мм у H_γ
Торонто, 500 звезд	± 1.30 »	33—66 А »
Настоящий	± 1.42 »	75 А »

Как видно, точность скоростей настоящего списка, учитывая величину дисперсии, вполне хороша.

Относительно систематической ошибки полученных скоростей сказать что-либо определенное, к сожалению, нельзя, так как нашлась всего только одна звезда с известной скоростью — Н. Д. 167044.

Получить некоторое представление о систематической ошибке наших скоростей можно было бы, определив значение К-члена с принятыми элементами солнечного движения и галактического вращения. Но в данном случае надежных результатов получить нельзя по следующей причине. Распределение звезд на небесном своде как в отношении апекса солнечного движения, так и по галактической долготе весьма неравномерно. Среднее значение $\cos \lambda$, где λ — расстояние от апекса, получается $\cos \lambda = +0.75$ и коэффициента дифференциального эффекта галактического вращения $\sin 2(G - G_1) \cos^2 g = +0.49$. Все это, исключая звезду Н. Д. 150304 с большой пекулиарной скоростью $+75$ км/сек. Для учета эффекта вращения галактики необходимо знать абсолютные величины наших звезд. За отсутствием данных для наших звезд распределение абсолютных величин взято по определению Кеепан [5]. Из табл. 6 и 7 для северного полюса галактики и для плоскости галактики прямым подсчетом найдены средние значения абсолютных величин:

Полюс	Галактика	
$(\bar{g} = +79^\circ)$	$(\bar{g} = -7^\circ)$	
G5 $+0^m.7$ (16)	$+0^m.2$ (19)	} $m_v \geq 6^m.0$
K0—K5 $+0.3$ (90)	-0.2 (III)	
G5 $+0.8$ (5)	$+0.7$ (7)	} $6^m.75 \leq m_v \leq 7^m.36$
K0—K5 $+0.2$ (23)	-0.5 (25)	

Как видно, результаты мало зависят от видимой величины звезд. Различие для галактических G5 звезд объясняется, вероятно, малым числом звезд (в скобках — числа звезд). Поэтому были приняты данные, основанные на большем материале — средние для всех звезд слабее $6^m.0$ виз. Путем интерполяции составлена следующая табличка абсолютных величин:

g	0—14°	15—29°	30—44°	45—59°	60—74°	75—89°
G5	$+0^m.2$	$+0^m.3$	$+0^m.4$	$+0^m.5$	$+0^m.6$	$+0^m.7$
K0—K5	-0.2	-0.1	$+0.0$	$+0.1$	$+0.2$	$+0.3$

Для одной звезды M_a было принято $M = 0^m.0$, для четырех G0 звезд $M = +0^m.5$.

Элементы галактического вращения приняты обычные ($G = 327^\circ$, $A = 0.017$ км/сек); элементы солнечного движения по определению Смартта [6]

$$\alpha_0 = 267^\circ.0; \delta_0 = +32^\circ.0; U = 19.5 \text{ км/сек.}$$

Введя таким образом в наши радиальные скорости поправки за движение Солнца и вращение галактики, получаем для K -члена значения $K = +3.4 \pm 1.76$ км/сек (исключая звезду Н. Д. 150 304). Исключение еще одной большой пекулярной скорости (Н. Д. 181 098 — $+51.6$ км/сек) дает $K = +2.4 \pm 1.70$ км/сек. Очевидно, результат нельзя считать сколько-нибудь надежным и вследствие малого числа звезд; вообще для небольшой группы звезд, распределенных к тому же неравномерно по небесному своду, значение K -члена иногда может получаться весьма значительным, например, $+7.2$ км/сек [7].

Среднее абсолютное значение пекулярной скорости для наших звезд получается 14.3 км/сек.

Заключение

Из предыдущих обработок наблюдений радиальных скоростей с полной достоверностью установлено существование до сего времени неизвестной ошибки определения радиальных скоростей, имевшей место для симметричного спектрографа при пользовании короткой камерой.

Как явствует из предыдущих работ, эта ошибка была устранена исключением из хода лучей от железной вольтовой дуги к щели спектрографа одной линзы и трех призм полного внутреннего отражения.

Электромагнитная сферическая волна, излучаемая осциллятором Герца, поляризована, с колебаниями электрического вектора в плоскости, параллельной к направлению колебаний осциллятора. Так как в каждом источнике естественного света существует очень большое число осцилляторов, ориентированных в пространстве совершенно случайно, то луч естественного света можно рассматривать как линейно поляризованный, направление поляризации которого чрезвычайно быстро и беспорядочно меняется так, что все направления равновероятны. Следовательно, элементарным процессом в плоской неполяризованной световой волне надо рассматривать прямолинейное колебание электрического вектора в азимуте, меняющемся чрезвычайно быстро, но прерывисто. Существование в эмиссионных спектрах очень тонких линий не было бы возможно, если бы состояние поляризации не сохранялось неизменным подряд значительное число колебаний, например, порядка 10^6 колебаний. В настоящем спектрографе все три призмы полного внутреннего отражения, которыми свет вольтовой дуги направляется на щель коллиматора, расположены так, что плоскости падения на них проходящего луча совпадают. Возникающие при каждом отражении разности фаз компонентов светового вектора в плоскости падения и перпендикулярно к ней суммируются.

Пусть элементарный процесс в луче света от вольтовой дуги, до его вступления в первую призму, описывается гармоническим колебанием $A \cos \omega t$, где A — вектор с азимутом φ .

Компоненты его будут $x = A \cos \varphi \cos \omega t$, $y = A \sin \varphi \cos \omega t$. После троекратного полного внутреннего отражения они будут

$$x = A \cos \varphi \cos \omega t, \quad y = A \sin \varphi \cos (\omega t - \delta),$$

где для простоты разность фаз δ отнесена к x компоненту.

Положение и форма результирующего эллипса колебания определяются из формул

$$\operatorname{tg} 2 \alpha = \cos \delta \operatorname{tg} 2 \varphi, \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} 2 \vartheta = \pm \sin \delta \sin 2 \varphi, \quad (2)$$

$$b/a = \operatorname{tg} \vartheta, \quad (3)$$

где α — азимут большой оси эллипса, b и a — малая и большая полуоси эллипса.

Для плоской волны естественного света значения азимута распределяются равномерно от 0 до 2π . Из формулы (1) видно, что распределение углов α равномерным не будет, так как производная

$$\frac{d\alpha}{d\varphi} = \cos \delta \frac{\sec^2 2 \varphi}{1 + \cos^2 \delta \operatorname{tg}^2 2 \varphi}$$

не сохраняет постоянного значения.

Следовательно, луч естественного света после полного внутреннего отражения теряет свое основное свойство — равномерное распределение по азимуту колебаний светового вектора. Для иллюстрации приведем распределение положений эллипсов колебаний и их форм в зависимости от азимута φ для разности фаз $= \cos^{-1} 0.1$.

φ	α	b/a	φ	α	b/a
0°	0°.0	0.00	45°	45°.0	0.41
10	1.0	0.16	46	54.6	0.41
20	2.4	0.29	50	75.3	0.41
30	4.9	0.37	55	82.4	0.39
35	7.6	0.39	60	85.1	0.37
40	14.7	0.41	70	87.6	0.29
44	35.4	0.41	80	89.	0.16
45	45.0	0.41	90	90.0	0.00
				0	

Род стекла, из которого изготовлены три призмы полного внутреннего отражения, неизвестен. Углы падения во всех призмах 45°. Для трех призм общая разность фаз δ будет для сортов стекла

Крон обькн. = 161°
 Флинт легкий = 196°
 Флинт тяжелый = 221°

После полного внутреннего отражения естественный свет должен приобрести свойства частично поляризованного.

Если допустить существование в толще стекла призмы спектрографа очагов искусственной анизотропии, обладающих приблизительно общим направлением поляризации, и заметного, благодаря значительной толще стекла призмы у ее основания, плеохроизма, то таким способом можно было бы объяснить увеличение поглощения эллиптически поляризованного света телом призмы.

Но вышеизложенным доводам противоречит принятое в оптике положение, что естественный свет не меняется, какие бы разности фаз ни налагались на компоненты его, если только оставлять неизменной интенсивность этих составляющих [8].

Вообще реальные условия прохождения и отражения света на границах диэлектриков много сложнее теоретических предсказаний, основанных на предположении существования резкой границы между диэлектриками (эффект промежуточного слоя). Это же относится и к явлениям, вызываемым неоднородностью стекла в оптических частях.

В известном руководстве [9] имеется описание установки для исследования степени поляризации света, отражаемого матовой поверхностью. В этой установке обращается особое внимание на уничтожение

поляризирующего влияния линз конденсатора и призмы полного внутреннего отражения; для этой цели в ходе световых лучей от лампы между конденсатором с призмой полного внутреннего отражения и исследуемой поверхностью помещена достаточно толстая деполяризирующая кристаллическая пластинка.

Для выяснения происхождения описываемой ошибки следовало бы произвести специальные оптические исследования, но в распоряжении автора не было необходимых средств.

В качестве практического мероприятия следует по возможности уравнять оптические качества ходов световых лучей до щели, от вольтовой дуги и от звезды.

Свет от звезды при прохождении оптики рефлектора претерпевает отражение на вогнутом и выпуклом зеркалах при углах падения, близких к 0° , и на плоском зеркале при угле падения 45° .

Эллиптическая поляризация света при отражении от металла зависит в той или иной мере от состояния поверхностного слоя металла. Это должно иметь особое значение для зеркал рефлектора, где отражающей поверхностью служит тонкий слой серебра или алюминия.

При отражении от первых двух зеркал поляризация во всяком случае будет незначительной. Для компенсации поляризации на плоском зеркале следует ввести в оптический ход светового пучка от вольтовой дуги одно отражение, аналогичное отражению на плоском зеркале рефлектора в смысле качества отражающей поверхности и положения плоскости падения на зеркало. В этом случае расположение должно быть таково: вольтова дуга, рассеивающий экран, плоское зеркало, щель.

Описанная в настоящей работе ошибка определения радиальных скоростей может иметь существенное значение в исследованиях зависимости радиальной скорости звезды от различных линий спектра в случае неравномерного распределения линий вдоль исследуемой части спектра.

В исследованиях этого рода ожидаемые радиальные скорости невелики и легко могут быть искажены описываемой ошибкой даже при кривизне поля камеры, значительно меньшей существующей у короткой камеры симейзского спектрографа.

Возможно, что этой же ошибкой объяснима громадная систематическая поправка радиальных скоростей, определявшихся в Оттаве в 1920—1922 гг., где она имеет значение $+9.4$ км/сек даже для В-звезд; уже в то время ошибки длин волн звездных линий в В-звездах такого порядка были совершенно невозможны для дисперсий не исключительно малых.

Л и т е р а т у р а

1. J. H. Moore. A General Catalogue of the Radial Velocities of Stars, Nebulae and Clusters; Lick Publ. XVIII, 1932.
2. Transactions of the International Astronomical Union. Vol. V, p. 193.
3. R. K. Young. Publications of the David Dunlap Observatory, University of Toronto, vol. I, № 3. 1939.
4. Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths (Carnegie Institution of Washington, Publication № 396). 1928.
5. P. C. Keenan. Ap. J. **91**, p. 506, 1940.
6. W. M. Smart. M.N. **96**, p. 471, 1936.
7. P. S. Lall, M. N. **99**, p. 42, 1938.
8. Ш. Ф а б р и. Общее введение в фотометрию. ГТТИ. 1934.
9. H. Schulz. Handbuch der Astrophysik; Bd. I, Erster Teil. S. 25, 1933.

Таблица 1

Н. Д.	α (1900.0)		δ (1900.0)	Виз.	Сп.	V (км/сек)	r	Число набл.	Число измер.
6 186	0 ^h	57 ^m .8	+ 7° 21'	4 ^m .5	K0	+ 7.2	± 0.2	1	1
9 138	1	24.9	+ 5 38	5.1	K2	+ 35.0	0.4*	1	2
9 270	1	26.1	+ 14 50	3.7	G5	+ 14.4	0.2	1	1
69 267	8	11.1	+ 9 30	3.8	K2	+ 22.9	0.2	1	3
92 125	10	33.1	+ 32 30	4.8	G0	- 6.8	0.4	1	1
94 264	10	47.7	+ 34 45	3.9	K0	+ 16.1	0.2	1	3
97 778	11	9.9	+ 23 39	4.9	Ma	+ 15.6	0.3	2	4
102 212	11	40.7	+ 7 5	4.2	Ma	+ 50.7	0.4	1	2
104 979	12	0.1	+ 9 18	4.2	G5	- 29.7	0.3	2	5
108 381	12	22.0	+ 28 49	4.6	K0	+ 4.0	0.2	1	1
112 300	12	50.6	+ 3 56	3.7	Ma	- 17.5	0.1	2	4
112 769	12	54.0	+ 17 57	5.0	Ma	- 1.7	0.2	1	2
113 226	12	57.2	+ 11 30	3.0	K0	- 14.0	0.1	2	6
114 710	13	7.2	+ 28 23	4.3	G0	+ 5.8	0.3	2	4
120 477	13	44.6	+ 16 17	4.3	K5	- 5.6	0.5	3	7
127 665	14	27.5	+ 30 49	3.8	K0	- 13.7	0.2	2	5
129 989	14	40.6	+ 27 30	2.7	K0	- 16.4	0.2	1	3
135 482	15	10.2	+ 5 19	5.4	K0	- 34.3	0.2	1	2
141 004	15	41.6	+ 7 40	4.4	G0	- 66.5	0.2	2	6
141 477	15	44.2	+ 18 27	4.3	K5	- 39.1	0.4	2	6
141 714	15	45.4	+ 26 23	4.7	G5	- 19.4	0.4	2	4
145 001	16	3.6	+ 17 19	5.3	G5	- 9.9	0.3*	3	8
147 677	16	18.2	+ 31 7	4.7	K0	- 28.8	0.3	2	4
148 897	16	26.2	+ 20 42	5.3	G5	+ 17.8	0.4	3	6
153 210	16	52.9	+ 9 32	3.4	K0	+ 55.6	0.3	4	7
156 014	17	10.1	+ 14 30	3.5	Mb	- 32.5	0.1	4	7
156 283	17	11.6	+ 36 55	3.4	K5	- 25.7	0.2	2	4
161 797	17	42.5	+ 27 47	3.5	G5	- 16.1	0.2	4	9
163 770	17	52.8	+ 37 16	4.0	K0	- 27.4	0.2	3	6
165 760	18	2.5	+ 8 43	4.7	G5	- 3.2	0.2	4	7
169 414	18	19.4	+ 21 43	3.9	K0	- 57.5	0.3	4	7
180 809	19	12.9	+ 37 57	4.5	K0	- 30.8	0.3	2	4
182 572	19	20.2	+ 11 44	5.2	G5	- 100.0	0.3	4	4
185 758	19	35.6	+ 17 47	4.4	G0	+ 2.0	0.3	1	2
187 691	19	46.2	+ 10 10	5.2	G0	- 0.5	0.3*	1	2
188 947	19	52.6	+ 34 49	4.0	K0	- 26.5	0.2	1	2
190 608	20	0.7	+ 19 42	5.3	K0	- 40.3	0.4	1	2
192 004	20	7.6	+ 26 31	5.8	K2	- 22.7	0.1	1	2
194 317	20	19.9	+ 31 52	4.6	K2	- 14.1	0.3	1	2
204 724	21	25.5	+ 23 12	4.8	K5	- 19.1	0.3	2	4
206 859	21	39.8	+ 16 54	4.5	G5	- 22.7	0.2	2	4
207 089	21	41.5	+ 22 30	5.4	K0	- 11.9	0.2	2	4
209 750	22	0.6	- 0 48	3.2	G0	+ 7.6	0.1	1	1
212 943	22	22.8	+ 4 12	4.9	K0	+ 53.9	0.3*	2	4
216 131	22	45.2	+ 24 4	3.7	K0	+ 13.9	0.3	2	3
217 906	22	58.9	+ 27 32	2.6	Ma	+ 8.6	0.2	1	1
220 954	23	22.9	+ 5 50	4.4	G5	+ 6.0	0.3	2	4

* Tr. I. A. U. V.

Таблица 2

λ	δ_{λ} км/сек	A — II км/сек	Δ_{λ}	«114 звезда» Δ_{λ}	t	Δv_t
4005.26A	+	0.9	— 0.03	+ 0.20	+	8.7
4045.88	—	0.0	— 0.22	— 0.41	+	7.9
4063.61	—	0.2	— 0.10	— 0.02	+	7.1
4071.75	—	0.2	— 0.12	+ 0.02	+	6.3
4077.73	—	0.2	— 0.46	— 0.43	+	5.5
4118.68	+	0.3	— 0.00	—	+	4.7
4143.74	+	1.1	— 0.33	— 0.33	+	3.9
4187.77	+	2.9	— 0.44	—	+	3.1
4202.04	+	3.3	— 0.04	+ 0.14	+	2.3
4215.34	+	4.0	— 0.04	+ 0.04	+	1.5
4226.74	+	4.5	— 0.08	+	+	0.7
4235.95	+	5.0	+ 0.16	+	+	0.1
4254.35	+	5.8	0.00	—	+	—
4250.46	+	6.0	+ 0.25	—	+	—
4260.49	+	6.3	+ 0.05	+ 0.03	+	1.7
4271.58	+	6.9	+ 0.01	+ 0.41	+	2.5
4274.76	+	7.1	+ 0.09	+	+	3.3
4299.00	+	8.1	+ 0.61	—	+	4.1
4314.65	+	9.6	+ 0.04	+ 0.09	+	4.9
4325.62	+	10.2	— 0.07	—	+	5.7
4340.48	+	11.4	— 0.06	— 0.23	+	6.5
4351.85	+	12.0	— 0.03	—	+	7.3
4383.56	+	14.6	+ 0.31	+ 0.52	+	8.1
4404.76	+	15.6	+ 0.03	+ 0.20	+	8.9
4408.37	+	15.9	+ 0.11	—	+	9.7
4415.14	+	16.4	+ 0.14	—	+	10.5
4435.43	+	18.2	+ 0.05	+ 0.33	+	11.3
4442.35	+	18.8	+ 0.41	—	+	12.1
	—	3.7	—	—	+	12.9

* Rev. Rowland Prel. Table, 1928.

Измерения А

λ	$(\delta_\lambda + \Delta V_t + \Delta V_\lambda)$ км/сек						T_A км/сек					
	I	II	III	IV	V	VI	I	II	III	IV	V	VI
4005	+ 3.7	- 0.3	- 6.7	- 6.5	- 6.2	- 14.3	$\pm$ 1.4	$\pm$ 4.6	$\pm$ 2.7	$\pm$ 2.1	$\pm$ 1.4	$\pm$ 2.5
4045	+ 19.0	+ 15.3	+ 16.7	+ 8.5	+ 8.2	+ 5.8	2.4	2.0	2.4	1.8	1.2	2.6
4063	+ 6.0	+ 6.7	- 0.7	- 0.4	- 1.8	- 3.2	3.4	2.2	2.0	1.8	1.2	1.6
4071	+ 5.3	+ 7.4	+ 2.3	+ 1.0	+ 1.4	- 1.4	3.1	1.9	4.5	1.7	1.0	1.0
4077	+ 36.7	+ 32.1	+ 34.8	+ 26.4	+ 28.3	+ 26.2	4.2	1.7	3.6	2.9	2.2	2.7
4418	+ 8.2	- 8.5	- 8.8	- 7.6	- 8.9	- 9.5	1.9	1.7	4.8	1.4	1.5	2.4
4448	+ 28.2	+ 29.5	+ 19.5	+ 15.6	+ 16.1	+ 21.4	2.1	3.0	2.0	1.5	1.3	4.3
4487	+ 49.5	+ 44.1	+ 34.2	+ 33.4	+ 31.1	+ 30.1	4.8	3.2	2.7	1.9	2.4	1.8
4202	+ 26.0	0.0	- 0.9	- 1.3	- 2.4	- 11.8	2.2	4.6	3.3	2.9	2.0	3.8
4215	+ 7.6	+ 14.4	- 0.2	+ 6.8	- 5.6	+ 1.8	3.8	2.7	3.0	1.7	1.5	1.6
4226	+ 9.3	+ 18.0	+ 8.2	- 1.0	+ 1.3	- 1.9	4.5	5.5	2.7	1.9	1.1	2.2
4235	- 3.8	- 7.5	- 26.0	- 12.4	- 16.5	- 18.8	4.5	5.1	5.4	5.4	1.3	4.8
4250	- 4.6	+ 14.4	- 1.4	- 3.8	+ 3.5	- 0.8	3.8	5.2	2.3	3.3	2.2	2.3
4254	- 10.2	- 10.3	- 25.2	- 18.4	- 22.7	- 25.7	5.4	5.5	4.6	3.9	2.6	2.6
4260	- 0.0	- 2.0	- 3.1	- 6.8	- 5.7	- 2.0	4.0	5.0	2.5	2.9	2.8	3.9
4271	+ 8.0	+ 10.0	- 1.4	- 3.6	+ 1.4	- 6.7	2.4	2.9	1.5	2.2	1.3	1.8
4274	- 8.6	- 3.0	- 41.0	- 8.5	- 10.4	- 11.7	3.7	3.9	2.3	1.8	3.0	1.8
4299	- 40.7	- 36.1	- 38.1	- 43.4	- 48.0	- 45.9	3.4	3.4	2.3	2.6	1.9	2.0
4314	+ 23.2	+ 10.5	- 0.9	+ 1.1	- 5.7	+ 3.5	4.1	4.8	3.3	2.2	3.3	2.2
4325	+ 12.3	+ 28.0	+ 16.9	+ 5.6	+ 11.6	+ 12.0	4.2	5.4	3.4	2.8	2.3	4.7
4340	+ 10.7	+ 10.2	+ 9.6	+ 1.2	+ 6.0	+ 7.3	4.1	2.8	2.8	2.1	2.2	4.3
4351	+ 23.9	+ 14.4	+ 9.9	+ 12.3	+ 2.5	+ 9.0	3.3	3.9	2.6	2.1	1.8	2.2
4383	- 2.4	- 6.3	- 10.1	- 14.8	- 14.4	- 15.6	3.2	2.1	1.9	2.0	1.6	1.8
4404	+ 16.9	+ 13.7	+ 11.5	+ 7.6	+ 4.9	+ 8.6	3.9	4.9	2.3	2.0	2.0	2.7
4408	+ 7.0	+ 20.0	+ 12.0	+ 3.4	- 4.3	+ 0.9	9.0	5.4	4.0	4.2	4.5	6.1
4445	+ 20.7	+ 2.3	- 1.3	- 2.6	+ 2.7	+ 6.0	4.3	6.7	2.7	2.8	2.4	4.1
4435	+ 18.3	+ 12.2	+ 11.9	+ 9.3	+ 9.6	+ 20.3	8.6	7.5	2.9	3.6	2.6	4.7
4442	+ 6.2	- 28.0	+ 2.7	- 15.4	- 16.3	- 12.0	$\pm$ 6.0	$\pm$ 9.7	$\pm$ 7.8	$\pm$ 3.9	$\pm$ 2.7	$\pm$ 2.5

Измерения λ

λ	$(\delta_\lambda + \Delta V_\lambda + \Delta V_\lambda)$ км/сек						r_λ км/сек					
	I	II	III	IV	V	VI	I	II	III	IV	V	VI
4005	+21.0	+13.0	+9.6	-4.6	-6.2	-4.7	$\pm$ 4.0	$\pm$ 4.3	$\pm$ 3.6	$\pm$ 2.4	$\pm$ 1.8	$\pm$ 1.7
4045	+25.0	+13.0	+15.2	+7.6	+1.9	+4.9	5.5	3.5	2.4	2.2	1.6	1.1
4063	+24.0	+11.0	+7.2	+0.1	+5.5	+3.6	4.3	3.5	2.9	2.0	1.8	1.7
4071	+12.0	+19.0	+13.5	+1.0	+0.2	+1.9	4.6	3.7	3.8	2.2	1.5	2.2
4077	+29.0	+21.0	+33.5	+15.3	+21.9	+24.6	2.4	2.7	6.9	3.7	3.2	3.2
4118	+10.0	+4.0	+2.3	-0.9	-17.3	-11.2	5.8	3.8	4.0	2.9	3.2	1.3
4143	+20.0	+32.0	+21.8	+12.4	+14.6	+20.9	1.0	4.9	3.3	1.9	2.4	4.2
4187	+45.0	+29.0	+28.7	+16.2	+18.0	+20.7	4.2	3.9	3.7	2.2	2.6	3.3
4202	+22.0	+12.0	+12.2	+4.9	-3.6	-7.5	3.7	2.9	4.8	2.1	2.7	2.6
4215	+11.0	+12.0	-5.7	-0.2	-5.6	-0.9	7.0	1.8	3.2	0.7	1.7	2.2
4226	+21.0	+5.0	+8.2	+1.4	+1.5	-0.7	5.9	2.3	2.2	1.8	1.3	2.0
4235	+10.0	+16.0	+4.0	-15.6	+7.5	-25.3	3.2	7.0	6.6	3.2	2.6	5.0
4250	+12.0	-2.0	+2.8	-6.7	-3.2	+2.9	5.9	5.8	3.4	2.4	2.3	5.3
4254	-4.0	-2.0	-18.7	-16.1	-18.3	-11.4	11.3	6.7	5.8	2.3	3.3	3.9
4260	+9.0	+1.0	+4.1	-8.9	-5.3	-2.7	3.2	3.0	3.6	2.1	2.3	4.5
4271	+14.0	+12.0	+4.0	-3.8	-2.9	-8.2	4.3	1.8	2.8	1.6	1.7	2.0
4274	+20.0	+11.0	+4.3	-2.9	-6.5	-6.9	5.5	3.9	2.8	2.5	2.2	1.7
4299	-21.0	-19.0	-25.4	-44.1	-41.8	-37.5	7.4	8.1	2.7	3.3	2.1	3.3
4314	+22.0	+9.0	+10.2	+1.6	-1.6	+9.6	3.2	3.9	2.8	2.2	2.7	3.4
4325	+10.0	+10.0	+9.5	+1.3	+7.0	+2.1	6.1	8.3	2.8	2.6	2.0	2.2
4340	+21.0	+36.0	+26.6	+9.7	+4.9	+12.1	5.2	11.3	4.8	4.9	2.0	3.2
4351	+28.0	+27.0	+8.9	+1.0	+1.7	+11.1	4.9	7.1	4.7	2.3	2.2	3.4
4383	+4.0	-9.0	-12.0	-15.6	-16.2	-13.7	3.3	3.5	1.8	2.1	1.7	2.5
4404	+18.0	+13.0	+3.1	-4.1	+7.4	-12.2	1.8	8.6	2.3	2.1	1.8	5.2
4408	+11.0	-4.0	+9.9	-2.6	-4.8	-8.3	17.3	4.5	1.9	4.9	2.5	3.7
4415	+4.0	+5.0	+0.6	-2.9	-4.8	+4.2	6.8	11.4	4.1	1.7	2.1	4.2
4435	+15.0	-11.0	+1.8	+3.3	+3.4	+10.4	3.8	10.2	5.0	3.2	3.3	5.5
4442	+1.0	-22.0	+8.4	-8.1	-9.3	-12.0	$\pm$ 7.5	$\pm$ 5.1	$\pm$ 6.2	$\pm$ 4.1	$\pm$ 4.2	$\pm$ 3.6

λ	$(\Delta V_{\lambda} + \Delta V_{\lambda})_{\text{км/сек}}$						τ км/сек					
	I	II	III	IV	V	VI	I	II	III	IV	V	VI
4005	+ 7.4	+ 6.2	- 0.8	- 6.4	- 6.3	- 9.7	$\pm$ 1.3	$\pm$ 3.2	$\pm$ 2.1	$\pm$ 1.6	$\pm$ 1.1	$\pm$ 1.4
4045	+ 19.2	+ 14.0	+ 15.8	+ 7.8	+ 5.5	+ 5.6	2.2	1.7	1.7	1.4	1.0	1.6
4063	+ 13.6	+ 8.6	+ 2.3	+ 0.0	+ 2.5	+ 2.8	2.6	1.7	1.4	1.3	1.0	0.9
4071	+ 8.0	+ 10.6	+ 4.6	+ 1.4	+ 0.1	+ 0.1	2.1	1.4	3.2	2.3	0.8	0.9
4077	+ 31.9	+ 28.7	+ 34.0	+ 21.7	+ 25.9	+ 25.4	2.1	1.4	3.2	2.3	1.8	2.0
4118	+ 8.8	- 6.0	- 2.6	- 6.0	- 10.1	- 11.7	1.8	1.6	3.2	1.3	1.4	1.1
4143	+ 21.4	+ 28.3	+ 18.4	+ 13.9	+ 13.8	+ 20.1	0.9	2.6	1.7	1.2	1.1	3.0
4187	+ 45.2	+ 32.1	+ 27.7	+ 22.4	+ 21.7	+ 22.3	3.2	2.4	2.2	1.4	1.8	1.6
4202	+ 22.0	+ 5.3	- 0.2	- 7.1	- 6.0	- 12.4	1.9	2.3	2.8	1.7	1.6	1.4
4215	- 1.6	+ 8.5	- 6.9	- 1.7	- 9.8	- 0.3	3.3	1.5	2.2	0.7	1.1	1.3
4226	+ 9.1	+ 2.1	+ 3.7	- 2.0	- 3.1	- 5.8	3.5	2.1	1.7	1.3	0.8	1.5
4235	- 1.1	- 3.2	- 22.4	- 21.6	- 17.0	- 27.1	2.6	4.1	4.5	2.8	1.2	1.9
4250	- 5.7	+ 1.5	- 6.1	- 11.2	- 5.5	- 6.4	3.2	3.8	1.9	2.0	1.6	2.1
4254	- 12.8	- 12.4	- 27.8	- 24.4	- 26.3	- 26.0	5.0	4.5	3.5	2.0	2.0	1.9
4260	- 0.9	- 6.6	- 6.6	- 14.8	- 11.9	- 8.5	2.5	2.6	2.0	1.7	1.8	1.9
4271	+ 3.0	+ 4.0	- 7.3	- 10.9	- 6.8	- 14.2	2.1	1.5	1.3	1.3	1.0	1.3
4274	- 6.0	- 3.1	- 11.2	- 12.3	- 16.3	- 16.4	3.2	2.7	1.8	1.3	1.8	1.2
4299	- 43.7	- 39.9	- 41.2	- 51.5	- 53.7	- 50.7	2.8	3.0	1.8	2.0	1.4	1.7
4314	+ 12.5	- 0.5	- 4.2	- 8.3	- 13.1	- 3.7	2.5	3.0	2.1	1.5	2.1	1.8
4325	+ 2.6	+ 12.8	+ 1.8	- 7.2	- 1.7	- 8.1	3.3	4.5	2.1	1.9	1.5	2.0
4340	+ 4.2	+ 3.3	+ 3.9	- 6.7	- 5.9	- 1.5	3.2	2.7	2.4	2.0	1.5	2.6
4351	+ 12.5	+ 4.3	- 2.2	- 4.9	- 11.5	- 2.9	2.8	3.3	1.4	1.5	1.4	1.8
4383	- 13.8	- 19.5	- 25.7	- 30.8	- 30.1	- 29.6	2.3	1.8	1.3	1.4	1.2	1.5
4404	+ 3.3	- 3.3	- 8.3	- 13.7	- 9.1	- 8.1	1.6	4.1	1.6	1.4	1.3	2.4
4408	- 6.9	- 8.9	- 3.7	- 15.5	- 19.0	- 20.3	7.1	3.5	1.7	3.2	2.2	3.2
4445	- 4.8	- 13.7	- 22.4	- 18.1	- 17.7	- 11.2	3.8	5.9	2.3	1.4	1.6	2.9
4435	- 0.4	- 17.6	- 10.3	- 11.9	- 11.7	- 2.2	3.6	5.9	2.5	2.4	2.0	3.6
4442	- 14.4	- 43.0	- 12.8	- 30.6	- 32.1	- 30.2	$\pm$ 4.5	$\pm$ 4.5	$\pm$ 4.5	$\pm$ 2.8	$\pm$ 2.3	$\pm$ 2.0
ΔV_t	+ 4.01	- 0.26	- 3.94	- 8.93	- 9.30	- 8.45	$\pm$ 2.9	$\pm$ 3.0	$\pm$ 2.2	$\pm$ 1.7	$\pm$ 1.5	$\pm$ 1.9
p	1	1	2	3	4	2						

Таблица 5

λ	ΔV_{λ} км/сек					ΔV_{λ} км/сек (оконч.)				
4005	+ 4.5	+ 6.8	+ 3.8	+ 0.5	+ 2.8	+ 1.1	+ 2.6	+ 0.59		
4045	+ 16.6	+ 14.6	+ 20.4	+ 14.4	+ 14.6	+ 16.4	+ 15.9	0.60		
4063	+ 11.0	+ 9.2	+ 6.9	+ 6.6	+ 6.6	+ 8.0	+ 7.4	0.42		
4071	+ 5.4	+ 11.2	+ 9.2	+ 8.0	+ 9.0	+ 10.7	+ 9.0	0.43		
4077	+ 29.6	+ 29.3	+ 38.6	+ 28.3	+ 35.0	+ 36.2	+ 33.3	1.34		
4118	+ 6.2	- 5.4	+ 2.0	+ 0.6	+ 1.0	- 0.9	+ 0.1	0.79		
4143	+ 18.6	+ 28.9	+ 23.0	+ 20.5	+ 22.9	+ 30.9	+ 23.7	1.21		
4187	+ 42.6	+ 32.7	+ 32.3	+ 29.0	+ 30.8	+ 33.1	+ 32.0	0.88		
4202	+ 19.4	+ 5.9	+ 4.4	+ 0.5	+ 3.1	+ 1.6	+ 3.2	1.44		
4215	- 4.2	+ 9.1	+ 2.3	+ 4.9	- 0.7	+ 10.5	+ 2.6	1.78		
4226	+ 6.5	+ 2.7	+ 8.3	+ 4.6	+ 6.0	+ 5.0	+ 5.7	0.46		
4235	- 3.7	- 2.6	+ 17.8	- 15.0	+ 7.9	+ 16.3	+ 11.6	1.92		
4250	- 8.3	+ 2.1	- 4.5	- 4.6	+ 3.6	+ 4.4	+ 0.1	1.43		
4254	- 15.4	- 11.8	- 23.2	- 17.8	- 17.2	- 15.2	- 17.4	0.85		
4260	- 3.5	- 6.0	- 2.0	- 8.2	- 2.8	+ 2.3	- 3.4	0.94		
4271	+ 0.4	+ 4.6	- 2.7	- 4.3	+ 2.3	- 3.4	- 0.8	1.07		
4274	- 8.6	- 2.5	- 6.6	- 5.7	- 7.2	- 5.6	- 6.3	0.43		
4299	- 46.3	- 39.3	- 36.6	- 44.9	- 44.6	- 39.9	- 42.4	1.16		
4314	+ 9.9	+ 0.1	+ 0.4	+ 1.7	- 4.0	+ 7.1	+ 0.3	1.32		
4325	+ 0.0	+ 13.4	+ 6.4	- 0.6	+ 7.4	+ 2.7	+ 4.6	1.43		
4340	+ 1.6	+ 3.9	+ 8.5	+ 0.1	+ 3.2	+ 9.3	+ 4.1	1.07		
4351	+ 9.9	+ 4.9	+ 2.4	+ 1.7	- 2.4	+ 7.9	+ 2.4	1.22		
4383	- 16.4	- 18.9	- 21.1	- 24.2	- 21.0	- 18.8	- 20.9	0.69		
4404	+ 0.7	- 2.7	- 3.7	- 7.1	- 0.0	+ 2.7	- 4.9	1.06		
4408	- 9.5	- 8.3	+ 0.9	- 8.9	- 9.9	+ 9.5	- 7.8	0.98		
4445	- 7.4	- 13.1	- 17.8	- 11.5	- 8.6	+ 0.4	- 9.7	1.50		
4435	- 3.0	- 17.0	- 5.7	- 5.3	- 2.6	+ 8.6	- 3.1	1.66		
4442	- 17.0	- 42.4	- 8.2	- 24.0	- 23.0	+ 19.4	- 21.4	± 2.32		

Н. Д.	α (1900.0)	δ (1900.0)	Виз.	Сп.	V км/сек	Число набл.	Примечание
	$h \quad m$	$^{\circ} \quad ' \quad ''$	m				
2656	0 25.1	+ 15 14'	7.15	K0	+ 40.8 $\pm$ 1.82	2	
8747	1 21.2	+ 26 43	6.87	K0	- 5.0 0.42	2	
91545	10 29.2	+ 28 30	6.85	K0	- 29.6 0.68	2	
111272	12 43.0	+ 19 23	6.93	K0	- 13.5 2.75	2	
114637	13 6.7	+ 22 28	6.83	G5	+ 23.9 1.45	3	
114988	13 9.1	+ 33 4	6.75	G0	+ 5.7 0.44	3	
118840	13 34.3	+ 11 1	6.74	K5	- 6.2 3.17	3	
120651	13 45.7	+ 21 46	6.90	G0	пер.	4	Изм. - 30 - - 2 км/сек; β GC 6647, br.
125728	14 16.2	+ 26 31	6.86	K0	пер.	3	Изм. + 29 - + 9 км/сек
130766	14 44.9	+ 25 35	6.78	K0	- 16.5 2.85	3	
133161	14 57.9	+ 16 26	6.99	G0	- 35.9 1.39	4	
136159	15 14.0	+ 31 11	6.87	K0	- 15.2 0.36	3	
136923	15 18.2	+ 19 17	7.07	K0	- 10.2 0.96	3	
140472	15 38.7	+ 32 2	7.03	K2	- 37.5 2.35	3	
141589	15 44.8	+ 12 52	6.75	K0	- 5.4 2.02	4	
142639	15 50.6	+ 9 32	6.99	K0	+ 8.1 3.55	3	
144149	15 59.3	+ 18 4	6.91	K0	- 44.8 2.49	3	
145457	16 6.0	+ 27 1	6.68	K0	- 7.7 0.74	3	
148616	16 24.2	+ 32 55	6.97	K0	- 15.0 2.37	3	
150304	16 35.1	+ 22 11	6.87	K0	+ 59.4 0.66	3	
151879	16 45.1	+ 9 35	7.02	G5	- 25.9 1.40	3	
153807	16 56.5	+ 34 29	7.05	G5	- 15.1 3.03	3	
155061	17 4.2	+ 31 20	6.61	K2	- 9.4 0.99	3	β GC 7883, br.
158228	17 23.0	+ 8 31	6.63	Ma	- 0.8 2.17	3	
159797	17 31.5	+ 19 54	6.68	G5	- 10.5 1.43	3	
161502	17 40.8	+ 11 11	7.06	G5	- 20.4 1.73	3	
163948	17 53.7	+ 33 25	6.78	K0	- 1.0 1.29	3	
164730	17 57.5	+ 24 15	7.20	K0	+ 14.9 1.35	2	
167044	18 8.4	+ 24 26	7.06	K0	- 27.4 1.65	3	
167856	18 12.0	+ 30 22	6.98	K0	- 57.5 0.68	2	
171913	18 32.2	+ 15 22	6.92	K0	- 29.8 2.61	3	
175293	18 49.6	+ 10 41	6.83	K2	- 48.1 1.77	3	
175921	18 52.6	+ 14 42	7.14	G5	- 22.0 2.14	3	β GC 8927, br.
178637	19 4.3	+ 11 8	6.68	K0	пер.	3	Изм. + 18 - - 2 км/сек
178715	19 4.6	+ 11 28	7.07	G5	+ 11.3 0.52	3	
181098	19 14.0	+ 24 14	7.06	G5	- 73.5 1.41	3	
181253	19 14.7	+ 13 59	7.32	G0	- 31.3 2.57	2	
183399	19 24.3	+ 29 14	6.76	K0	- 14.3 1.02	3	
183650	19 25.5	+ 31 25	6.98	G5	- 11.4 1.77	3	
185269	19 33.2	+ 28 17	6.67	G0	+ 1.3 0.97	3	
189533	19 55.4	+ 3 4	6.79	G5	- 4.2 3.52	3	
193345	20 14.5	+ 14 4	7.07	G5	+ 12.9 2.40	3	β GC 10099, br.
193818	20 17.2	+ 22 32	6.75	K5	+ 10.7 1.89	3	
195274	20 25.2	+ 9 58	6.79	K0	- 12.6 0.61	4	
196197	20 30.7	+ 32 10	6.83	K0	+ 4.4 1.34	3	β GC 10344, br.
198835	20 48.0	+ 17 39	6.76	G5	+ 17.2 0.44	3	
202975	21 14.2	+ 24 14	6.80	K0	+ 12.4 2.15	3	
204415	21 23.3	+ 21 18	7.05	G5	- 16.7 0.77	3	
205603	21 31.3	+ 14 39	6.69	G5	- 0.4 1.69	3	
206646	21 38.4	+ 22 51	6.92	K0	- 5.4 1.73	2	
207756	21 46.2	+ 32 11	6.90	K0	- 25.1 2.04	3	
218660	23 4.7	+ 29 8	6.75	K0	+ 6.0 1.15	3	
219992	23 15.2	+ 22 32	6.84	K2	- 1.3 $\pm$ 1.93	3	

**О ЯДРАХ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ
В СПЕКТРАХ ЗВЕЗД РАННИХ КЛАССОВ***Г. А. Шайн*

Представление, что центральная часть широких водородных линий в спектрах обыкновенных звезд ранних классов обязана атомам в самых верхних атмосферных слоях, а крылья — атомам в обрабатываемом слое, приводит к особой форме профиля водородных линий, характерной чертой которого является ядро в центре. Эта гипотеза находит серьезную поддержку в спектрофотометрических и спектроскопических наблюдениях. Может быть, как о крайнем случае можно говорить об аналогичном явлении, которое имеет место при образовании ядер водородных линий в спектрах звезд с оболочкой. При учете вращения звезд представляется возможным объяснить в значительной степени большие различия в наблюдаемых профилях водородных линий в спектрах звезд данной абсолютной величины (фиг. 4).

Довольно естественным является представление, что центральная часть широких водородных линий в спектрах ранних классов образуется в верхних слоях атмосферы звезд, где электронное давление P_e очень мало, в то время как крылья водородных линий образуются в более глубоких слоях, в обрабатываемом слое. Соответственно можно считать, что в центральной области линий, если отвлечься от некоторых мало изученных факторов, профиль обязан преимущественно эффекту Доплера и эффекту затухания, в то время как в крыльях линии почти исключительно действует эффект Штарка, как последний понимается в астрофизике. Действие этих различных факторов должно создать весьма своеобразный профиль водородных линий в спектрах звезд ранних классов. Быть может, как некоторую хотя и весьма отдаленную аналогию, как крайний случай можно привести характерный профиль водородных линий в спектрах особенных звезд, звезд с оболочкой (ζ Tauri, ϕ Persei и др.). В последнем случае, если отвлечься от некоторых деталей, мы имеем отчетливое впечатление двух отдельных водородных линий: одной, характеризующейся широкими крыльями, совершенно нормальными для значительного эффекта Штарка в более глубоких атмосферных слоях, и второй линии в центре, резкой и узкой, образующейся в отдельной оболочке или в самых верхних слоях атмосферы.

Можно поставить вопрос, не обнаруживается ли в спектрах обычных звезд ранних классов, например А, прямое указание на то, что центральная часть водородных линий действительно образуется в самых верхних слоях атмосферы, — феномен, который наглядным образом выявляется в спектрах звезд с оболочкой.

Вычислить полный профиль водородной линии трудно, в частности, по той причине, что теория остаточной интенсивности в настоящее время

еще не разработана. Путем упрощения задачи можно получить, вероятно, довольно удовлетворительное представление о профиле. Можно считать, что в образовании центральной части линии участвуют только самые верхние слои атмосферы, для которых значения T и P принимаются постоянными. В отношении собственно обрабатываемого слоя, ответственного за крылья водородных линий, такое упрощение собственно не требуется. Вервей (S. Verwey) [1] вычислил эту часть профиля без указанных выше ограничений. Однако более или менее согласные с Вервеем результаты можно получить и при упрощенной задаче. В согласии с Унзольдом (A. Unsöld) [2] коэффициент поглощения k_λ для случая эффекта Штарка, обязанного электрическим полям отдельных ионов и электронов, представляется формулой

$$k_\lambda = C \frac{F_0^{3/2}}{\lambda^{5/2}},$$

где $F_0 = 46.8 \left(\frac{2P_e}{T} \right)^{2/3}$ есть напряжение электрического поля по Хольтсмарку, а C — постоянная. Следовательно, оптическая глубина

$$\tau_\lambda = \frac{CF_0^{3/2}}{\lambda^{5/2}} \cdot NH.$$

Приведенный ниже профиль для H_β (фиг. 1) вычислен для $T = 12600^\circ$ по интерполяционной формуле, предложенной Миннаертом (Minnaert),

$$R = \left(\frac{1}{\tau_\lambda} + \frac{1}{R_c} \right)^{-1},$$

где остаточная интенсивность R_c в центре принята равной 0.20.

Что касается центральной части линии, то вследствие очень малого значения P_e для верхних атмосферных слоев, собственно ответственных за эту часть линии, роль эффекта Штарка здесь мала, и для $\Delta\lambda$ порядка 1.0Å можно ограничиться эффектом затухания и эффектом Допплера. Для линии H_β и еще в большей степени для H_α такое допущение более или менее справедливо. Мы вынуждены пренебречь здесь некоторыми не изученными факторами, обуславливающими интенсивность в центре линии.

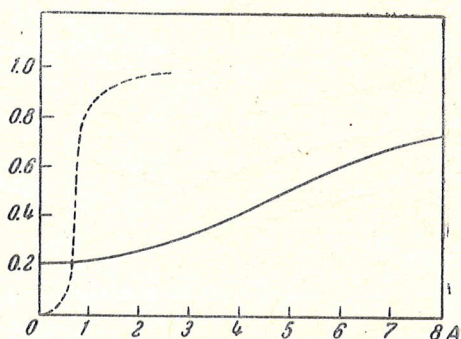
Для H_β оптическая глубина будет выражаться формулой

$$\tau_\lambda = \sigma NHf = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda^2} NHf \frac{\gamma}{\gamma_d} + \frac{V\pi e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda_D} NHfe - \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^*,$$

или

$$\tau_\lambda = \left[\frac{0.022 \times 10^{-15}}{\Delta\lambda^2} \cdot NHf \right] + \left[10^{-13} \frac{NHf}{\Delta\lambda_D} \right] e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^*}.$$

Первый член обязан затуханию, второй — эффекту Допплера. Вычисленный профиль для $T = 12600^\circ$ и $NHf = 10^{16}$ представлен в левой части фиг. 1. По указанным выше причинам профили, представленные на фиг. 1, следует рассматривать только лишь как некоторую качественную иллюстрацию.

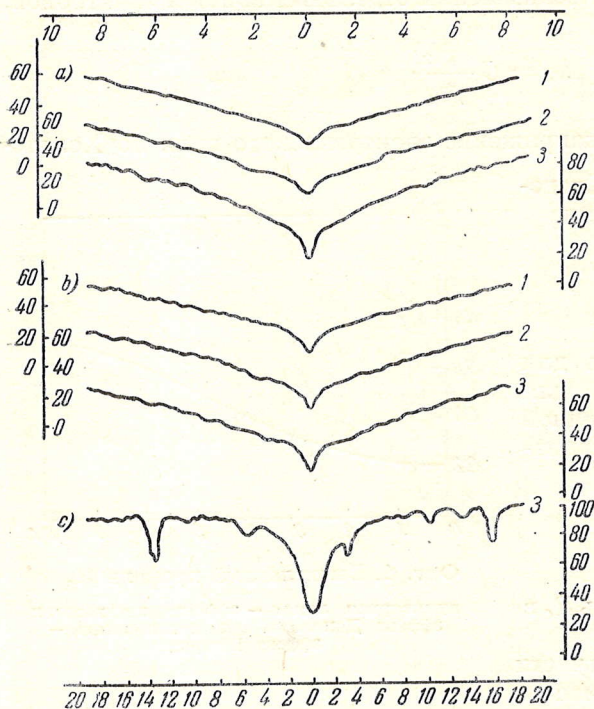


Фиг. 1. Вычисленный профиль H_β

пунктирная линия — эффект затухания и эффект Допплера, сплошная линия — эффект Штарка

На основании вышеизложенного можно думать, что результирующий профиль водородной линии должен представлять собой довольно узкое хотя и вероятно мало контрастное ядро с широко простирающимися крыльями. С качественной стороны центральная часть водородных линий в спектре обыкновенных звезд должна мало отличаться от того, что мы имеем в сверхгигантах. Поэтому это ядро на фоне очень широких крыльев в спектре обыкновенных звезд должно еще более выделяться чем в спектре сверхгигантов.

Обращаясь к наблюдениям, мы на первый взгляд, как будто, не находим явного подтверждения выводам о наличии ядра в центре широких



Фиг. 2. Наблюденные профили H_δ , H_γ , H_β в звездах

a — α Lyrae; b — α Canis Majoris; c — α Cygni; 1, 2 и 3 относятся соответственно к H_δ , H_γ , H_β

очень трудным делом. Действительно, на обычных микрофотограммах такие ядра не замечаются.

С этой точки зрения интересно проследить профиль водородных линий в спектрах, полученных при большой дисперсии. Обращаясь к «Photometric Atlas of Stellar Spectra» [3], мы находим среди восьми представленных там звезд две звезды типа A1s (α Lyrae и α Canis Majoris) и один сверхгигант α A2 (α Cygni). На фиг. 2 воспроизведены лишь центральные части профиля линий H_β , H_γ и H_δ для α Lyrae и для α Can. Majoris и H_β для α Cygni. На фиг. 2 наверху отмечены расстояния от центра для H_δ , внизу для H_β . Все шесть профилей для обыкновенных звезд не оставляют сомнения в том, что здесь совершенно очевидно выявляются те слабые ядра водородных линий, о которых речь шла впереди. С другой стороны, как, может быть, и следовало ожидать, такие собственно ядра отдельно не выделяются в спектрах сверхгигантов (α Cygni). Как раз самую центральную часть профиля водородных линий в спектрах обыкновенных

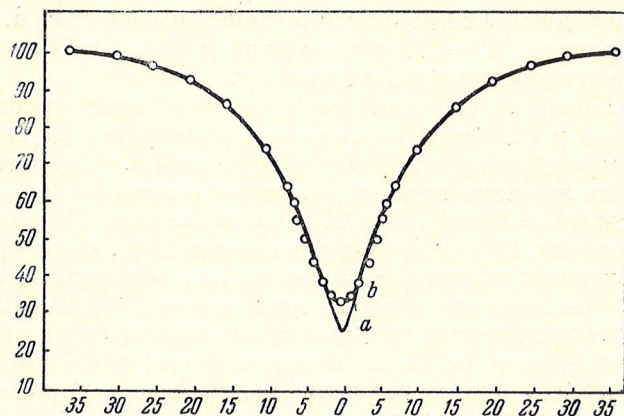
водородных линий. Однако более внимательное рассмотрение наблюдательных данных дает положительный ответ. Ядро, о котором идет здесь речь вероятно мало контрастно, а ширина его порядка 1A. Для обычно употребляемой дисперсии (30—40 A/мм) мы будем иметь для ядра чисто инструментальный профиль. При получении микрофотограмм, если передача не слишком велика (порядка 1:30 или меньше), имеет место некоторое сглаживание в центральной части линии. О последнем можно судить по отсутствию колебаний, обязанных зернам пластинки, которые должны быть особенно значительны при малой фотографической плотности пластинок вблизи центра линии. При этих обстоятельствах, если ядра узки и очень мало контрастны, выявление их делается

звезд и сверхгигантов можно рассматривать как сходную, и это является некоторым аргументом в пользу того, что в обыкновенных звездах центральная часть водородных линий (ядро) образуется в условиях, в известной степени близких к тем, какие имеют место в сверхгигантах, т. е., очевидно, при очень малом электронном давлении в самых верхних атмосферных слоях звезды.

Сопоставление профилей на фиг. 2 приводит к заключению, хотя и неуверенному, что ядро усиливается от H_δ к H_β , и это вероятно может быть удовлетворительно интерпретировано.

Вопрос о ядрах водородных линий можно рассмотреть и с другой точки зрения. Может быть, при дисперсии 30—40 Å/мм о наличии ядра можно судить скорее непосредственно по спектрограммам чем по микрофотограммам. Действительно, при известных обстоятельствах глаз особенно чувствителен к вы-

явлению мало контрастных явлений. Лица, которые много измеряют радиальные скорости звезд класса A с немногочисленными слабыми линиями, вынуждены пользоваться также широкими водородными линиями. При значительном разнообразии вида водородных линий наведения на эти очень широкие линии часто очень неуверенны. Однако часто чувствуется некоторое более или менее



Фиг. 3.

a — средний наблюдаемый профиль H_γ в звездах As; b — вычисленный профиль H_γ для скорости вращения $V \sin i = 220$ км/сек; кружки — средний наблюдаемый профиль H_γ для звезд An

резкое ядро в центре этих широких линий, и тогда измерение делается более уверенным. Не приходится сомневаться в том, что значительные различия в виде водородных линий в спектрах индивидуальных звезд класса A обуславливаются не только различиями в полном поглощении, в ширине, в глубине линий, но и в характере самого центра линии. Для иллюстрации на фиг. 4 мы воспроизводим из коллекции симеизских спектрограмм два спектра класса A с характерным водородным ядром (α Lyrae и α Canis Majoris) и два спектра без такого ядра (α Leonis и α Aquilae).

При просмотре коллекции наших спектрограмм мы нашли на основании визуальных оценок, что около 40% звезд класса B8—A5 имеют водородные линии с ядром, около 50% не имеют ядра, а для остальных оценка не уверена. Мы полагаем, что ядро водородных линий, которое заметно на фиг. 4 (α Lyrae и α Canis Majoris) и на микрофотограммах (фиг. 2), относится к одному и тому же явлению.

Бросается в глаза, что наличие или отсутствие ядер водородных линий связано с характеристикой s или n , относящейся, как известно, к виду неводородных линий. Можно оценить, что среди звезд B8s — A5s около 75% имеют ядра, около 20% не имеют, а для остальных трудно сделать оценку. Напротив, среди звезд B8n — A5n мы имеем соответственно 8, 85 и 7%. Можно отметить также, что, согласно Вильямсу (E. G. Williams [4]), повидимому, имеется реальное различие в центральной

интенсивности водородных линий в спектрах звезд As и An, для H в среднем 0.24 и 0.33 соответственно.

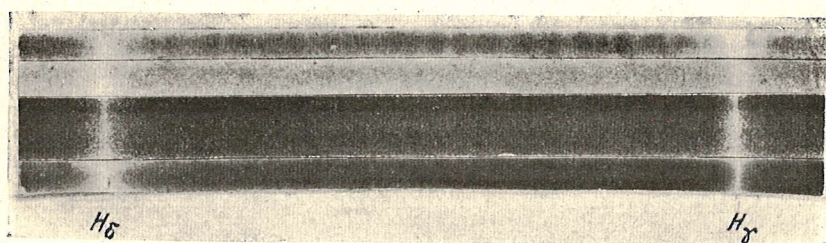
Само собой напрашивается поставить отсутствие ядер водородных линий в спектрах многих звезд An в связь с вращением звезд. Даже упомянутое уменьшение центральной интенсивности водородных линий в звездах An, как будто, можно согласовать с гипотезой вращения звезд. Это видно из фиг. 3, на которой нами представлен контур H_γ для невращающейся и для быстро вращающейся звезды, $V \sin i = 220$ км/сек (кружки). Для невращающейся звезды нами принят средний наблюдаемый профиль для четырех звезд класса A0s — A2s. При вычислении профиля H_γ для вращающейся звезды было принято, что имеется потемнение к краю диска. Вычисленный эффект вращения, как и следовало ожидать, заметен только в центральной части линии. Мы не уверены, что только лишь различием, выявленным на фиг. 3, можно объяснить сильные различия в характере водородных линий, которые показаны на фиг. 4. Во всяком случае при скоростях 150—200 км/сек ядра должны исчезнуть, и это не находится в противоречии с наблюдениями.

Говоря о чисто геометрическом эффекте вращения, следует отметить также и физическую сторону, а именно: вращение должно привести к уменьшению ускорения силы тяжести и, следовательно, к усилению ионизации и к изменению интенсивности линий. Однако эффект мал. Так, для звезды $T = 10000^\circ$, $R = 1.7 \times 10^{11}$ и $g = 1.3 \times 10^4$ уменьшение g при скорости вращения 250 км/сек едва достигает 20%, а это крайне мало скажется на изменении полного поглощения для водородных линий.

Установление наличия ядра водородных линий в тесном смысле этого слова представляет интерес также с точки зрения изучения стратификации атмосферных слоев и систематических движений разного рода атомов. Очевидно, при измерении радиальных скоростей водородных линий, имеющих ядро, мы делаем наведение на ядро, мало считаясь с крыльями. Таким образом, измеренная лучевая скорость будет относиться к атомам в верхних атмосферных слоях, а не к обращающему слою, в котором зарождаются другие линии. Следовательно, если имеется систематическое движение атомов водорода в самых верхних слоях, то оно должно обнаружиться в систематической разности смещений этих ядер. Наблюдения показывают, что последний эффект, во всяком случае для обыкновенных звезд, очень мал, меньше 2 км/сек. Однако, отвлекаясь даже от сверхгигантов, мы не можем все же утверждать, что такой эффект порядка 1—2 км не существует.

Л и т е р а т у р а

1. S. Verwey. Publ. Astr. Inst. Amsterdam № 5, 1936.
2. A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären, 286, 1938.
3. A. Hiltner a. R. Williams. Photometric Atlas of Stellar Spectra, 1946.
4. E. G. Williams. Ann. Solar Physics Obs. Cambridge 2, part 2, 1932.



Фиг. 4. Область $H\delta$ и $H\gamma$
1 — α Aquilae, 2 — α Leonis, 3 — α Canis Majoris, 4 — α Lyrae

СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ АТОМОВ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ В ПРИМЕНЕНИИ К ЗВЕЗДАМ ВОЛЬФ — РАЙЕ И К СОЛНЦУ

С. Б. Пительнер

В первом разделе рассматриваются существующие теории торможения иона, движущегося в газе. Рассматриваются газокINETическое торможение, выведенное для случая, когда взаимодействие иона с атомами можно описать в виде удара упругих твердых сфер, и электростатическое, исходящее из представления об ионе и атомах атмосферы как о центрах кулоновских полей.

Выведена формула торможения иона, движущегося в плазме с любой скоростью; существующие формулы торможения быстрых ионов являются частным случаем полученной в работе.

В § 2 формулы торможения применяются к движению в атмосферах горячих звезд ионов С, О, N и других под действием селективного давления радиации.

Ионы движутся с постоянной относительно атмосферы скоростью порядка 30 км/сек, а импульс, сообщаемый им давлением радиации, передается окружающим атомам атмосферы. При $T = 50\,000^\circ$ этого импульса достаточно, чтобы вызвать истечение материи из звезды, причем скорость истечения может достигнуть наблюдаемой в звездах Вольф—Райе. Такие факторы, как давление радиации на свободные электроны, электрическое поле в оболочке звезды, уменьшение эффективной силы тяжести вследствие протяженности атмосферы и быстрого вращения, делают истечение еще более вероятным.

В § 3 рассматривается движение атомов Сах в верхних слоях солнечной атмосферы под действием давления радиации. Показано, что корона слабо тормозит ионы, движущиеся со скоростью больше 100 км/сек, но не позволит атому Са приобрести значительную скорость постепенно, действием давления радиации, рассчитанного методом Милна, исходя из V-образного контура линии.

Подсчитано время жизни атома в состоянии Ca^+ , до его вторичной ионизации радиацией (200—300 сек.) и электронным ударом (3 сек.), во внешней короне—несколько десятков секунд. За это время атом Са, разгоняемый давлением радиации, не может достигнуть параболической скорости, если контур линии V-образный.

§ 1. Настоящая работа посвящена вопросу о торможении атомов, движущихся в атмосфере звезды.

Обычно принимают движущийся атом и атомы атмосферы упругими сферами. Теория такого сопротивления разработана Чепманом (Charman) и Мак Кри (Mc Crea) [1].

Если на движущийся в атмосфере атом действует постоянная сила $m_i j$, где m_i — масса, а j — ускорение, скорость его асимптотически приближается к предельному значению. Если это значение много больше или много меньше термической скорости атомов атмосферы w (в данном случае водорода), оно равно, соответственно,

$$v = \frac{j}{\rho \alpha} \quad (v \ll w), \quad v = \sqrt{\frac{j}{\rho \beta}} \quad (v \gg w),$$

где плотность водорода $\rho = nm_H$, n — число атомов водорода на 1 см^3 ,

$$\alpha = \frac{8}{3} \left(\frac{2kT}{\pi m_i m_H (m_i + m_H)} \right)^{1/2} \pi \sigma^2;$$

$$\beta = \frac{\pi \sigma^2}{m_i + m_H}; \quad w = \sqrt{\frac{3kT}{m_H}};$$

k — постоянная Больцмана; T — температура атмосферы; σ — эффективный радиус соударения; $m_i = M m_H$, где M — атомный вес иона. Заменяя постоянные, получаем

$$v = 5.15 \cdot 10^{-5} \sqrt{M(M+1)} \frac{j}{\pi \sigma^2 \sqrt{T} n} \quad (v \ll w); \quad (1)$$

$$v = \sqrt{\frac{(M+1)j}{n \pi \sigma^2}} \quad (v \gg w). \quad (2)$$

В случае, если Н почти полностью ионизирован,

$$n = n_e = \frac{p_e}{kT},$$

где p_e — электронное давление в дин/см^2 , n_e — число электронов на 1 см^3 . Заменяя n в формулах (1) и (2) и полагая $\sigma = 2 \cdot 10^{-8}$, получаем

$$v = 5.66 \cdot 10^{-6} \sqrt{M(M+1)} \sqrt{T} \frac{j}{p_e}; \quad (v \ll w) \quad (1')$$

$$v = 0.33 \sqrt{M+1} \sqrt{T} \sqrt{\frac{j}{p_e}} \quad (v \gg w) \quad (2')$$

Время релаксации равно $\frac{v}{j}$.

Применим формулы (1') и (2') к движению ионов С и О в горячих звездах. Нами было подсчитано [2] давление радиации на атомы С, О, S. Наибольшим оно было для С при $T = 25000^\circ$ ($j \approx 3 \cdot 10^6$) и для О при $T = 50000^\circ$ ($j \approx 1.7 \cdot 10^7$). Значения j вычислены при p_e от 100 до 10^{-3} дин/см^2 и $rf = 0.01$, где r — остаточная интенсивность резонансной линии в частоте коэффициента поглощения иона, f — сила осциллятора этой линии.

Подсчитаем скорость дрейфа для указанных случаев, беря j из табл. 6 и 10 названной работы. Для p_e от 100 до 0.1 воспользуемся формулой (1'), а для $p_e = 10^{-3}$ — формулой (2'). Случай $p_e = 10^{-2}$ рассматривать не будем, так как здесь скорость дрейфа близка к w для Н ($w = 3 \cdot 10^6$).

Результаты вычислений представлены в табл. 4.

Электронное давление в обрабатываемом слое обычных звезд порядка 100. Как видно из табл. 4, скорости в этом случае не превосходят десятков м/сек. В атмосферах сверхгигантов плотности значительно меньше, и скорость дрейфа может достигнуть величины порядка км/сек. Подобное смещение обнаружено академиком Г. А. Шайн [3].

В верхних слоях атмосферы ($p_e \leq 10^{-3}$) скорости ионов могут достигнуть десятков и сотен км/сек.

Время релаксации почти во всех случаях меньше 1 сек.

Законы газокинетического торможения не учитывают кулоновского взаимодействия между движущимся ионом и ионами атмосферы, ибо атмосфера горячей звезды почти полностью ионизована и представляет собой плазму.

Таблица 1

Скорость дрейфа атомов С и О			
T p_e	С	О	О
	25000°	30000°	50000°
100	$2.2 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^2$	$3.7 \cdot 10^3$
10	$3.4 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^3$	$3.5 \cdot 10^4$
1	$3.3 \cdot 10^4$	$2.9 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^5$
0.1	$3.6 \cdot 10^5$	$3.1 \cdot 10^5$	—
0.001	$6.8 \cdot 10^6$	$8.8 \cdot 10^6$	$2.4 \cdot 10^7$

При движении иона в плазме происходит нечто, подобное резерфордскому рассеянию легких частиц в кулоновом поле иона. Рассеиваемыми частицами будут протоны при скорости иона, начиная от 10^6 , и электроны при скорости иона, большей, чем их тепловые скорости ($\approx 10^8$).

Впервые торможение иона, движущегося в плазме со сверхзвуковой скоростью, исследовал Ленгмюр (Langmuir) [4].

Суммируя потери энергии при каждом «соударении» (тут существенно предположение о независимости отдельных соударений, соударения «парные») с параметром удара меньше r , Ленгмюр получил для силы торможения электронами выражение

$$-F_{el} = \frac{4\pi\epsilon^2 e^2}{m v^2} n_e \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r^2}{a^2} \right). \quad (3)$$

Здесь ϵ — заряд иона, e и m — заряд и масса электрона, v — скорость иона;

$$a = \frac{\epsilon e (m_i + m)}{m_i m v^2}.$$

При выводе формулы тепловое движение электронов не учитывалось.

В случае торможения протонами ($3 \cdot 10^6 < v < 10^8$) соответствующие формулы будут

$$-F_{pr} = \frac{4\pi\epsilon^2 e^2}{m_H v^2} n_{pr} \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{r^2}{a_{pr}^2} \right); \quad (4)$$

$$a_{pr} = \frac{\epsilon e (m_i + m_H)}{m_i m_H v^2}.$$

Если не оборвать взаимодействие на расстоянии r , сила торможения неограниченно возрастает. Причина заключается в медленности спадения кулоновых сил с расстоянием, приводящей к тому, что хотя далеким частицам передается меньше энергии, но число их возрастает в той же мере.

Давыдов [5] принимает за r радиус Дебая $D_1 = \sqrt{\frac{kT}{8\pi n e^2}}$, считая, что внутри сферы радиуса D_1 поле иона не отличается от кулоновского, а вне ее полностью экранируется за счет поляризации плазмы. Гвоздовер [6]

обрывает взаимодействие на среднем расстоянии между тяжелыми ионами, что законно, если это расстояние не больше радиуса Дебая.

Власов [7] указал, что считать поляризацию дебаевской при скорости иона, большей скорости частиц атмосферы, нельзя. Поляризация в данном случае будет асимметричной, что приведет к дополнительной тормозящей силе. Мы будем применять формулу [4] для скоростей 40—800 км/сек, основываясь на следующем грубом рассуждении. Для рассматриваемых скоростей можно считать, что протоны в силу большей инерции не успевают образовать вокруг иона облака Дебая. Электроны же образуют обычное облако поляризаций, причем радиус Дебая в данном случае будет

$$D_2 = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n e^2}}.$$

Таким образом, силу торможения иона можно записать в виде (4), где $r = D_2$.

Прежде чем перейти к численному подсчету торможения, найдем выражение для торможения при скорости иона, меньшей или сравнимой со скоростью протонов или электронов, допуская, как прежде, независимость действия механизмов торможения электронами и протонами.

Допустим, что протоны имеют одинаковую по величине скорость ω , равномерно распределенную по направлениям. Тогда, используя законы сохранения, решая уравнения движения в координатах, связанных с центром тяжести системы ион — протон, суммируя действие всех протонов и обрывая взаимодействие на расстоянии D_1 , поскольку скорость иона не превосходит значительно скоростей протонов, находим для ускорения торможения

$$-j = n \frac{\pi(m_i + m_H)}{m_i^2 m_H} \varepsilon^2 e^2 \int_0^\pi \frac{1}{V^2(\vartheta)} \ln \left(1 + \frac{D_1^2}{a^2(\vartheta)} \right) \times \\ \times \sin \vartheta \left(\cos \vartheta \sqrt{1 - \sin^2 \vartheta \frac{v^2}{V^2(\vartheta)}} + \sin^2 \vartheta \frac{v}{V(\vartheta)} \right) d\vartheta. \quad (5)$$

Здесь

$$V(\vartheta) = \sqrt{v^2 + \omega^2 + 2v\omega \cos \vartheta}, \\ a(\vartheta) = \frac{m_i + m_H}{m_i m_H} \frac{\varepsilon e}{V^2(\vartheta)}.$$

В случае, если скорость иона больше тепловой, $v \gg \omega$, можно положить $V(\vartheta) = v$ и, если пренебречь $\frac{m_H}{m_i}$, как это сделал в своем выводе Ленгмюр, формула (5) переходит в обычную формулу (4).

Если скорость иона — порядка скоростей электронов, торможение обусловлено взаимодействием с электронами (взаимодействие с протонами при больших скоростях мало). Для ускорения торможения остается справедливым выражение (5), в котором вместо m_H следует поставить массу электрона m ; n и ω — атомная плотность и скорости электронов. Торможение максимально при скорости иона порядка наименьшей тепловой скорости частиц плазмы.

Как уже было сказано, обрывать взаимодействие на расстоянии радиуса Дебая при сверхзвуковой скорости иона незаконно.

Чтобы избежать этого, Власов [7] разделяет плазму на две части вне и внутри сферы радиуса r , описанной вокруг иона. Взаимодействие с электронами внутри сферы описывается формулой (3).

Для учета влияния на ион внешней области Власов полагает плазму непрерывной средой, способной к поляризации. Движущийся со сверхзвуковой скоростью ион возбуждает в плазме электронные колебания, аналогичные волнам Маха в гидродинамике.

Энергия возбуждения этих колебаний заимствуется из кинетической энергии иона.

Сила торможения иона со стороны внешней области

$$-F_{el}^{pol} = \frac{\varepsilon^2 \omega_0^2}{v^2} \ln \frac{2v}{\gamma \omega_0 r} \quad (6)$$

Здесь $\gamma = 0,577$ — постоянная Эйлера; $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$ — ленгмюрова или собственная частота колебаний электронов в плазме. Полная сила торможения равна $F_{el} + F_{el}^{pol}$.

Если в (3) $r \approx n^{-\frac{1}{3}} \gg a$, единицей под знаком логарифма можно пренебречь, и, заменяя ω_0 его значением, получаем для полной силы торможения электро-нами

$$-F = \frac{4\pi \varepsilon^2 e^2}{mv^2} n_e \ln \frac{2v}{\gamma \omega_0 a} \quad (7)$$

Для силы торможения протонами формула остается в силе, только вместо m надо подставить m_H (также и в выражении для ω_0 и a).

Условие применимости формулы (6) — частота пульсаций ω — значительно больше $\frac{W}{r}$ — числа столкновений заряженных частиц плазмы с нейтральными атомами, гасящих колебания. В звездных атмосферах это всегда выполняется.

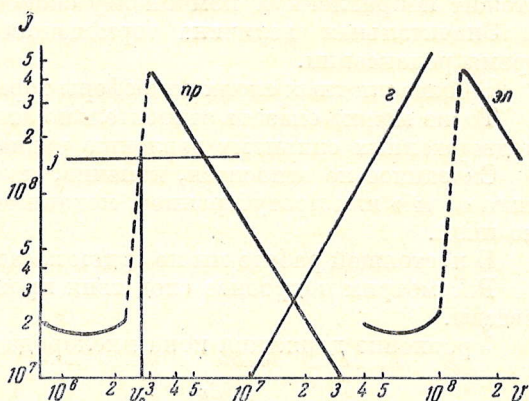
Сила торможения по Власову отличается от (3) только логарифмической частью. Численно это дает разницу не больше 20% для случая верхних слоев звездных атмосфер. Принципиальная же разница в том, что энергия движения иона по Ленгмюру переходит только в теплоту, по Власову же часть ее переходит в вибрационную энергию плазмы.

Интересно было бы проверить экспериментально торможение ионов в плазме разряда.

Произведенные до сих пор опыты подтвердили зависимость, даваемую формулой (3) качественно. Точные измерения провести не удалось из-за ряда мешающих вторичных эффектов.

§ 2. Применим формулы (5) и (2), несколько преобразовав последнюю, к торможению ионов в атмосферах звезд. Подсчитаем величину торможения для иона OV, движущегося в атмосфере, где $T = 50\,000^\circ$, $p_e = 0.01$. На фиг. 1 изображены графически ускорения торможения при газокинетических столкновениях g , электростатическом взаимодействии с протонами np и электронами $эл$.

Мы видим два пика, не перекрывающих друг друга, что подтверждает законность раздельного рассмотрения двух механизмов торможения.



Фиг. 1. Ускорение торможения при газокинетических столкновениях g , электростатическом взаимодействии с протонами np и электронами $эл$.

Части кривых, проведенные пунктиром, не вычислялись, так как при наивероятнейшей скорости (для протонов $w = 2.88 \cdot 10^8$) наша модель слишком груба, здесь существенна дисперсия скоростей.

Газокинетическое торможение значительно эффективнее электронного, последнее можно не учитывать. Протонное же торможение до скорости $v = 1.6 \cdot 10^7$ преобладает над газокинетическим.

Горизонтальной чертой отмечено ускорение атома О от действия радиации j_r ([2], табл. 10), причем произведение остаточной интенсивности на силу осциллятора rf принято равным 0.1, так как атом при скорости порядка десятков км/сек поглощает не из центра линии. Из чертежа видно, что сопротивление атмосферы при малых скоростях не оказывает существенного влияния на ускорение иона; при скорости же порядка тепловой скорости протонов движение иона относительно окружающей атмосферы делается равномерным, причем скорость дрейфа v_0 почти не зависит от силы давления радиации в довольно широких пределах изменения последней. Если же вследствие малой остаточной интенсивности ускорение иона будет меньше $2 \cdot 10^7$, торможение плазмы при малых скоростях уничтожит направленную компоненту скорости иона.

Значительная величина торможения обеспечивает малое (< 1 сек.) время релаксации.

В более плотных слоях атмосферы торможение будет еще значительнее.

То же можно сказать относительно атомов С, N, S и других элементов, подверженных сильному давлению радиации.

Сказанное не относится, конечно, к облачным плотным образованиям типа «бомб» или протуберанцев, механизм торможения которых совершенно иной.

В настоящей работе мы не будем касаться данного вопроса.

Рассмотрим подробнее следствия прохождения ионов через атмосферу звезды.

Уравнение движения иона кислорода относительно атмосферы

$$\frac{dv}{dt} = j_r - g - \frac{1}{m_0} F(v), \quad (8)$$

где m_0 — масса атома О; $F(v)$ — сила сопротивления атмосферы. Очевидно, что та же сила приложена к элементу атмосферы со стороны иона.

При $v = v_0$, $\frac{dv}{dt}$ обращается в 0.

Из уравнения (8) находим

$$F(v_0) = m_0(j_r - g). \quad (9)$$

Суммируя эту силу для всех ионов О в 1 см^3 , находим силу, действующую на единицу объема атмосферы со стороны О,

$$f = n_0 F(v_0) = n_0 m_0 (j_r - g) = n m_H (j_r - g) \frac{n_0}{n} \frac{m_0}{m_H} = \rho (j_r - g) \frac{n_0}{n} 16. \quad (10)$$

Здесь n_0 и n — число атомов О и Н в 1 см^3 ; $\rho = n m_H$ — плотность Н, мало отличается от плотности атмосферы звезды.

Среднее значение $j_r - g$ можно принять при $rf = 0.1$ равным $5 \cdot 10^7$ (для горячих звезд g меняется от $5 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$). Используя данные Аллера (Aller) [8] для звезды типа WR—10 Лас, примем $n = 2000 n_0$.

Тогда $\frac{f}{\rho} = 4.0 \cdot 10^5$, что значительно превышает g (для 10 Лас $g = 3 \cdot 10^4$).

Для малого участка поверхности и толщины слоя меньше радиуса фотосферы можно пренебречь кривизной слоя. Направим ось x по нормали вверх.

Для 1 см^3 атмосферы уравнение движения в форме Эйлера будет

$$\frac{dv}{dt} = \frac{f}{\rho} - g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (11)$$

Здесь $p = p_g + p_r$ — полное давление, т. е. газовое и радиативное, действующее непосредственно на атмосферу, а не на O .

Поскольку $j = \frac{f}{\rho} - g > 0$ и $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} < 0$, правая часть уравнения существенно положительна в слое от $p_e = 100$ до $p_e = 10^{-3}$, т. е. примерно в обращающем слое и хромосфере. Следовательно, $\frac{dv}{dt} > 0$, и атмосфера не может сохранить статический характер — должно начаться какое-то движение в достаточно толстом слое.

Допустим для простоты, что движение приняло стационарный характер. Тогда уравнение движения в случае идеальной жидкости (влияние вязкости мы оценим позже) будет

$$v \frac{dv}{dx} = j - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}. \quad (12)$$

Уравнение неразрывности

$$\frac{d(\rho v)}{dx} = 0. \quad (13)$$

В случае статической атмосферы без селективного давления радиации член $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$ одного порядка с g . При движении атмосферы наружу градиент давления еще падает, и, поскольку $\frac{f}{\rho}$ значительно больше g , член $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}$ не играет существенной роли, и при его оценке можно пользоваться более грубыми допущениями, в частности принять адиабатический закон

$$p = k\rho^\gamma, \quad (14)$$

хотя это и неточно.

Интегрируя совместно (12), (13) и (14), получаем интеграл Д. Бернулли в форме

$$\frac{v^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} - jx = \text{const}. \quad (15)$$

Полагая при $x=0$ $v=v_0$, $p=p_0$, $\rho=\rho_0$, имеем

$$v^2 - v_0^2 = 2jx - \frac{2\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p}{\rho} \right). \quad (16)$$

Как можно показать, последний член мал сравнительно с $2jx$.

Приняв $p_0 = 2p_e = 200$ (давление радиации на Н мало), $T = 40\,000^\circ$, $\gamma = \frac{5}{3}$, находим

$$n = \frac{p_e}{kT} = 1.8 \cdot 10^{13}; \quad \rho_0 = 3 \cdot 10^{-11}; \quad \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{p_0}{\rho_0} = 3.3 \cdot 10^{13}.$$

В качестве верхнего примем слой с $p_e = 10^{-3}$. Поскольку в звездах с истечением материи оболочки обычно протяженны,* можно как нижнюю грань принять толщину слоя от $p_e = 100$ до $p_e = 10^{-3}$ в 10^{10} см.

Положив $j = 3.7 \cdot 10^5$, видим, что

$$2jx \gg 2 \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p}{\rho} \right).$$

Для грубой оценки последний член можно отбросить, $v_0 \ll v$, что можно видеть хотя бы из (13), так что окончательно получаем

$$v = \sqrt{2jx} = 9 \cdot 10^7, \quad (17)$$

что по порядку величины близко к скорости истечения материи из звезд WR.

Остается оценить влияние вязкости. Для движения вязкой жидкости справедливы уравнения Навье — Стокса

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = \frac{\bar{F}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \bar{v} + \frac{\nu}{3} \text{grad div } \bar{v}. \quad (18)$$

Здесь $\bar{F}$ — внешние силы, рассчитанные на 1 см^3 ; $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — кинематический коэффициент вязкости. Согласно формуле Майера, коэффициент вязкости $\mu = \frac{1}{3} \rho \omega L$; ω и L — средняя скорость и длина свободного пробега частиц атмосферы

$$\nu = \frac{1}{3} \omega L = \frac{1}{3} \omega \frac{1}{n\pi\sigma^2}. \quad (19)$$

Газокинетическое значение $\sigma = 2 \cdot 10^{-8}$. Что касается электростатического взаимодействия частиц плазмы, то оно только увеличит σ , следовательно, уменьшит ν . Для вычисления максимального влияния вязкости мы можем ограничиться газокинетическим поперечником.

$$\omega = 3.2 \cdot 10^6. \text{ При } p_e = 10^{-3} \quad \nu = 4 \cdot 10^{12}.$$

Для одномерного стационарного движения уравнение (18) в наших обозначениях запишется в виде

$$v \frac{dv}{dx} = j - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \frac{4}{3} \nu \frac{d^2v}{dx^2}. \quad (20)$$

$\frac{d^2v}{dx^2}$ можно оценить, разделив конечную скорость на квадрат толщины слоя.

Если даже в верхних слоях, где ν максимально, $v = 10^8$, $\frac{4}{3} \nu \frac{d^2v}{dx^2} = 5$, что мало сравнительно с j . Значит, роль вязкости действительно мала.

* Свингс (Swings), сравнивая ширину линий поглощения, создаваемых обращаемым слоем, и эмиссионных, образуемых хромосферой, нашел, что радиус оболочки составляет 1.5—2 радиуса звезды.

Рассмотрим очень важное следствие движения атмосферы. Поскольку существует градиент скорости, ионы, находящиеся в различных слоях атмосферы, поглощают радиацию различных частот спектра, нижние слои не экранируют радиацию, поглощаемую вылетающими ионами. Согласно (13) и (17),

$$dv = \sqrt{\frac{j}{2x}} dx; \quad \rho = \frac{C}{v};$$

$$\rho dx = \frac{C}{\sqrt{2x} \sqrt{j}} dx = \frac{C}{j} dv,$$

где C — некоторая постоянная для данного движения. Масса атмосферы, заключенная в столбе с основанием 1 см^2 , высотой от x_1 до x_2 ,

$$\int_{x_1}^{x_2} \rho dx = \frac{C}{j} (v_2 - v_1), \quad (21)$$

где v_2 и v_1 — скорость атмосферы в точках x_2 и x_1 .

Количество атомов O в указанном столбе

$$N_O = \frac{n_O}{n} \frac{1}{m_H} \int_{x_1}^{x_2} \rho dx = \frac{n_O}{n} \frac{1}{m_H} \frac{C}{j} (v_2 - v_1). \quad (22)$$

Мы видим, что число атомов O пропорционально разности скоростей в основаниях столба.

Подсчитаем число атомов O в столбе, разность скоростей в основаниях которого соответствует смещению $0.1 \text{ \AA}$ для $\lambda = 1000 \text{ \AA}$, т. е. $v_2 - v_1 = 30 \text{ км/сек}$.

Предварительно определим величину C .

Мы предположили для слоя с $p_e = 10^{-3}$ $x = 10^{10}$, что дало $v = 9 \cdot 10^7$,

$$\rho = \frac{p_e}{kT} m_H = 3 \cdot 10^{-16}.$$

Если

$$T = 40\,000^\circ, \quad C = \rho v = 2.7 \cdot 10^{-8}.$$

Принимая, как прежде, $n = 2000 n_O$, находим $N_O = 7 \cdot 10^{13}$. Это значение N_O не зависит от x , важно лишь, чтобы $v_2 - v_1 = 3 \cdot 10^6$. Столь малое значение N_O не может сколько-нибудь существенно ослабить радиацию, остаточная интенсивность для движущихся атомов будет близка к 1, так что наше допущение $rf = 0.1$ было даже заниженным.

Помимо селективного давления радиации на ионы существенным является давление радиации на свободные электроны. Утечка электронов создает избыток положительного заряда, удерживающий подавляющую часть остальных электронов. Чтобы удалить электрон, световое давление должно быть достаточным для удаления также и протона. Ускорение пары электрон — протон при томсоновском рассеянии планковской радиации

$$j = \frac{1}{cm_H} \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \sigma T^4 = 7.6 \cdot 10^{-16} T^4.$$

При $T = 50\,000^\circ$ $j = 4.7 \cdot 10^3$, что близко к ускорению силы тяжести.

Наконец, само ускорение силы тяжести может быть меньше принятого как вследствие протяженности оболочки звезды, так и вследствие быстрого вращения. В последнем случае истечение может начаться у экватора.

Приведенные соображения делают все более правдоподобным предположение о давлении радиации как причине истечения материи из звезд Вольф—Райе.

§ 3. Обратимся к движению атомов в атмосфере Солнца. Единственным элементом, испытывающим значительное давление радиации, является Ca II. Милн (Milne) [9] построил теорию выброса атомов Ca II из атмосферы Солнца, считая верхние слои кальциевой хромосферы находящимися в равновесии под действием гравитации и давления радиации.

Если атом случайно приобрел значительную скорость, направленную от Солнца, частота поглощения атома смещается из центра линии, остаточная интенсивность и, следовательно, давление радиации увеличиваются, равновесие нарушится, и атом начнет двигаться вверх со всё большей и большей скоростью, а следовательно, и ускорением, пока частота поглощения не сдвинется в непрерывный спектр.

В своих расчетах Милн не принимал во внимание сопротивление атмосферы и высокую электронную температуру короны и верхних слоев хромосферы.

Рассмотрим движение атома Ca II с учетом этих факторов.

Ускорение от действия радиации на индивидуальный атом Ca II в атмосфере Солнца

$$j_r = 4.72 \cdot 10^5 r, \quad (23)$$

где r — остаточная интенсивность линии в частоте, поглощаемой атомом.

Контур линии K взят по Теккерей (Thackeray) [10].

Он близок к V -образному. В центре линии остаточная интенсивность $r_0 = 0.077$, далее возрастание около 0.08 на 1 Å.

Полуширина линии $\delta\lambda = 11.5$ Å.

Подставляя в (23) значение r_0 , находим ускорение для покоящегося атома $j_r = 3.63 \cdot 10^4$.

Ускорение силы тяжести на поверхности Солнца $g = 2.74 \cdot 10^4$. Поскольку r обычно несколько завышено вследствие наложения рассеянного фона, j_r фактически меньше, чем $3.63 \cdot 10^4$, и можно считать кальциевые атомы хромосферы близкими к равновесию.

В дальнейшем для простоты расчетов мы будем исходить из

$$r_0 = \frac{2.74}{3.63} \cdot 0.077 = 0.058.$$

Ускорение движущегося со скоростью v атома запишется в виде

$$j_r = g \left(\frac{1}{r_0} - 1 \right) \frac{v}{V}, \quad (24)$$

где V — скорость, соответствующая смещению $\delta\lambda$; в нашем случае $V = 8.74 \cdot 10^7$. Вдали от Солнца нужно учитывать еще уменьшение потока.

Для определения скорости дрейфа при ускорении j_r воспользуемся формулой (2).

Подставляя j_r из (24) и несколько преобразуя, находим

$$v_0 = \frac{M+1}{\pi\sigma^2} \frac{1}{n} \frac{g}{V} \left(\frac{1}{r_0} - 1 \right) = 1.54 \cdot 10^{14} \frac{1}{n},$$

если принять $\sigma = 2 \cdot 10^{-8}$.

При $n=5 \cdot 10^8$ скорость дрейфа $v_0=3.1 \cdot 10^5$. Наивероятнейшая термическая скорость атомов H $w=10^5$.

Значит, в верхних слоях хромосферы скорость дрейфа мала.

Проделаем аналогичные расчеты для внутренней короны при $n=5 \cdot 10^7$ и $T=1\,000\,000^\circ$. Из них следует, что во внутренней короне роль электростатического торможения становится несущественной.

Газокинетическое сопротивление атмосферы будет гасить всякую скорость, но это торможение происходит медленно, в течение десятков секунд; атом пройдет за время торможения тысячи километров.

Итак, атом Ca II, выброшенный во внутреннюю корону со значительной скоростью или поддерживаемый в своем движении силой, большей, чем давление радиации, рассчитанное методом Милна, сможет пересечь внутреннюю корону, если не будет ионизирован, так как давление радиации на Ca III очень мало.

Чтобы решить вопрос о возможности для атома Ca II пройти через внутреннюю корону, нужно подсчитать время, в течение которого атом не будет вторично ионизован. Подсчитаем число ионизаций одного атома Ca II радиацией при $T=5740^\circ$ и коэффициенте дилуции, равном 0.5 за 1 сек. нахождения в состоянии Ca II.

Коэффициент поглощения на атом

$$k_\nu = \text{const} \frac{\nu_i^3}{\nu^3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right).$$

ν_i — частота, соответствующая потенциалу ионизации. Для большинства атомов [11] const меняется от 10^{-19} до 10^{-17} , для Ca II ближе к $3 \cdot 10^{-19}$ [12]. Как верхнюю грань примем $\text{const}=10^{-18}$. Верхняя грань полного числа ионизаций атома радиацией всех частот за 1 сек.

$$N_r = \frac{4\pi \cdot 10^{-18}}{c^2} \nu_i^3 \int_{\nu_i}^{\infty} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \frac{d\nu}{\nu}.$$

Заменим $\frac{1}{\nu}$ на $\frac{1}{\nu_i}$, чем сделаем небольшую ошибку в сторону преувеличения.

Тогда

$$N_r < \frac{4\pi \cdot 10^{-18}}{c^2} \nu_i^2 \frac{kT}{h} e^{-\frac{h\nu_i}{kT}} = 1.7 \cdot 10^4 \chi^2 T e^{-1.16 \cdot 10^4 \frac{\chi}{T}}, \quad (25)$$

где χ — потенциал ионизации в электрон-вольтах.

Применяя формулу (26) к Ca II ($\chi=11.82$ V), находим $N_r < 5.78 \cdot 10^{-4}$, или время жизни в состоянии Ca II $\frac{1}{N_r} > 1730$ сек.

Принимая радиацию равновесной, мы не учли, что близ частоты ионизации Ca II лежит линия L_α , которая должна быть очень интенсивной и может существенно ослабить радиацию, следовательно, еще удлинить время жизни. Оценка дает для остаточной интенсивности L_α при частоте ионизации Ca II $r_\nu \geq 0.62$. При больших частотах r_ν будет еще ближе к 1.

Следовательно, наличие L_α не изменит порядка времени жизни атома, а лишь несколько увеличит его.

Итак, время жизни атома Ca II до его вторичной ионизации радиацией равно 2000—3000 сек. Если $v \sim 10^6$, то за 3000 сек. атом пройдет 30 000 км

что мало сравнительно с радиусом Солнца. После этого атом будет ионизован и начнет двигаться замедленно. Скоро ли наступит рекомбинация и атом опять будет подталкиваться вверх давлением радиации? Формула Саха при $T = 5740^\circ$ дает для Са равенства

$$\frac{n_2}{n_1} n_e = 2.0 \cdot 10^{10} \quad \text{и} \quad \frac{n_1}{n_0} n_e = 9.2 \cdot 10^{15}.$$

При $n_e < 2 \cdot 10^{10}$ большая часть атомов Са находится в дважды ионизованном состоянии. Из условия стационарности в случае только двух, фактически имеющихся состояний ионизации, как в нашем случае (потенциал ионизации Са III очень высок), следует, что числа ионизаций и рекомбинаций для данного атома в 1 сек. обратно пропорциональны числам атомов в состояниях Са II и Са III, т. е. n_1 и n_2 . Если $n_2 > n_1$, то число ионизаций больше числа рекомбинаций для данного атома, следовательно, время до рекомбинации больше времени до ионизации, т. е. больше 2000 сек., а при $n_e = 5 \cdot 10^7$ больше $4 \cdot 10^5$ сек.

Потеря скорости (без учета сопротивления) за $4 \cdot 10^5$ сек. будет $8 \cdot 10^9$, так что атом большую часть времени до рекомбинации будет падать к Солнцу, направленная наружу скорость уничтожится, и механизм Милна не сможет действовать. В случае высокой электронной температуры время до рекомбинации еще больше. Значит, если атом Са II движется с малой скоростью, так что за время до ионизации не успеет выйти в более разреженные слои, где скорость может достичь параболической, он не сможет покинуть Солнца.

Опасным барьером на пути атома является, в особенности, внутренняя корона с ее высокой электронной температурой. Число ионизаций атома электронным ударом за 1 сек.

$$N_e = n_e \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2kT_e}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{mu_1^2}{2kT_e} + 1 \right) \frac{1}{\pi \sigma_i^2} e^{-\frac{mu_1^2}{2kT_e}},$$

где $\overline{\sigma_i^2}$ — среднее поперечное сечение ионизации, $\overline{\sigma_i^2} \approx 10^{-17}$; u_1 — скорость электрона, соответствующая потенциалу ионизации.

Полагая $n_e = 5 \cdot 10^7$, $T_e = 1\,000\,000^\circ$, находим для Са II $N_e = 0.34$. Значит, время жизни атома Са II до второй ионизации в зоне высокой электронной температуры порядка 3 сек.

Столь малое время делает практически невозможным переход внутренней короны изолированным атомом Са II за счет давления радиации.

Если каким-либо образом атомы Са II все-таки попадут во внешнюю корону, они смогут разогнаться давлением радиации, так как сопротивление короны, обусловленное малой плотностью, мало, а время жизни до второй ионизации — десятки секунд. Однако подсчет показывает, что за это время атом Са II, разгоняемый световым давлением, рассчитанным по методу Милна, и тормозимый средой с атомной концентрацией $n = 10^6$, не достигнет параболической скорости.

Для выброса необходимо, чтобы или интенсивность радиации была значительно больше принятой или чтобы с поверхности Солнца вылетали в результате взрыва сгустки и струи вещества вроде микропротуберанцев.

Давление радиации на такой сгусток сохраняет тот же характер, но меняются сопротивление и возможность быстрым электронам внутренней короны ионизовать газ в таком сгустке.

Этими вопросами мы заниматься не будем, так как они требуют применения совершенно других методов. Вылетев с большой скоростью во внешнюю корону, сгусток может рассеяться, а ионы Са II, имея большую начальную скорость и испытывая вследствие этого сильное давление радиации, могут приобрести параболическую скорость и вылететь из атмосферы Солнца. Возможно, что геоактивные корпускулы являются такими атомами Са II, выбрасываемыми в верхние слои солнечной атмосферы из активных областей Солнца, а затем разгоняемыми давлением радиации [13].

В заключение автор выражает глубокую благодарность проф. Э. Р. Мустелю за внимание, проявленное при выполнении настоящей работы, и проф. А. Б. Северному, сделавшему ряд важных критических замечаний.

Л и т е р а т у р а

1. McCrea. M. N. **95**, 6, 1935.
2. Пикельнер. А. Ж. **24**, № 1, 1947.
3. Г. А. Шайн. ДАН СССР **44**, 2, 1944.
4. Langmuir. Proc. Nat. Ac. Sci. **14**, № 8, 1928.
5. Давыдов. ЖЭТФ **7**, № 9, 1937.
6. Гвоздовер. ЖЭТФ **7**, 867, 1937.
7. Власов. Вибрационные свойства электронной плазмы и ее применения. Уч. Зап. МГУ, 1946.
8. Aller. Ap. J. **104**, 353, 1946.
9. Milne. M. N. **86**, № 7, 1926.
10. Thackeray. M. N. **95**, № 3, 1935.
11. Ежегодный отчет М. N. **99**, 391, 1939.
12. Bates a. Massey. Proc. Roy. Soc. A **177**, 281, 1941.
13. Мустель. ДАН СССР **56**, № 3, 1947.

ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ КОРОНЫ

Г. А. Тайн

Данные наблюдений, подкрепляемые общими соображениями, свидетельствуют, что с расстояния 1.5 от края Солнца градиент интенсивности для эмиссионных корональных линий заметно превосходит градиент для непрерывного спектра.

Группировка корональных линий на основе общего усиления или ослабления последних при переходе от одного затмения к другому находится в связи с потенциалом ионизации линий. Соотношение такого же рода обнаруживается между потенциалом ионизации линий и распределением интенсивности в монохроматических изображениях. Оба соотношения представляют собой серьезный аргумент в пользу правильности классификации Эдлена.

§ 1. Гротриан (W. Grotrian) [1] и другие на основании обработки спектров короны пришли к выводу, что между градиентом интенсивности эмиссионных корональных линий и непрерывного спектра вдоль радиуса Солнца сохраняется пропорциональность. К противоположному выводу пришел автор этой статьи на основании обработки спектра короны, полученного во время затмения 1936 г. Вследствие войны эта работа могла быть напечатана полностью лишь в 1947 г. [2]. Вкратце результаты были напечатаны в 1940 г. [3]. Как это стало мне известно теперь, Вальдмейер (M. Waldmeier) на основании исследования спектров короны, полученных вне затмения, также пришел в 1940—1942 гг. к выводу об отсутствии пропорциональности между градиентом интенсивности вдоль радиуса для эмиссионного линейчатого и непрерывного спектра [4].*

Вопрос о пропорциональности между эмиссионным линейчатым и непрерывным спектром короны имеет определенный физический смысл. Пропорциональность, объявленная Гротрианом, должна означать, что во внутренней короне, скажем до $6'$, отношение концентрации ионов и электронов n_r/n_e является постоянной величиной на разных расстояниях от края Солнца, не зависящей от очень значительного изменения давления в указанных пределах. При этом принимается, что сравнительно с изменением n_e и n_r , в основном определяющим градиент интенсивности dI/dh , можно пренебречь в тех же пределах изменением фотосферного или иного излучения J_s , падающего на электроны, и неизвестной функции J'_s , ионизирующей и возбуждающей ионы. Очевидно n_r/n_e постоянно в том случае, когда речь идет о ионах в таком состоянии, когда нет тенденции для перехода в ближайшую более высокую или более низкую степень ионизации. Однако с таким представлением едва ли можно согласовать наблюдаемое

* После сдачи статьи в печать я узнал, что Аллен (C. Allen, M. N. 106, 137, 1946) получил для короны 1940 г. тот же результат, что и я для короны 1936 г. (3).

наличие сразу 5—6 степеней ионизации, представленных сильными линиями, например Fe XIV 5303 и Fe X 6374, и вообще большие пределы ионизации от 233 до 814 eV.

Если эмиссионные линии образуются в результате поглощения излучения за границами серий с последующей рекомбинацией, то при двух последовательных состояниях теория ионизации дает $n_r/n_e \sim n_{r+1} f(T)$. Это вообще должно дать для эмиссионных линий более значительный градиент dI/dh , чем для непрерывного спектра, обязанного свободным электронам, как это, например, и имеет место для хромосферы. Однако можно думать, что поглощение с последующей рекомбинацией, возможно, вообще не является главным механизмом, определяющим распределение электронов и ионов с высотой. Далее из того, что мы знаем сейчас о корональных линиях, едва ли можно пренебречь изменением J_s' с высотой. Поэтому надо считать, что остается мало предпосылок для осуществления пропорциональности между градиентом интенсивности для эмиссионных линий и непрерывного спектра.

В результате обработки спектра короны 1936 г. мы нашли, что, начиная с расстояния около $1'.5$ от края Солнца, градиент интенсивности для всех корональных линий значительно превосходит градиент интенсивности для непрерывного спектра [2, 3]. При переходе же от наблюдаемой интенсивности к радиации на единицу объема и затем к плотности частиц различие в градиентах для плотности ионов и электронов может только усиливаться. В пределах $1'.5$ — $5'.5$ для исследованного нами случая плотность для ионов падает приблизительно в 9 раз быстрее чем для электронов.

Из вышеприведенных общих соображений, а также наблюдательных данных следует, что условия свечения корональной материи во внутренней части должны далеко отклоняться от той чрезвычайно упрощенной схемы, которая должна вытекать из пропорциональности между линейчатой и непрерывной эмиссией.

§ 2. Уже давно было замечено, что интенсивность корональных линий заметно меняется при переходе от одного затмения к другому. После применения спектрофотометрического метода во время затмения, и в особенности при наблюдении спектра короны вне затмения, выяснилось с полной достоверностью, что корональные линии действительно очень сильно меняются и во времени и, в особенности, при переходе от одного места короны к другому. При сравнении результатов измерений интенсивностей корональных линий во время затмений 1929 и 1936 гг. выяснилось, что в 1936 г. линии 3987 и 3801 усилились не менее чем в 4 раза. Такое же увеличение интенсивности наблюдалось и для 6374. Очень большие изменения в интенсивности линий выявились также при сравнении восточной и западной частей короны. Здесь речь идет не только об относительных, но и абсолютных изменениях. Сравнивая относительные интенсивности линий короны в спектрах, полученных в разные затмения, а также, судя по характеру падения интенсивности этих линий с удалением от края диска, различные авторы пытались разбить корональные линии на группы. Хотя такие группировки, основанные главным образом на том, что несколько линий (или одна какая-нибудь линия) одновременно усиливаются или ослабляются при переходе от затмения к затмению, довольно противоречивы, — тем не менее в них можно отметить нечто общее. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что в особенности некоторые линии выявляют сильную переменность в яркости. Во время затмения 1936 г. я отметил, что линия 4087 обнаруживает значительное ослабление по отношению к близкой линии 3987. Вообще из 13 затмений линия 4087 была ярче 3987 в двух случаях (1908 и 1929 гг.), в двух случаях равна 3987 (1918, 1925 гг.), в четырех случаях слабее 3987 (1922, 1926, 1930, 1936 гг.) и, повидимому, в пяти случаях 4087 вовсе не наблюдалось (1896, 1898, 1900, 1901, 1905 гг.). Компи-

ляцию оценок яркости для 12 из 13 упомянутых затмений можно найти у Митчелла (S. Mitchell) [5]. Несмотря на малую точность даже таких относительных оценок, не приходится сомневаться в реальности значительных изменений 4087. Иногда эта линия делается одной из наиболее сильных в фиолетовой области, почти равной 4231.

Другой случай подобных сильных колебаний яркости, на который обращает внимание ряд авторов, представляет собой линия 3601. Трудно сравнивать между собой линии 3601 и 4087 вследствие их отдаленности друг от друга в спектре; однако имеются указания, что колебания в яркости, возможно, более или менее одинаковы. Можно отметить, начиная с 1900 г., что в 1900, 1901, 1905 гг. имело место, повидимому, полное или почти полное исчезновение как 3601, так и 4087. Большие интенсивности этих линий также приходится часто на одни и те же годы (1908, 1925, 1929, 1930). Еще более необычно, как показали Лيو (B. Lyot) [6] и в особенности М. Вальдмейер [4], ведет себя линия 5694. Эта обычно слабая линия однажды над большой группой пятен оказалась втрое ярче 5303.

При переходе от затмения к затмению заметные колебания в яркости обнаруживают, повидимому, все или многие корональные линии, колебания, вызванные несомненно различием в условиях возбуждения.

Ниже сопоставлены те общие линии в отдельных группах корональных линий в пределах 3388—6374, которые от времени до времени комбинировались различными наблюдателями при обработке спектров короны, полученных во время затмения.

I	II	III
3987	5303	4087
3801	3388	3601
(6374)		

I. Lockyer—Fowler, 1898; Campbell—Moore, 1918 [7]; Davidson—Stratton, 1926—1929 [8]; автор, 1936 (линия 6374 присоединяется только последними авторами).

II. Campbell—Moore, 1918 [7]; Mitchell, 1930 [5].

III. Davidson—Stratton, 1926 [8]; Mitchell [5]; автор, 1936.

Другой путь для разбивки линий по группам заключается в сравнении распределения интенсивности в монохроматических изображениях в зависимости от гелиографической широты. Выбрав этот путь, Лيو в 1939 г. сделал сводку своих наблюдений вне затмения и распределил в три группы 11 линий, наблюдаемых им в визуальной и инфракрасной области спектра [6].

Связь распределения интенсивности в монохроматических изображениях различных корональных линий с теми или иными образованиями на Солнце, удивительная «вспышка» 5694 над очень большой активной группой пятен, очень значительные колебания яркости корональных линий, обнаруживающиеся во время и вне затмений,— все это указывает на то, что в солнечной короне мы имеем дело с условиями возбуждения, подверженными значительным изменениям. Эти обстоятельства делают естественным предположение, что поведение корональных линий может зависеть от стадии возбуждения в данном месте короны и от потенциала ионизации ионов, ответственных за те или иные линии. В связи с этим интересно сопоставить существующие группировки линий с потенциалом ионизации. Ниже представлена группировка линий, как она дана выше нами, и отдельно — группировка линий в визуальной и инфракрасной областях, как она была дана в 1939 г. Лео. В последней мы изменили только порядок: группы Лео III, I, II мы называем I, II, IV.

Верхняя и нижняя серии независимы друг от друга, так как принципы, положенные в основу классификации, совершенно отличны друг от друга.

Таблица 1

I.		II		III		IV	
Ион	I. P.	Ион	I. P.	Ион	I. P.	Ион	I. P.
3987 Fe XI 261		3388 Fe XIII 325		3601 Ni XIV 455			
3801 — —		5303 Fe XIV 355		4087 Ca XIII 655			
6374 Fe X 233							
Среднее	247		340		555		
6374 Fe X 233		3388 Fe XIII 322				5694 CaXV? 814	
7892 Fe XI 261		5303 Fe XIV 355					
		5116 Ni XIII 350					
		6702 Ni XV 422					
		7059 Fe XV 390					
		8024 Ni XV 422					
		10747 Fe XIII 325					
		10798 Fe XIII 325					
Среднее	247		354				814
Среднее 252 ± 6			364 ± 10		555 ± 67		814

Трудно думать, что обнаруживающаяся из наблюдений связь между потенциалом ионизации и поведением линий как в отношении колебаний яркости корональных линий при сравнении различных затмений, так и в отношении распределения интенсивности в монохроматических изображениях, как функции гелиографической широты, является случайной. Приведенная выше группировка линий охватывает значительное большинство известных линий спектра короны. Здесь не учтено только несколько слабых линий в фиолетовой области, для которых имеется слишком мало наблюдательных данных, либо 1—2 более ярких линии с промежуточным потенциалом ионизации, например 4231. Характерно, что для визуальной и инфракрасной области, которая могла быть лучше изучена вне затмения, группировкой охвачены все линии. На основании полученного выше соотношения можно ожидать, что неотожествленная до сих пор линия 3801 принадлежит иону с относительно низким потенциалом ионизации, и поэтому мы отнесли ее в группу I.

Впервые на связь нижней второй серии линий табл. I с потенциалом ионизации обратил внимание Эдлен (B. Edlén) [9]. Сожалею, что об этом не упомянуто в моей более краткой статье на эту тему [10]. В то время я имел возможность ознакомиться с теорией Эдлена только по его лекции имени Дарвина в 1945 г. [11], в которой не упоминается об этой связи. На это упущение указал мне И. С. Шкловский.

При обработке спектров короны, полученных во время затмений, некоторые наблюдатели иногда подозревали для индивидуальных линий различие в градиенте интенсивности вдоль радиуса. Действительно, в свете вышеизложенного можно ожидать значительное различие в градиентах интенсивности вдоль радиуса для линий, соответствующих ионам, имеющим различный потенциал ионизации. В этом отношении известно пока очень немного, так как для изучения этого явления требуется применение спектрофотометрического метода.

Исходя из гипотезы, что во внутренней короне царит крайне высокое возбуждение, следует сделать одно замечание относительно видимости линий поглощения в спектре внутренней короны. В этом отношении

наибольший интерес представляют линии поглощения Н и К, которые должны быть все же еще видны как очень размытые и очень слабые линии даже при скорости электронов порядка 5000 км/сек, соответствующей кинетической температуре порядка 500 000°. В связи с этим отметим, что во время затмения 1936 г. для расстояния около 2—4' от края Солнца мы не могли обнаружить следов линий поглощения Н и К [3]. Мензел (D. Menzel) [12] во время затмения 1936 г. получил такой же отрицательный результат. Это находится в противоречии с результатом Гротриана (W. Grotrian) [13] в 1929 г. о заметном небольшом понижении непрерывного спектра в области Н и К. Парийский, Шкловский и Бугославская [14] также отмечают, что в спектре короны 1941 г. они могли наблюдать очень размытые и слабые линии Н и К. Причину наших расхождений, может быть, следует искать в том, что результат Гротриана и Парийского относится к большему расстоянию от края Солнца.

Если результат затмения 1936 г. интерпретировать в рамках гипотезы о рассеянии света электронами, по крайней мере, в области внутренней короны, то исчезновение линий Н и К можно объяснить, вероятно, лишь при скоростях, соответствующих кинетической температуре порядка миллиона градусов. При старых же представлениях ($T_0 \sim 5000^\circ$) в спектре самой внутренней короны должны были бы быть видны не только линии Н и К (сравнительно немного дисторгированные), но даже другие наиболее сильные фраунгоферовы линии. То обстоятельство, что линии поглощения вообще наблюдаются только с расстояния 5—7' от края диска, представляет серьезный аргумент в пользу того, что условия крайне высокого возбуждения порядка 300—800 eV имеют место только в самой внутренней короне.

Соотношение между потенциалом ионизации и поведением корональных линий представляет собой серьезный независимый аргумент в пользу правильности идентификации Эдлена. Характер этого соотношения свидетельствует также о том, что условия необычайно высокого возбуждения в самой внутренней короне подвержены очень значительным локальным колебаниям. Чрезвычайно высокий энергетический уровень корональных линий и их большая чувствительность к условиям возбуждения следуют также из того, что корональные линии не наблюдались ни в каких иных объектах, исключая их кратковременное появление в спектрах одной-двух повторных новых звезд.

Л и т е р а т у р а

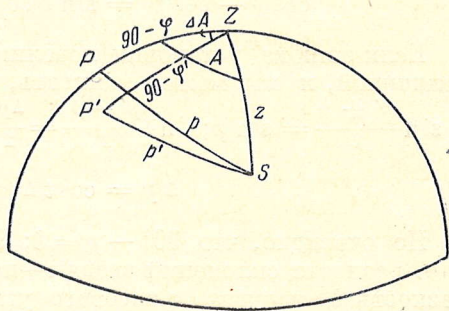
1. W. Grotrian. *Zs. f. Ap.* **7**, 26, 1933.
2. Г. А. Шайн. *Изв. Крымской Астр. обсерв.* I, ч. 1, 102, 1947.
3. G. Shajn. *ДАН СССР* **28**, № 9, 780, 1940.
4. M. Waldmeier. *Physica* **12**, № 9—10, 733, 1946.
5. S. Mitchell. *Ap. J.* **75**, 15, 1932.
6. B. Lyot. *M. N.* **99**, 591, 1939.
7. W. Campbell and Moore. *L. O. B.* **10**, № 318, 1918.
8. C. Davidson and F. Stratton. *Mem. R. A. S.* **64**, 105, 1927; *Observatory* **54**, 197, 1931.
9. B. Edlén. *Zs. f. Ap.* **22**, 30, 1942.
10. Г. Шайн. *ДАН СССР* **58**, № 5, 767, 1947.
11. B. Edlén. *M. N.* **105**, 323, 1945.
12. D. Menzel. *Trans. Int. Astr. Union* **6**, 437, 1938.
13. W. Grotrian. *Zs. f. Ap.* **3**, 199, 1931.
14. Н. Н. Парийский, И. С. Шкловский и Е. Я. Бугославская. *Изв. АН, Серия физ.*, **10**, 5—6, 1946.

ОБ ОДНОМ ПРОСТОМ МЕТОДЕ УСТАНОВКИ ПОЛЯРНОЙ ОСИ ЭКВАТОРИАЛА

П. П. Доброправин

Излагается метод установки полярной оси экваториала, основанный на известном методе Шейнера, но дающий возможность избежать последовательных приближений и сразу получить из наблюдений численные значения поправок установки оси по высоте и азимуту.

В литературе описано много методов установки полярной оси экваториала. Каждый из них имеет свои преимущества, но и свои недостатки: один требует наличия у инструмента точно разделенных кругов, второй — длительных наблюдений, третий — специального подбора звезд и т. д. Широко известен метод Шейнера, дающий возможность проверить положение полярной оси по наблюдениям видимого смещения звезды по склонению в меридиане и часовом угле ± 6 час. Применение его не требует ни наличия точных кругов у телескопа ни специального подбора звезд. Однако существенным недостатком метода является, в обычной его форме, чисто качественный характер, дающий возможность исправить ошибку в положении оси лишь путем проб, последовательными приближениями.



Фиг. 1.

Между тем тот же метод может быть применен и как метод количественный, дающий возможность получить не только знаки, но и величины поправок положения оси по высоте и азимуту в результате очень простых и коротких по времени наблюдений и решения простых уравнений. Применение этого метода в Симеизе при установке 16" астрографа, имеющего лишь грубо разделенные круги, показало его практическое удобство.

Весьма возможно, что такой или сходный метод и был где-либо описан, однако в известной литературе указаний на это нам встречать не приходилось.

Напомним соотношения, положенные в основу метода Шейнера. Пусть (фиг. 1) P — полюс мира; P' — полюс инструмента; $ZP = 90^\circ - \varphi$; $ZP' = 90^\circ - \varphi'$, где φ — широта места, а φ' — «широта инструмента». Обозначив через $\Delta\varphi$ поправку, которую нужно ввести в положение оси по широте, будем иметь $\varphi = \varphi' + \Delta\varphi$, или $\varphi' = \varphi - \Delta\varphi$. Угол $PZP' = \Delta A$ — азимут оси

инструмента. Условимся считать его положительным, если северный конец оси лежит к западу от меридиана.

Возьмем теперь произвольную звезду S . Обозначим ее расстояние от полюса мира через p и от полюса инструмента — через p' ; зенитное расстояние — через z и азимут (на чертеже, для удобства построения, считаемый от севера через запад к югу; в дальнейшем он выпадает из формул) — через A .

Для p и p' , очевидно, имеем соотношения

$$\begin{aligned}\cos p &= \sin \varphi \cos z + \cos \varphi \sin z \cos A, \\ \cos p' &= \sin \varphi' \cos z + \cos \varphi' \sin z \cos (A - \Delta A).\end{aligned}\quad (1)$$

Так как ось инструмента всегда бывает предварительно приближенно установлена, можно считать $\Delta \varphi$ и ΔA малыми величинами, что дает возможность, пренебрегая величинами второго порядка малости, положить $\cos \Delta \varphi = \cos \Delta A = 1$, $\sin \Delta \varphi = \Delta \varphi$ и $\sin \Delta A = \Delta A$. Имея это в виду, подставим в (1) $\varphi' = \varphi - \Delta \varphi$; проделав необходимые преобразования, отбросив член с произведением $\Delta \varphi \cdot \Delta A$ и вычитая второе равенство из первого, получим

$$\cos p - \cos p' = [\cos z \cos \varphi - \sin z \sin \varphi \cos A] \Delta \varphi - \sin z \sin A \cos \varphi \Delta A. \quad (2)$$

По основным формулам сферической тригонометрии можем заменить в (2)

$$\cos z \cos \varphi - \sin z \sin \varphi \cos A = \sin p \cos t$$

и

$$\sin z \sin A = \sin p \sin t,$$

откуда

$$\cos p - \cos p' = \sin p \cos t \Delta \varphi - \sin p \sin t \cos \varphi \Delta A.$$

Если ошибка установки невелика, разность $p' - p = \Delta p$ будет малой величиной, и мы можем написать, преобразовав левую часть и положив

$$\sin \frac{p' + p}{2} = \sin p; \quad \sin \frac{p' - p}{2} = \frac{\Delta p}{2}, \quad \text{сокращая на } \sin p:$$

$$\Delta p = \cos t \Delta \varphi - \sin t \cos \varphi \Delta A.$$

Но очевидно, что $90^\circ - p = \delta$; $90^\circ - p' = \delta'$; $p' - p = \delta - \delta'$; $\Delta p = -\Delta \delta$, т. е. разности склонений звезды—истинного и «в системе инструмента». Разность $\Delta \delta$ зависит от часового угла звезды

$$\Delta \delta = -\cos t \Delta \varphi + \sin t \cos \varphi \Delta A. \quad (3)$$

Дифференцируя (3) по времени, получим

$$\frac{d}{dt}(\Delta \delta) = \sin t \Delta \varphi + \cos t \cos \varphi \Delta A. \quad (4)$$

Соотношение (4) и является основным для метода Шейнера; из него видно, что звезда, поставленная на крест нитей в окуляре, будет со временем смещаться вверх или вниз, так как $\Delta \delta$, а следовательно, и «склонение звезды в системе инструмента» будут изменяться при изменении часового угла звезды, если полярная ось установлена не точно на полюс мира. Из того же равенства (4) видно, что на видимое смещение звезды в меридиане будет влиять только ошибка установки оси по азимуту, а при наблюдениях в часовом угле ± 6 час.—только ошибка установки по широте, чем и пользуются для разделения влияния обеих ошибок и последовательного устранения их путем проб.

Но из того же равенства (4) видно, что наблюдения могут дать и численные значения поправок положения оси по высоте и азимуту. Для этого нужно измерить величину смещения звезды по склонению и найти величину производной $\frac{d}{dt}(\Delta\delta)$. Измерить можно или смещение звезды за определенный промежуток времени окулярным микрометром или, наоборот, определить время, в течение которого звезда сместится по склонению на определенное расстояние, например, на величину промежутка между параллельными нитями в окуляре. Выразив затем изменение часового угла за время наблюдения в угловой мере, найдем величину производной (отвлеченное число).

Можно, как это делается при обычном корректировании установки оси методом Шейнера, пронаблюдать звезды в часовых углах 0 час. и ± 6 час. Тогда из (4) легко могут быть найдены $\Delta\phi$ и ΔA , которые, естественно, будут выражены в радиальной мере. Но такой прием имеет существенный недостаток. На смещение звезды влияет только одна из ошибок лишь в том случае, когда часовой угол равен точно 0 час. или ± 6 час. Если же это условие выполнено, как бывает обычно, не строго, а вторая ошибка значительна, ее влияние будет сказываться и может привести к ошибочным выводам и ошибочным поправкам в положении оси.

Поэтому лучше поступать иначе, учитывая совместное влияние обеих ошибок и разделяя их вычислением. Для этого нужно произвести наблюдения в 4—5 часовых углах, западных и восточных. Наиболее выгодной будет комбинация наблюдений в часовых углах 0, 6 или 18 час., 2—3 часа и 21—22 часа.

Каждое наблюдение даст, по формуле (4), одно уравнение, левой частью которого будет значение производной $\frac{d}{dt}(\Delta\delta)$, найденное из наблюдений, в правую же часть войдут $\Delta\phi$ и ΔA с коэффициентами, соответственно $\sin t$ и $\cos t \cos \phi$.

Существенно, что в формулу не входит склонение звезды. Поэтому при наблюдениях могут быть взяты совершенно произвольные звезды, с малым зенитным расстоянием, чтобы избежать влияния дифференциальной рефракции. Знание их координат не требуется, часовой угол нужно знать с небольшой точностью, и он может быть определен хотя бы по грубому, «поисковому», часовому кругу.

Решение полученных четырех-пяти уравнений по способу наименьших квадратов или иным методом даст уверенные значения поправок $\Delta\phi$ и ΔA , которые и вводятся в положение оси.

В качестве примера рассмотрим установку оси 16" астрографа в Симеизе. Как уже упоминалось, инструмент имеет лишь грубо разделенные круги, что сразу ограничивало выбор методов установки. Большая масса телескопа и трудность вращения установочных винтов колонны делали практически весьма неудобным пользование методом Шейнера в его обычном виде, с исправлением положения оси последовательными приближениями.

Наблюдения, произведенные 13 октября 1947 г. В. Ф. Газе и П. П. Добронравиным, дали следующие результаты:

Часовой угол	Смещение (минуты дуги в 1 мин.)	Производная
21 ч. 06 м.	— 0.072	— 0.0048
22 25	— 30	— 20
0 12	+ 19	+ 13
2 55	+ 90	+ 60

Смещение считалось положительным, если звезда в поле зрения астрономического окуляра смещается вниз, т. е. $\Delta\delta$ растет. Все величины смещения получены по наблюдениям длительностью каждое по 5 мин. Смещение звезды измерялось окулярным микрометром ведущей трубы.

Взяв $\cos \varphi = 0.715$ и умножив для удобства вычислений правую часть на 10^4 , получим условные уравнения:

$$\begin{array}{rclcl} -0.688 & \Delta\varphi & +0.517 & \Delta A & = -48 & -46 \\ -0.402 & & +0.654 & & = -20 & -22 \\ +0.052 & & +0.715 & & = +13 & +13 \\ +0.692 & & +0.515 & & = +60 & +60 \end{array} \quad (5)$$

Составляя и решая нормальные уравнения, получим:

$$\Delta\varphi = +77 \text{ и } \Delta A = +13,$$

или, деля на 10^4 , и тем самым, переходя к радиальной мере, а затем к градусной, будем иметь

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= +0.0077 = +26'.5, \\ \Delta A &= +0.0013 = +4'.5. \end{aligned}$$

Подстановка полученных значений в (5) дает самый правый столбец, из которого видно, что все уравнения удовлетворены достаточно хорошо.

Полученные значения поправок показывают, что северный конец оси должен быть поднят на $26'.5$ и смещен на $4'.5$ к востоку; знак $+$ у ΔA по условию указывает, что северный конец оси лежит к западу от меридиана.

Однако на практике даже не было нужды переводить $\Delta\varphi$ и ΔA из радиальной меры в градусную. Основание астрографа представляет собой плиту, лежащую на трех установочных винтах, расположенных в вершинах равнобедренного треугольника, повернутого основанием к северу. Высота треугольника равна 1700 мм. Умножив эту величину на значения $\Delta\varphi$ и ΔA в радиальной мере, получим, что основание треугольника нужно поднять на 13 мм и сместить к востоку на 2 мм.

После того как указанные перемещения были сделаны, наблюдения показали, что видимое смещение звезд отсутствует во всех часовых углах, полярная ось астрографа установлена правильно. Вся работа по установке, включая наблюдения, их обработку, исправление положения оси и контрольные наблюдения, заняла $1\frac{1}{2}$ —2 часа.

ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ ЗАТМЕННОЙ ПЕРЕМЕННОЙ SU AQUARI

С. В. Некрасова

Получены элементы периода SU Aqr. с параболическим членом. Вычислены элементы круговой и эллиптической орбит системы. Для исследования элементов эллиптической орбиты применен метод, предложенный В. А. Кратом, для сильно эксцентрических орбит.

В литературе не раз указывалось на желательность наблюдений системы затменной переменной SU Aquarii, $\alpha_{1855.0} = 22^h 44^m.4, \delta_{1855.0} = -13^\circ 42'.8$ для уточнения периода, выявления характера затмения и определения постоянной фазы затмения (d ?) в минимумах [1]. С целью определения этих факторов в 1943 г. мной были произведены фотографические наблюдения этой звезды на Бредихинском астрографе ($F = 80$ см, $D = 175$ мм) на Широтной станции г. Китаб Узбекской ССР. Получено 563 экспозиции на пластинках Никфи. На каждую пластинку размером 6×9 см делалось от 12 до 20 экспозиций. Наблюдения приведены в табл. 1.

Для определения яркости звезд сравнения были получены три пластинки с NPS. Оценки звездных величин звезд сравнения и переменной произведены шкалой независимо друг от друга три раза. Ниже приведены фотографические величины звезд сравнения для SU Aquarii.

*	$\Delta\alpha \cos \delta$	$\Delta\delta$	m_{phg}
a	+ 11'.6	+ 9'.2	9.68 ± 0.11
b	+ 2.9	+ 5.4	11.20 ± 0.08
c	- 17.5	+ 7.2	10.35 ± 0.02
d	- 7.3	- 3.4	10.92 ± 0.08

Исследование периода

Для вычисления фаз сначала были использованы элементы периода Соловьева [2].

$$\text{Min}_{\odot} = J. D. 242\,4794^{\circ}.26 + 1^{\circ}.0447104 \cdot E. \quad (1)$$

Графическое представление главного минимума этими элементами не дало удовлетворительного согласия с наблюдениями. Полученные отклонения позволили определить ошибку принятого периода. Исследование периода по фотографическим наблюдениям настоящего ряда и визуальным наблюдениям других авторов с самого начала открытия этой звезды привели к представлению минимума формулой с параболическим членом:

$$\text{Min}_{\odot} = J. D. 242\,6574.4312 + 1^{\circ}.0447020 \cdot E + 0.768_{12} \cdot 10^{-9} \cdot E^2. \quad (2)$$

Нормальные эпохи наблюденных минимумов даны в табл. 2.

Таблица 1

Фотографические наблюдения *SU Aquarii*

<i>J.D.</i> 2430	Фаза в длинах периода	<i>m</i>	<i>J.D.</i> 2430	Фаза в долях периода	<i>m</i>	<i>J.D.</i> 2430	Фаза в долях периода	<i>m</i>
613.4457	0.1772	10.22	647.2628	0.5472	10.41	974.2914	0.5806	10.40
619.3753	8530	24	2664	5505	41	2949	5839	48
3824	8598	20	2700	5540	44	2984	5873	44
3894	8665	21	2737	5574	44	3025	5912	41
3947	8716	21	2773	5610	41	3060	5945	38
3983	8751	21	2808	5643	48	3095	5979	38
635.2149	0148	61	2844	5677	46	3130	6012	42
2180	0178	61	2880	5712	41	3171	6052	42
2202	0197	64	972.3767	7478	22	3206	6085	42
2231	0226	64	3731	7501	22	3241	6119	42
2261	0256	61	973.3170	6478	40	3275	6152	40
2283	0276	61	3205	6512	40	3345	6218	32
2342	0304	66	3240	6545	30	3380	6252	32
2341	0332	59	3275	6578	30	3414	6284	32
2365	0355	64	3309	6612	36	3775	6630	26
2395	0383	64	3344	6645	36	3810	6663	26
2431	0418	52	3379	6679	28	3852	6703	27
2536	0518	50	3413	6711	36	3887	6737	27
2571	0552	48	3448	6745	36	3921	6769	28
2607	0586	48	3483	6778	36	3956	6803	28
2643	0621	44	3518	6812	26	3991	6836	28
2679	0655	41	3552	6844	26	4026	6870	22
2715	0689	41	3587	6878	26	4060	6902	27
2751	0724	44	3622	6911	26	4103	6949	23
2787	0759	44	3657	6945	26	4164	7002	20
2815	0785	44	3761	7044	20	4192	7029	24
2848	0817	38	3795	7077	26	4241	7076	24
2897	0864	36	3830	7110	25	4282	7115	24
637.1958	9110	30	3865	7144	20	975.1673	4190	20
1994	9144	30	3907	7184	20	1714	4229	26
2030	9178	35	3934	7210	22	1749	4262	26
2066	9213	41	3969	7243	22	1784	4296	28
2102	9247	41	974.1571	4520	26	1819	4329	28
2130	9274	47	1616	4563	26	1860	4363	28
2152	9295	41	1653	4598	26	1909	4416	28
2174	9316	50	1699	4643	26	1957	4462	28
2196	9337	50	1744	4686	29	1999	4502	28
2218	9358	50	1779	4719	29	2138	4635	28
2249	9388	53	1814	4753	29	2180	4675	29
2285	9422	61	1852	4789	35	2381	4867	29
2321	9457	61	1887	4822	35	2423	4908	32
2792	9908	66	1921	4855	38	2464	4947	36
2828	9941	75	1956	4889	30	2513	4994	29
2863	9976	70	2130	5055	38	2555	5034	39
2899	0010	69	2164	5088	38	2596	5073	39
2935	0044	70	2199	5121	38	2631	5107	30
2971	0079	70	2234	5155	38	2874	5339	40
3006	0113	75	2269	5188	38	2912	5380	40
3044	0148	65	2303	5221	40	2951	5412	40
3080	0183	65	2338	5254	40	2985	5446	40
647.1714	4596	28	2373	5288	40	3020	5479	40
1750	4630	28	2407	5320	46	3055	5513	44
1786	4665	28	2442	5354	46	3110	5565	48
1944	4816	28	2477	5387	38	3159	5612	44
1980	4850	28	2512	5421	44	3207	5658	48
2016	4884	38	2546	5453	50	3242	5692	58
2044	4912	36	2581	5487	50	3277	5725	48
2080	4946	35	2616	5520	44	3312	5759	48
2486	5335	35	2651	5554	44	3346	5791	40
2521	5368	45	2776	5673	49	976.2236	4301	26
2557	5404	55	2824	5719	49	2271	4334	22
2593	5437	55	2873	5766	40	2312	4373	22

Продолжение табл. 1

J.D. 2430	Фаза в долях периода	m	J.D. 2430	Фаза в долях периода	m	J.D. 2430	Фаза в долях периода	m
976.2361	0.4420	10.25	987.2416	0.9765	10.75	996.2868	0.6346	10.32
2410	4467	25	2464	9811	75	2903	6379	32
2451	4507	20	2513	9858	75	2937	6412	32
2514	4567	26	989.1321	7861	24	2979	6452	32
2604	4653	37	1369	7907	22	3028	6499	40
2729	4773	20	1418	7954	22	3076	6545	40
2778	4820	20	1467	8001	18	3125	6592	30
2826	4865	32	1515	8047	18	3174	6639	28
2868	4906	36	1557	8087	18	3222	6685	32
2903	4939	32	1592	8121	20	999.1343	3603	23
2955	4989	32	1626	8153	24	1392	3649	21
3014	5045	32	1661	8187	24	1517	3769	16
3062	5091	42	1696	8220	22	1565	3815	17
3160	5186	42	1738	8260	22	1614	3862	16
3312	5331	44	1786	8305	22	1656	3901	16
3347	5364	39	1835	8353	20	1697	3941	19
3382	5398	50	1883	8399	14	1739	3982	19
3528	5537	48	1932	8446	18	1774	4014	19
3562	5570	46	2071	8579	20	1808	4048	19
3597	5604	58	2119	8625	25	1850	4088	20
3632	5637	38	2217	8719	20	1898	4134	25
3667	5671	48	2265	8765	20	1947	4181	15
3701	5703	48	2314	8812	20	1996	4228	24
3736	5737	39	2362	8858	30	2176	4400	15
3771	5770	38	2411	8905	38	2426	4539	26
3805	5803	44	2460	8952	38	2475	4686	29
3910	5903	44	2508	8998	44	2524	4732	37
3944	5936	44	2554	9041	44	2572	4779	36
3979	5969	44	2599	9085	47	2621	4826	36
4014	6003	44	2647	9131	40	2669	4872	40
4187	6168	38	2696	9178	40	2718	4919	38
4236	6215	38	2733	9270	46	2767	4966	38
4271	6249	38	996.1427	4967	30	2808	5005	40
4305	6281	38	1462	5000	30	2885	5079	44
4340	6315	38	1500	5036	39	2919	5111	49
984.1303	9984	68	1535	5070	39	2961	5151	49
1352	0030	68	1569	5103	27	000.1176	3015	15
1400	0076	68	1611	5143	35	1225	3062	16
1449	0123	68	1660	5190	32	1273	3108	15
1498	0170	71	1708	5236	32	1322	3155	15
1546	0216	61	1757	5282	42	1370	3200	12
1595	0263	61	1805	5329	48	1419	3247	12
987.1256	8655	20	1847	5369	48	1468	3294	22
1305	8702	20	1882	5402	38	1516	3340	15
1346	8741	36	1917	5436	44	1565	3387	21
1381	8775	36	1951	5468	44	1613	3433	18
1430	8821	16	1986	5502	44	1673	3490	18
1482	8871	22	2028	5542	48	1725	3540	18
1520	8908	22	2076	5588	48	1759	3573	13
1562	8948	22	2125	5635	38	1794	3606	13
1610	8994	22	2174	5682	48	1829	3640	19
1659	9041	26	2229	5734	48	1870	3679	19
1749	9127	44	2347	5847	41	1919	3726	19
1798	9174	44	2382	5881	41	1968	3773	16
1846	9220	47	2417	5914	41	2016	3819	19
1895	9267	43	2451	5947	44	2065	3866	16
1944	9313	50	2486	5980	44	2113	3912	20
1992	9359	50	2528	6020	38	2218	4012	20
2041	9406	55	2576	6066	48	2266	4058	20
2089	9452	60	2625	6113	38	2315	4105	17
2138	9499	60	2674	6160	41	2363	4151	17
2187	9546	66	2722	6206	44	2412	4198	20
2319	9672	68	2764	6246	38	2509	4291	23
2367	9718	68	2799	6280	35	2600	4378	37

J.D. 2431	Фаза в долях периода	m	J.D. 2431	Фаза в долях периода	m	J.D. 2431	Фаза в долях периода	m
000.2648	0.4424	10.23	051.2252	2219	10.16	054.2052	0.0744	10.44
2697	4471	31	2321	0.2285	18	2100	0790	44
2745	4517	31	2390	2351	15	2142	0830	38
2794	4564	30	2460	2418	15	2177	0864	38
2850	4617	39	2536	2491	10	2211	0896	36
2898	4663	32	2602	2554	08	2246	0930	29
2995	4756	34	053.0947	0114	65	2281	0963	29
3058	4816	34	0996	0161	65	2323	1004	29
3155	4909	34	1045	0208	60	2371	1050	29
3204	4956	30	1093	0254	61	2420	1096	23
3252	5002	30	1142	0301	61	2468	1142	23
3301	5049	40	1184	0341	50	2517	1189	29
3350	5096	42	1211	0367	54	2559	1230	23
3579	5315	50	1246	0401	54	2593	1262	29
3648	5381	50	1281	0434	47	2628	1296	29
3697	5428	44	1315	0467	47	2663	1329	29
3745	5474	47	1357	0507	47	057.1680	9104	40
3829	5554	44	1406	0554	48	1749	9171	50
3940	5661	44	1454	0600	46	1819	9238	42
3989	5706	39	1503	0647	40	1888	9304	44
4148	5860	48	1552	0694	44	1958	9371	47
001.1126	2539	20	1614	0753	38	2017	9427	57
1175	2586	20	1746	0879	38	2065	9473	52
1224	2633	19	1781	0913	36	2114	9520	47
1272	2679	19	1815	0945	36	2190	9593	62
1321	2726	20	1857	0985	36	2253	9653	45
1363	2766	20	2017	1139	36	058.0749	7785	24
1397	2798	17	2065	1185	30	0819	7851	24
1432	2832	17	2114	1231	30	0888	7918	24
1477	2875	22	2184	1298	25	0957	7985	26
1522	2918	22	2246	1358	25	1027	8052	17
1564	2958	12	2295	1405	22	1086	8108	20
1613	3005	12	2343	1451	22	1134	8154	20
1661	3051	22	2385	1491	22	1218	8234	16
1710	3098	12	2420	1524	22	1266	8280	16
1758	3144	22	2454	1557	22	1315	8327	24
1807	3191	22	2489	1590	22	1374	8384	24
1856	3238	12	2524	1624	22	1444	8451	24
1904	3284	12	2565	1663	22	1513	8517	24
1953	3331	12	054.0850	9594	75	1582	8583	22
2002	3377	22	0899	9641	68	1652	8650	22
2363	3723	16	0948	9687	68	1735	8729	22
2411	3769	16	0996	9733	68	1832	8822	26
2467	3823	20	1045	9780	68	1916	8902	26
2515	3869	23	1093	9826	68	1985	8969	32
2564	3915	28	1142	9873	68	2055	9036	36
2613	3962	23	1201	9930	75	060.1158	7320	20
2661	4008	23	1271	9997	75	1256	7414	20
2744	4089	29	1340	0063	75	1422	7573	20
2821	4161	29	1409	0129	75	1575	7719	20
2870	4208	20	1479	0196	65	1645	7786	10
2918	4254	29	1531	0246	61	1704	7843	13
2967	4301	28	1566	0279	60	1759	7895	13
3106	4434	29	1600	0312	60	1815	7949	13
3175	4500	29	1635	0345	50	1863	7995	26
3265	4586	32	1670	0379	55	1926	8055	20
3335	4653	29	1711	0418	60	1981	8108	15
051.1942	1923	18	1760	0465	52	074.1121	1294	22
2008	1986	18	1809	0512	46	1190	1360	28
2078	2053	18	1906	0604	44	1675	1824	16
2137	2109	18	1955	0651	44	080.0738	8359	22
2192	2162	16	2003	0697	44	0808	8426	20

Таблица 2

Нормальные эпохи наблюдаемых минимумов *SU Aqr.*

Автор	Наблю- дения	Наблюдаемые эпохи миним.	Число эпох <i>E</i>	O — C	Литература
Циннер	Виз.	<i>J. D.</i> 24 19675.253	— 6604	+ 0.001	AN 5368, AN 5795
Ланге	»	24000.291	— 2464	+ 1	AN 5337, 5452, Mironov Bull. 14
Цесевич	»	26574.430	0	— 1	Астр. Обс. Леп. унив. Цирк. 8
Некрасова	Фот.	30637.2894	+ 3889	0	—
Ланге	Виз.	31000.836	+ 4237	— 12	В печати

Наблюдения, приведенные в табл. 1, были собраны в нормальную кривую яркости (табл. 3). Каждая нормальная точка основана на 10 индивидуальных наблюдениях.

Таблица 3

Нормальная кривая яркости *SU Aquarii*

Фаза в долях периода	<i>m</i>	Δm_{rect}	Δ^1_{rect}	O — C	Фаза в долях периода	<i>m</i>	Δm_{rect}	Δ^1_{rect}	O — C	
0.0078	10.70	+0.422	+0.322	+0 ^m .008	0.5322	10.42	+0.165	+0.141	—0 ^m .007	
182	64	365	286	1	5457	43	192	162	+	5
270	61	337	267	+	5608	44	208	174	+	10
374	56	291	235	0	5780	44	177	170	—	13
520	48	216	181	—	6037	42	162	139	+	3
673	43	172	147	—	6384	35	106	93	—	3
824	39	140	121	+	6747	28	66	59	+	10
1017	31	69	62	—	7026	24	33	30	—	4
1267	27	44	40	+	7379	21	16	15	—	0
1544	23	19	17	+	7875	19	2	2	—	3
2132	17	12	11	—	8056	20	+	2	+	3
2660	17	+	4	+	8213	20	—	4	—	5
3023	17	+	5	—	8376	21	—	4	—	5
3266	16	—	3	—	8547	23	+	4	+	5
3560	18	+	10	+	8686	24	5	4	—	5
3794	17	23	21	—	8801	27	27	25	—	0
3952	21	27	25	—	8938	30	47	42	—	9
4120	21	21	19	—	9082	38	120	105	+	20
4322	25	50	45	—	9216	43	161	138	—	5
4552	28	69	62	—	9332	48	206	173	—	13
4746	31	90	80	0	9480	58	301	242	—	7
4928	34	118	103	+	9705	71	428	326	+	1
5099	39	148	127	+	9921	71	429	326	—	3

После перевычисления всех фаз с новыми элементами периода (2) кривая яркости *SU Aqr.* получилась с довольно значительным смещением вторичного минимума:

$$T_2 - T_1 - P/2 = + 0^{\text{m}}.0973.$$

По смещению вторичного минимума, а также ширине главного D_1 и вторичного D_2 минимумов получено:

$$e \cos \omega = \frac{(T_2 - T_1 - P/2) \pi}{P (\operatorname{cosec}^2 i + 1)} = + 0.144 \text{ гип. } U$$

$$+ 0.142 \text{ гип. } D,$$

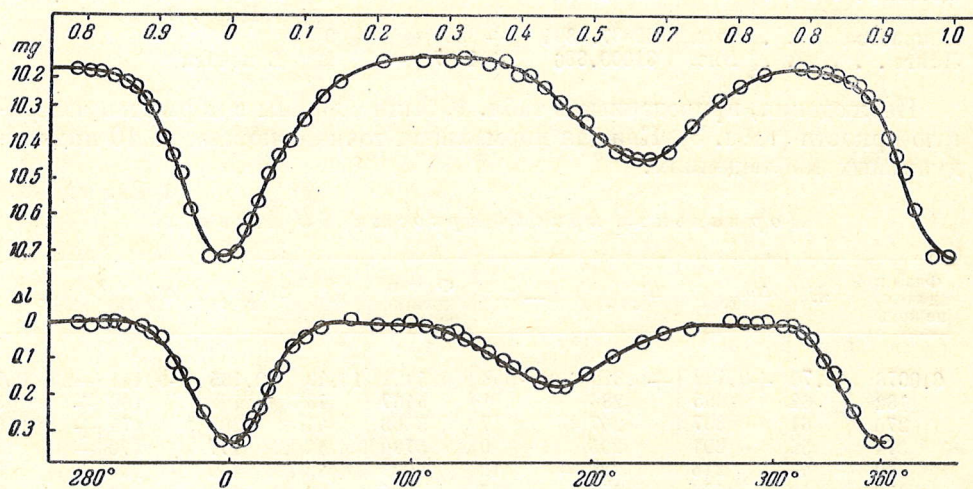
$$e \sin \omega = \frac{D_2 - D_1}{D_2 + D_1} = - 0.079.$$

Откуда для данной кривой можно получить:

e	ω	
0.164	331°.2	Гип. U
0.162	330°.8	Гип. D

Для ректификации кривой блеска были использованы нормальные точки вне затмений, представленные формулой:

$$\Delta m = \Delta m_0 + b \sin^{3/2} \theta / 2 + c \cos^2 \theta + d \sin \theta.$$



Фиг. 1. Верхняя кривая яркости — наблюдаемая, нижняя — ректифицированная SU Aqr.

Способом наименьших квадратов найдены: эффект фазы b , эффект периастра d , постоянная эллиптичности компонентов c и поправка к нулю-пункту в максимуме блеска Δm_0 . Значения постоянных ректификации приведены ниже:

$$\begin{aligned} \Delta m_0 &= -0.0137 \pm 0.0109 \\ b &= +0.0288 \pm 0.0179 \\ c &= +0.0622 \pm 0.0465 \\ d &= -0.0170 \pm 0.0080 \\ z_u &= 2(c + 0.58 b)_{\text{интенс}} = 0.135 \\ z_d &= 0.084 \end{aligned}$$

Ректифицированная кривая блеска была исследована при двух гипотезах: при гипотезе U (диски компонентов равномерно освещены) и при гипотезе D (диски полностью затемнены к краю). Наиболее удовлетворительные значения k и α_0 для кривой яркости получились при частном затмении — случай малая звезда впереди в главном минимуме. Определение элементов произведено методом Крата [3]. Результаты даны в табл. 4.

С найденными значениями e и ω круговые элементы орбиты переведены в эллиптические по формулам:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_e (1 - \eta e \sin \omega), \\ \text{ctg } i &= \text{ctg } i_e (1 - 2\eta e \sin \omega), \\ 3\eta &= 2 + \cos \Delta v_0. \end{aligned}$$

Элементы эллиптической орбиты также приведены в табл. 4.

Таблица 4

Элементы круговой и эллиптической орбит затменной
переменной *SU Aquarii* для гипотез *U* и *D*

Период обращения	P	1 ^d 0.447020
Эпоха главного минимума	T_0	JD 2426574.4312
Яркость системы в максимуме	max	10 ^m .16
Яркость системы в главном минимуме	m_1	10 ^m .72
Яркость системы во вторичном минимуме	m_2	10 ^m .43
Спектр	$Sp.$	A2

		U_0	D_0	$D_{\Delta v}$	D эксц. орбиты
Отношение полуосей компонентов	κ	0.64	0.61	0.542	0.54
Наибольшая площадь затмения	α_0	0.99	0.97	1.00	1.00
» » в главном минимуме	α_{01}				1.046
» » во вторичном минимуме	α_{02}				0.954
Наклонность орбиты	i	80° 0	75° 3	73° 5	77° 5
Постоянная эллиптичности компонент	z	0.135	0.084	0.112	0.112
Большая полуось яркой звезды	a_b	0.478	0.618	0.647	0.648
Большая полуось спутника	a_f	0.306	0.377	0.351	0.350
Малая полуось яркой звезды	b_b	0.443	0.603	0.608	0.610
Малая полуось спутника	b_f	0.284	0.367	0.328	0.329
Яркость главной звезды	I_b	0.828	0.830	0.800	0.779
Яркость спутника	I_f	0.172	0.170	0.200	0.221
Яркость спутника со слабой стороны	$I_f - 2b$	0.120	0.118	0.042	0.063
Потеря яркости в главном минимуме	$1 - \lambda_1$	0.335	0.330	0.278	0.300
Потеря яркости во вторичном минимуме	$1 - \lambda_2$	0.170	0.165	0.201	0.210
Отношение поверхностных яркостей	J_b/J_f	1.97	1.76	1.17	1.03
Эксцентриситет орбиты	e	0.164	0.162	0.162	0.195
Долгота периастра	ω	331° 2	330° 8	330° 8	336°
Продолжительность затмения	D^h				$\frac{2}{3}$ <i>Lyrae</i>

Элементы эллиптической орбиты

		U_0	D_0	$D_{\Delta v}$
Наклонность орбиты	i_e	81° 3	76° 9	75° 0
Большая полуось яркой звезды	a_{be}	0.446	0.580	0.615
Большая полуось спутника	a_{fe}	0.286	0.354	0.333
Малая полуось яркой звезды	d_{be}	0.414	0.566	0.578
Малая полуось спутника	b_{fe}	0.265	0.345	0.313

**Определение элементов системы *SU Aqr.*
в случае сильно эксцентрической орбиты.**

Для системы *SU Aquarii* получился довольно значительный эксцентриситет e орбиты. Это обстоятельство дало возможность применить способ определения элементов сильно эксцентрической орбиты, используя для этого формулы Крата [4]. После замены фазового угла θ — истинной аномалией Δv при помощи таблиц Шлезингера и Удик [5] получена нормальная кривая яркости в функции Δv .

Ректификация этой кривой произведена с новыми постоянными:

$$\begin{aligned}
 \Delta m_o &= +0.0186 \pm 0.0089 \\
 b &= +0.0946 \pm 0.0428 \\
 c &= +0.0524 \pm 0.0467 \\
 d &= -0.0120 \pm 0.0065 \\
 z_u &= 0.179, z_d = 0.112
 \end{aligned}$$

Большая вероятная ошибка при постоянной эллипсоидальности c получилась вследствие несколько пониженного значения максимума у кривой в нормальной точке с фазой в $0^{\circ}.3020$ и $0^{\circ}.2660$ с $m=10^m.17$. Графическое определение эллипсоидальности компонентов z по сглаженной кривой яркости также привело к близкому значению z , равному 0.18 .

При применении гипотезы D получены предварительные элементы круговой орбиты в Δv (табл. 4). Затем для вывода k и α_0 в случае сильно эксцентрической орбиты по формулам Крата [4] определена новая функция $\psi(k\alpha_0 n)$, равная

$$\psi(k, \alpha_0, n) = \psi_0(k, \alpha_0, n) \cdot U_1 U_2,$$

где

$$\psi_0(k, \alpha_0, n) = \frac{\sin^2 \Delta v_n}{\sin^2 \Delta v_{0.3}} \cdot \frac{1 - z \cos^2 \Delta v_{0.3}}{1 - z \cos^2 \Delta v_n},$$

$$U_1 = \left(\frac{R_n}{R_{0.3}} \right)^2, \quad U_2 = \frac{1 + \frac{R_n^2 - R_0^2}{R_n^2} \operatorname{ctg}^2 i \csc^2 (\Delta v)_n}{1 + \frac{R_{0.3}^2 - R_0^2}{R_{0.3}^2} \operatorname{ctg}^2 i \csc^2 (\Delta v)_{0.3}},$$

$$\frac{\partial^2}{R^2} = \cos^2 i + \sin^2 i \cdot \sin^2 (\Delta v).$$

С присоединением еще соотношений

$$1 - \lambda_1 = L_1 \alpha_{0.1}, \quad 1 - \lambda_2 = L_2 k^2 \alpha_{0.2},$$

$$\alpha_{0.1} = \alpha_0 + \Delta \alpha, \quad \alpha_{0.2} = \alpha_0 - \Delta \alpha$$

получены яркости компонентов L_1 и L_2 и значения $\alpha_{0.1}$ и $\alpha_{0.2}$ — наибольшие площади затмения одного компонента другим в главном и вторичном минимумах соответственно. Значения радиусов-векторов эксцентрической орбиты в моменты главного и вторичного минимумов:

$$R_{0.1} = \frac{1 - e^2}{1 + e \sin \omega}, \quad R_{0.2} = \frac{1 - e^2}{1 - e \sin \omega}$$

были использованы для определения e и ω .

$$e = 0.495, \quad \omega = 336^{\circ}.$$

Все элементы эксцентрической орбиты приведены в табл. 4. Сравнивая между собой элементы круговой и эллиптической орбит (гипотез U и D), можно заключить, что, несмотря на довольно значительный эксцентриситет орбиты ($e=0.16$), решения в фазовом угле θ и в истинной аномалии Δv дали близкие значения элементов.

Результаты решений при гипотезах U и D также близки между собой.

Л и т е р а т у р а

1. Dugan. Princeton Contributions, **15**, 1934.
2. А. В. Соловьев. Астр. циркул. АН СССР № 16, 1943.
3. В. А. Крат. А. Ж. **11**, 5, 1934.
4. В. А. Крат. А. Ж. **12**, 1, 1935.
5. F. Schlesinger and S. Udicke. Publ. Allegheny Obs., vol. II, № 17, 1912.

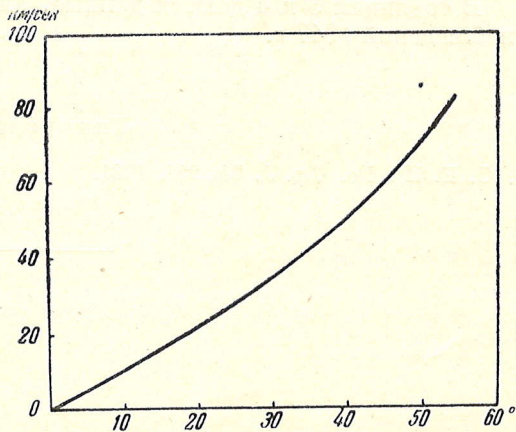
СПЕКТРОГЕЛИОСКОПИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Е. Ф. Шапошникова

Результаты наблюдений на спектрогелиоскопе в 1941 и 1947 гг.

Настоящая работа состоит из 2 разделов: в первом даются результаты наблюдений, проведенных в 1947 г.; во втором — результаты наблюдений, проведенных в 1941 г., оставшиеся неопубликованными по условиям военного времени.

Наблюдения производились на стандартном спектрогелиоскопе Хэла фирмы Хоуэлл и Шерберн. Определение дисперсии дифракционной решетки и калибровка лайн-шифтера (line shifter) были сделаны по способу, рекомендованному Хэлом (Hale) [1]. Дисперсия решетки в области H_α равна 3.9 А/мм. На фиг. 1 представлена градуировочная кривая лайн-шифтера, позволяющая быстро переходить от отсчетов делений круга лайн-шифтера к относительным лучевым скоростям в километрах в секунду.



Фиг. 1. Градуировочная кривая лайн-шифтера

Наблюдения проводились в линии H_α по двум программам: союзной и международной.

Оценки количества и интенсивностей светлых и темных флоккулов делались по 5-балльной шкале по стандартным фотографиям, присланным Медонской обсерваторией. Оценки мощности извержений производились по 3-балльной шкале.

I. Наблюдения 1947 г.

Спектрогелиоскоп был установлен на месте разрушенного деревянного павильона во вновь отстроенном каменном павильоне. С 1 мая 1947 г. были начаты регулярные наблюдения.

В наблюдениях принимали участие: Е. Ф. Ушакова-Шапошникова, К. К. Чуваев (по выходным дням основного наблюдателя) и проф. Э. Р. Мустель (26 и 29 мая, 9 августа и 16 октября).

Международная программа выполнялась в отведенные обсерватории сроки: от 6 час. до 6 ч. 30 м. и от 9 час. до 9 ч. 30 м. среднего гриничского времени. Союзная программа выполнялась в часы, прилегающие к указанным срокам, в зависимости от условий погоды.

В табл. 1 даются оценки количества и интенсивностей светлых и темных флоккулов на каждый день наблюдения. В графах, соответствующих любому месяцу, первая колонка дает оценки для всего диска Солнца, вторая — для центральной зоны. Оценка 0 означает полное отсутствие флоккулов, 5 — максимальное количество их. Отметка :: указывает на неуверенность оценки в связи с плохими условиями наблюдений.

В табл. 2 дается список извержений. Моменты времени даны в среднем гриничском времени. Моменты времени, напечатанные жирным шрифтом, указывают действительные моменты начала или конца извержений. Мощность, оцененная баллом 1, соответствует слабому извержению, баллом 3 — очень сильному. Приближенные координаты извержений даются в системе Кэррингтона (Carrington).

II. Наблюдения 1941 г.

Наблюдения производились в первые 9 мес. года. С 1 октября наблюдения были прекращены в связи с эвакуацией обсерватории по условиям военного времени.

В наблюдениях принимали участие: Е. Ф. Ушакова-Шапошникова, Б. М. Рубашев (с 6 мая по 6 июня) и В. Г. Шапошников (по выходным дням основного наблюдателя до 15 августа).

В таблицах 3 и 4 даются данные, аналогичные тем, что в табл. 1 и 2 наблюдений 1947 г.

Литература

1. G. E. Hale. Ap. J. 74, 216, 1931.

Таблица 1

Светлые флоккулы

Число	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1	3.0	2.0	3.5	3.5:: 3.0::	3.5	3.5	3.5	3.0 3.5
2	3.0	2.0	3.0	3.5	4.0	4.0	4.5	2.5 3.0
3			2.0	4.0		4.5	3.0	3.0 2.0
4			2.0	3.5		4.5	3.5	3.0 1.5
5			2.0	4.0	4.0			
6	3.5	4.5	2.0	4.5				
7	3.5	3.5	2.5	5.0				
8			2.5	5.0				
9			2.0	4.5	4.0	4.0	4.5	
10			2.0	5.0		3.5	4.5	3.0 3.5
11			2.0	5.0		3.5	4.5	
12	3.5	3.5	2.0	4.5	3.5	3.5	2.5	
13	3.5:: 3.0::	1.5	1.5	4.5	3.5	3.0:: 1.5::	2.5	
14	3.5	1.5	0.5	5.0	3.0	3.0	3.0	
15	3.5	2.0	2.0	5.0	3.0	2.5	4.0	3.0 4.0
16		2.0	0.5	4.5	3.5	2.5		
17		2.5:: 1.0::	3.5	4.0	3.5:: 2.0::	3.0	4.0	
18	3.5	1.5	3.0	3.0	3.0	3.5	1.0	
19		2.0	4.5	4.0	3.5	4.0	5.0::	3.5 3.0
20	4.5	3.5	3.5	3.5	2.5	3.5		
21			4.0	5.0	3.5	4.0		3.0 3.0
22	5.0	5.0	3.5	3.0	3.5	3.5		
23	4.5	5.0	3.5	4.5	3.0	3.5		
24	5.0	5.0	3.5	4.5	3.5	5.0		
25	5.0	5.0	3.5	4.5	3.5	5.0		
26	4.5	4.0::	2.5:: 2.5::	3.0	4.0	5.0		
27	4.0::	4.0::	2.5	3.0	4.5	4.5		
28	4.0	3.0	2.0	3.0	5.0	4.5	2.0:: 3.0::	
29	4.0	3.5	2.0	3.5:: 2.5::	4.5	3.0	2.5	
30	4.0	4.0	2.5	1.5	4.5	3.5	3.5	
31	4.0	3.5	3.0	4.5	4.5	4.5		

Темные флоккулы

Число	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь	Октябрь	Ноябрь	Декабрь
1	2.0 1.5	3.0 3.5	2.5 3.5	1.5:: 1.0::		3.5 4.0	3.5 3.0	4.5 1.5
2	2.5:: 0.5::	3.0 3.5		2.5 1.5	2.0 0.5	3.5 4.0		4.0 1.5
3		3.0 3.0				4.0 4.0	3.5 3.5	4.0 2.5
4		2.5 3.0	2.5 1.5	2.5 1.5		4.5 4.0	4.0 4.0	3.5 1.5
5	3.0 3.0	2.5 1.5	2.5 3.5	2.0 4.0	2.5 2.0			
6	3.0 4.0	3.5 1.5	3.0 3.5	2.0 1.0		4.5 4.0		
7		3.0 1.0	2.5 1.5	2.5 1.0	3.5 3.0	4.0 2.5		3.0 3.0
8		3.0 3.0	3.0 2.0	2.5 3.0		3.5 2.0	4.5 3.0	
9		3.5:: 3.0::	3.0 2.0		2.5 3.0	3.0 0.5	3.5 2.0	
10		3.5 1.5	3.0:: 3.0::	2.0 2.0	3.0 3.5	2.5:: 0.5::		
11	3.0 4.5	2.5 5.0	2.0 1.5	2.0 1.0	2.5 2.5	2.0:: 0.5::	3.0 3.0	
12	2.0:: 1.0::	3.0 5.0	3.0 0.5		3.0 3.5	2.5 1.5		
13	2.0 2.0	2.5 2.5	3.0 1.0	3.0 1.0	3.5 1.5	3.0 3.0		3.0 2.0
14	2.5 2.5	2.5 3.0	3.0 3.0			3.5 2.0	3.0 1.5	
15		2.5 2.5	3.0 3.0	3.0 1.0	3.0:: 1.0::	2.5 2.0		
16	2.5 0.5	2.5:: 1.0::	2.5 1.5	2.5 1.0	2.0 3.0	2.5 1.5	3.0:: 2.0::	4.0 2.0
17		2.5 1.5	3.0 1.5	2.5 2.5	2.5 1.5			
18			2.5 1.0	4.0 1.0	2.5 1.5			
19	3.0 3.0		2.5 1.0	3.0 3.0	3.0 2.5			2.5 1.0
20			2.5 3.0	3.5 5.0	3.5 1.5			
21	3.0 2.5		2.5 3.0	3.5 1.5	4.0 1.0			
22	3.0 3.0	2.5 1.0	3.5 2.5	2.5 1.0				
23	4.0 1.0	2.5 2.0	2.0 1.0	3.0 3.5	3.5 1.5			
24	4.0 1.5	2.5 2.5	3.0 1.0	2.5 4.0	3.5 2.5			
25	4.0 3.0		2.0:: 1.0::	2.0 1.5	3.5 3.0			
26	3.0:: 2.0::		3.0 1.0	2.0 1.5	3.5 4.0			
27	2.5 2.5		3.0 1.0	2.5 0.5	4.0 5.0		3.0:: 3.0::	
28	2.5 3.5	1.5 1.5	3.0 1.0	1.5:: 0.5::	3.0 2.5	3.5 4.0	4.0 2.5	
29	3.0 2.0	2.5 2.5	2.5 1.0	2.0 1.5				
30	2.5 3.5		3.0 1.5					
31			3.0 1.5			3.5 4.0		

Таблица 2

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Май						
7	6 ч. 15 м.	6 ч. 33 м.	+17°	66°	1	Яркая деталь. Повидимому, конец извержения.
12	9 24	9 57	+ 9	267	1—	Яркая точка.
13	5 43	6 06	+16	57	1	Слабый эруптивный протуберанец и две яркие точки на диске у его основания. Около 6 ч. 05 м. точки на диске исчезли, на краю остался яркий выступ.
13	5 43	6 06	— 16 48 } — 16 57 }		2	Несколько ярких точек. В 5 ч. 45 м. замечено изменение формы протуберанца на краю вблизи точек. Форма и яркость протуберанца быстро меняются. Максимум яркости около 5 ч. 45 м.
15	6 00	6 33	— 8	358		Эруптивный темный флоккул. В 6 ч. 21 м. западная ветвь флоккула совсем пропала.
20	9 09	9 39	+17	195	1+	Несколько эруптивных центров. Быстрые изменения формы и яркости.
22	5 56	6 37	— 29	223	1	Несколько ярких точек. Яркость падает.
22	6 11	6 47	+18	193	1—	Две яркие точки. Максимум яркости около 6 ч. 18 м.
22	8 46	9 18	+20	164	1	Несколько ярких точек. Яркость падает.
23	8 59	9 34	— 33	102	1	Эруптивный протуберанец. Форма меняется. Яркость падает.
24	9 24	9 35	+10	180	2—	Цепь ярких точек. Около 9 ч. 26 м. точки сливаются.
25	5 48	6 26	— 37	121		Эруптивный темный флоккул. Лучевые скорости в 5 ч. 50 м. от —50 до +55 км/сек.
25	5 48	6 33	— 24	114	1+	Яркая деталь южнее группы пятен.
25	9 12	9 35	+17	197	2	Несколько эруптивных центров. Яркость падает.
26	9 01	9 30	— 22	119	1	Яркая деталь. Яркость нарастает. Максимум яркости около 9 ч. 25 м.
27	9 06	9 34	+22	190	1—	Яркая деталь. Яркость падает.
29	6 29	6 34	— 18	89	1—	Яркая точка.
29	6 34	6 40	— 19	44	2	Несколько эруптивных центров.
31	6 32	6 37	— 23	94	1—	Яркая точка.

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Июнь						
1	5 ч. 51 м. 8 57	6 ч. 39 м. 9 37	+18°	164°	1	Эруптивный протуберанец. Изменения формы и яркости. Лучевые скорости в 5 ч. 58 м. за пределами лайн-шифтера.
6	9 00	9 30	+22	327	2—	Цепь ярких точек между пятнами. Около 9 ч. 20 м. появилось несколько новых точек. Яркость колеблется.
7	5 38	6 54	—18	266	1	Эруптивный протуберанец. Яркость быстро падает.
7	9 05	9 18	—22	84	1	Эруптивный протуберанец. Яркость быстро падает. Форма меняется довольно медленно. В 9 ч. 00 м. протуберанец еще не был виден.
8	6 00	6 36	+22	326	2	Несколько эруптивных центров. Яркость падает.
9	8 55	9 34	+14	312	1	Цепь ярких точек вокруг пятна. Яркость колеблется.
11	6 00 9 00	6 40 9 27	—31	212	2	Эруптивный протуберанец. Форма быстро меняется. Яркость падает. Лучевые скорости в 6 ч. 30 м. от —35 до +90 км/сек.
11	6 37	8 00	—23	31	2	Очень яркий эруптивный протуберанец с максимальной высотой около 60 ".
11	9 05	9 30	+17	314	2—3	Подковообразный флоккул, постепенно падавший в яркости и распадавшийся на отдельные светлые точки.
12	6 04 9 00	6 35 9 31	—23	198	1,5	Эруптивный протуберанец. Форма и яркость резко меняются. Около 6 ч. 29 м. слился с соседним протуберанцем. В 6 ч. 31 м. лучевые скорости от —70 до +35 км/сек.
14	6 12 9 10	6 50 9 32	+20	172	1	Переменяющийся эруптивный протуберанец.
15	6 02 9 01	6 35 9 34	+22 +23	338 330	1+	Переменяющийся эруптивный протуберанец. Около 9 ч. 17 м. появилась яркая деталь на диске у основания протуберанца. Интенсивность колеблется.
15	9 11	9 21	+18	175	1	Яркая точка.
17	5 58	6 21	+ 9	177	1	Яркая деталь и эруптивный темный флоккул.

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные коорди- наты		Мощ- ность	Примечания
	от	до	φ	L		
Июнь						
18	8 ч. 50 м.	9 ч. 33 м.	+18°	162°	1	Два эруптивных центра. Яр- кость падает.
25	9 00	9 30	-21	99	1—	Яркая деталь. Форма медлен- но меняется. Яркость падает.
25	9 13	9 17	+14	173	1	Яркая деталь.
26	9 18	9 33	-39	12	1	Эруптивный протуберанец. Максимум яркости около 9 ч. 30 м.
Июль						
5	8 57	9 39	- 8	73	1	Эруптивный протуберанец.
8	6 23	6 38	-35	35	1	Тоже.
10	8 57	9 32	-10	7	1	» »
25	6 00	6 39	+16	170	1	Эруптивный протуберанец. В 6 ч. 15 м. лучевые скорости от -35 до +20 км/сек.
25	8 59	9 27	+28	87	2	Несколько эруптивных цен- тров. Около 9 ч. 12 м. появилось еще несколько ярких точек.
26	9 13	9 35	+11	150	1—	Яркая точка. Яркость падает.
31	5 53	6 06	-16	319	2	Несколько эруптивных цен- тров.
Август						
1	8 57	9 41	-15	312	2	Тоже.
2	5 35 9 07	7 25 9 30	-37	63	2—	Эруптивный протуберанец. Быстрые изменения формы и медленное падение яркости.
2	9 07	9 30	-15	312	1	Форма медленно меняется. По- видимому, конец извержения.
4	6 12	6 29	-18	311	1—	Яркая точка. Яркость падает.
6	7 45	9 10	-43	10	1	Эруптивный протуберанец. Быстрые изменения формы. Яр- кость меняется медленно.
6	8 35	9 30	- 8	275	1—	Несколько ярких точек.
7	6 01	6 54	-12	239	1+	Несколько эруптивных цен- тров. Максимум интенсивности около 6 ч. 38 м.
7	6 50	6 54	+20	318		Эруптивный темный флоккул. Быстрые изменения формы. Луч- евые скорости в 6 ч. 50 м. от -45 до +70 км/сек.
8	9 10	9 38	-16	263	1+	Несколько эруптивных цен- тров.
11	6 04	6 33	+11	260	2	Несколько эруптивных цен- тров. Максимум интенсивности около 6 ч. 21 м.
16	6 03	6 31	+28	240	1+	Эруптивный протуберанец (вза- имодействующий). Лучевые ско- рости в 6 ч. 06 м. от -80 до +25 км/сек.
18	6 00 8 52	6 35 9 12	-50	32	1	Эруптивный протуберанец.
21	9 15	9 32	+19	113	1	Несколько ярких точек.
24	6 26	6 35	-19	9	1	Несколько ярких деталей.
24	6 28	6 35	+18	314	1	Эруптивный протуберанец и яркая точка на диске у его ос- нования.

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Сентябрь						
10	9 ч. 21 м.	9 ч. 36 м.	-11°	267°	1—	Эруптивный протуберанец. Лучевые скорости в 9 ч. 31 м. от -35 до $+80$ км/сек.
22	5 36	6 06	$+12$	60	2	Повидимому, конец извержения. Яркость падает.
23	6 04	6 39	$+17$ $+16$	97 94	1	Эруптивный протуберанец и две яркие точки на краю диска у его основания.
28	6 00	6 30	-25	212	1	Эруптивный протуберанец.
29	5 50 9 21	6 32 9 33	-40	18	2	То же.
Октябрь						
6	5 22	6 12	$+10$	270	1—	Яркая точка.
9	5 24	6 32	-14	247	1	Эруптивный протуберанец и яркая деталь на диске у его основания. Форма протуберанца быстро меняется.
12	9 03	9 37	-35	205	1+	Эруптивный протуберанец.
15	5 49	6 41	$+20$	347	1	То же.
31	7 35	8 15	-2	273	1	Яркая точка, постепенно увеличивающаяся в размерах. Яркость падает.
Ноябрь						
1	9 00	9 30	-9	176	1—	Конец извержения. Слабеющие точки.
3	6 50	10 30	$+25$	180	1+	Светлый флоккул с быстро возросшей яркостью, которая затем медленно падала.
3	6 50	9 30	-10	176	1	Светлая точка внутри пятна. Яркость постепенно падала, и к 9 ч. 30 м. точка была едва заметна.
18	8 19	9 14	-30	78	1+	Эруптивный протуберанец. Яркость меняется особенно заметно в верхней части. Форма меняется медленно. Лучевые скорости в 8 ч. 37 м. от -80 до $+75$ км/сек.
30	6 25	7 42	-18	280	1	Эруптивный протуберанец. Быстро рос по высоте. Яркость падала до полного исчезновения протуберанца.
30	7 00	7 17	-12	100	1	Эруптивный протуберанец. В 7 ч. 10 м. протуберанец достиг максимальной высоты и начал отрываться от края. Около 7 ч. 15 м. оторвавшаяся часть сильно ослабела. Около 7 ч. 17 м. протуберанец не виден.
30	8 40	9 25	-15	279	1+	Протуберанец внезапно сделался очень ярким. Амплитуды скорости за пределами лайн-шифтера.
Декабрь						
5	6 20 9 00	7 01 9 35	-15	34	2	Эруптивный протуберанец. Центр возмущения заметно перемещался. Яркость нарастала. Лучевые скорости за пределами лайн-шифтера.

Таблица 3

Светлые флоккулы

Число	Январь	Февраль	Март	Апрель	Май	Июнь	Июль	Август	Сентябрь
1		3.5 4.5				2.0 0.5	2.0 1.5	2.5 2.0	2.0 0.0
2			2.5 2.0		1.5 1.0		2.0 3.0	2.5 2.5	
3			3.5 1.5		1.5 2.0	2.0 1.0	2.0 2.5		
4				0.5 0.0	1.5 1.0	2.0 1.5	2.0 2.0	3.0 2.5	
5				0.5 0.0	1.5 0.5	2.0 1.0			
6			2.0 0.5	0.5 0.0		2.0 0.5		2.5 2.5	
7				1.0 0.0		2.5 2.5	2.0 0.5	2.5 2.5	1.5 2.0
8			2.0 1.5		1.0 0.0	2.5 3.0	1.5 0.5	2.5 1.5	
9							1.5 0.5	2.5 2.5	
10							1.5 0.5		1.0 0.0
11				1.5 1.0		2.5 2.0	2.0 0.5	2.0 1.0	1.5 0.0
12		1.5 1.0				2.5 2.5	1.5 0.5	2.0 0.0	2.0 0.0
13						2.5 3.0	1.5 0.5	1.0 0.0	1.5 0.0
14			1.5 1.0				1.5 0.5	1.0 0.0	1.5 1.0
15					1.0 0.5	2.0 1.5		1.0 0.0	2.5 3.0
16		1.5 2.5	2.0 0.0			1.0 1.5	1.5 0.5	1.0 0.0	3.0 3.0
17				1.5 0.0		0.5 0.0	1.0 0.5	1.5 0.0	
18			2.5 3.0		1.5 0.0	1.5 0.0		1.5 0.0	
19		1.5 0.5				0.5 0.0		1.0 0.0	2.5 2.0
20					2.0 2.5			1.0 1.0	2.0 1.0
21				1.0 0.0	1.5 0.0		1.5 2.0	2.0 2.0	2.0 1.0
22				1.0 1.0	2.0 —			2.5 2.5	2.0 0.5
23					2.0 1.0	2.0 0.0	2.0 1.0		
24				1.0 2.0		1.5 0.5	2.0 1.5	2.5 1.5	
25			2.0 0.5			2.5 2.5	2.5 3.0		1.0 0.0
26	2.5 0.0			1.5 1.5		2.5 3.0	2.5 3.0		1.5 0.0
27				1.0 0.0	2.0 0.0	2.5 3.5	3.5 3.5	2.5 2.5	1.0 0.0
28						3.0 3.0	3.5 3.5	2.5 1.5	1.5 0.0
29	3.0 3.0				1.5 0.0	3.0 1.5	3.0 3.0		
30	3.0 2.0		2.0 2.0	1.5 1.0	1.5 0.5	3.0 1.0		1.5 0.5	
31	3.5 4.5		1.5 0.5		1.5 0.0				

Темные флоккулы

1		3.5 2.5				2.0 1.0	1.0 0.0	2.5 1.5	1.0 1.0
2			1.5 0.5		1.0 1.5		1.0 1.0	2.0 1.0	
3			2.0 2.0		1.5 1.0	2.5 1.5	1.5 1.5		
4				0.5 0.0	1.5 1.5	0.5 0.5	1.5 2.0	2.0 1.0	
5				0.5 0.5	1.0 0.5	— 0.0			
6			2.0 1.0	1.0 0.0		1.5 0.0		1.5 0.0	
7				1.5 0.0		2.0 1.0	2.5 0.5	1.0 0.0	1.0 0.0
8			2.0 1.0		1.0 0.0	2.5 0.5	2.0 0.0	1.0 1.0	
9							2.0 0.5	2.0 1.0	
10							2.0 1.0		1.5 0.5
11				1.5 1.5		3.0 2.5	2.0 1.0	1.5 0.5	2.0 1.0
12		2.0 1.0				3.0 1.5	3.0 3.5	1.0 0.5	1.0 1.5
13						3.0 1.5	2.5 2.5	1.0 0.0	1.5 0.0
14			2.0 1.0				1.5 1.0	1.0 0.0	1.0 0.5
15					2.0 1.5	3.0 2.0		1.0 0.0	1.0 1.5
16		1.5 1.5	2.5 1.5			3.0 2.0	1.5 0.5	1.0 0.0	1.5 2.5
17				2.5 2.5		4.0 4.5	1.5 0.5	1.5 0.5	
18			2.0 0.5		— 0.0	3.0 4.5		1.0 0.0	
19		2.0 1.5				2.0 2.0		1.0 0.0	1.5 1.5
20					1.0 0.0			1.5 0.0	1.5 0.5
21				3.0 2.0	1.5 0.0		1.0 1.0	1.5 1.5	1.5 0.0
22				2.5 1.5	2.5 —			1.5 1.5	1.5 0.0
23					2.5 0.0	1.5 0.5	1.5 0.0		
24				3.0 2.0		0.5 0.0	1.5 1.0	2.5 2.5	
25			2.0 1.5			1.0 0.0	2.0 1.0		2.5 2.5
26	3.0 4.0			3.0 1.0		1.5 1.0	2.5 1.5		1.5 1.5
27				3.0 2.0	1.0 0.0	1.0 0.5	2.5 1.5	3.0 1.5	2.5 1.5
28						1.5 1.5	2.0 1.5	2.5 1.5	1.5 2.0
29	3.5 4.0				1.5 0.0	2.0 1.0	2.5 2.0		
30	3.5 4.0		2.5 1.0	1.5 0.0	1.0 1.0	2.0 2.5		1.5 0.5	
31	3.5 3.5		1.5 1.0		1.5 1.5				

Таблица 4

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Январь						
26	9 ч. 56 м.	10 ч. 51 м	+12° 347°		1.5	Несколько эруптивных центров.
29	9 11	10 02	+12 351		1.5	Несколько ярких точек. Интенсивность колеблется.
29	9 35	9 51	— 2 40		1—	Яркость падает.
Февраль						
19	8 42	9 27	—10 134			Эруптивный темный флоккул с быстрыми изменениями лучевой скорости.
Март						
3	9 25	10 23	+17 353		3	Несколько эруптивных центров. Исключительная протяженность по широте и долготе. В 10 ч. 05 м. появился эруптивный темный флоккул.
6	9 26	9 38	—30 351		1.5	Эруптивный протуберанец. Форма сильно меняется, яркость падает. Лучевые скорости за пределами лайн-шифтера.
Апрель						
26	11 55	12 45	— 5 333		1—	Яркая точка. В 11 ч. 57 м. на месте яркой точки появился эруптивный темный флоккул, имевший различные лучевые скорости от +30 до —20 км/сек. В 12 ч. 45 м. флоккул исчез.
Май						
3	9 30	10 25	+17 172			Эруптивный темный флоккул, быстро меняющий направление и яркость. Лучевые скорости от +50 до —40 км/сек.
20	10 10	10 18	—17 335		1	Несколько ярких точек.
23	9 28	10 28	+12 342		1+	То же.
23	9 58	10 28	+18 350			Эруптивный темный флоккул.
Июнь						
3	8 35	9 55	+ 1 75		1	Эруптивный протуберанец. Форма быстро меняется.
3	9 55	9 57	+ 2 85		1—	Небольшая яркая деталь, распавшаяся затем на 3 яркие точки.
6	9 25	10 30	+20 36		1	Эруптивный протуберанец. Быстрые изменения формы и яркости. Лучевая скорость в 9 ч. 25 м. около +70 км/сек.
6	10 03	10 30	+12 88		2+	Мощное извержение. Форма меняется. Яркость падает.
8	8 50	10 07	+12 89		2	Несколько эруптивных центров. Форма меняется, интенсивность колеблется. Максимум интенсивности около 9 ч. 06 м. и 9 ч. 15 м.
11	9 15	9 43	— 8 46		1	Несколько ярких деталей. Максимум интенсивности около 9 ч. 15 м. Интенсивность падает.

Продолжение таблицы 4

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты	Мощность	Примечания
	от	до	φ L		
Июнь					
19	8 ч. 45 м.	9 ч. 36 м	+20° 44°	2	Эруптивный протуберанец. Быстрые изменения формы.
25	9 18	10 00	+ 8 231	1	Несколько эруптивных центров. Изменения формы и яркости.
Июль					
2	9 20	9 33	+15 232	1—	Малый эруптивный протуберанец. Максимум интенсивности около 9 ч. 45 м.
8	9 34	10 00	+13 121	1	
10	8 57	9 58	+15 126	1	Эруптивный протуберанец. Форма меняется. Яркость колеблется.
17	9 39	9 55	—18 33	1—	Эруптивный протуберанец. Яркость падает.
21	8 55	10 00	+16 231	1+	Несколько эруптивных центров.
21	9 15	9 33	— 3 160	1—	Эруптивный протуберанец и яркая точка у его основания на диске.
23	9 27	10 10	— 4 170	1.5	Несколько ярких деталей. Форма меняется. Яркость падает.
26	9 12	9 44	— 8 186	1—	Яркая точка. В 9 ч. 14 м. точка исчезла, вблизи нее в 9 ч. 14 м. появился интенсивный темный флоккул, быстро менявший форму. Около 9 ч. 44 м. флоккул исчез.
Август					
6	9 15	9 54	+ 6 349	1—	Яркость падает. Эруптивный темный флоккул. Около 9 ч. 17 м. лучевая скорость +45 км/сек.
9	8 52	10 00	—11 4		
11	8 42	10 00	+10 62	1	Эруптивный протуберанец. Быстрые изменения формы. Лучевые скорости от —15 до +25 км/сек.
12	9 41	10 00	+10 44	1	Две яркие точки вблизи края. В 9 ч. 43 м. появился на краю над точками малый протуберанец. В 9 ч. 56 м. протуберанец исчез, обе точки слились. Яркость падает.
18	9 10	10 10	+10 150	1.5	Эруптивный протуберанец. Различные части протуберанца имеют лучевые скорости от —55 до +45 км/сек.
19	9 18	10 10	+12 136	1	Эруптивный протуберанец. Изменения формы. Лучевые скорости за пределами лайн-шифтера.
20	9 00	10 00	+10 123	1	Перебегающий эруптивный протуберанец и яркая полоса на диске у его основания.

Дата	Время наблюдения		Приближен- ные координаты		Мощность	Примечания
	от	до	φ	L		
Август						
27	9 ч. 20 м.	9 ч. 40 м.	$\pm 20^{\circ}$	201°	1—	Яркая точка.
28	9 00	10 00	± 9	46	1	Несколько ярких точек. Колеблущаяся интенсивность.
Сентябрь						
1	9 06	10 01	± 10	115	1	Около 9 ч. 25 м. на краю диска на той же широте появился малый протуберанец, который исчез в 9 ч. 32 м. Яркость колеблется.
10	8 58	10 02	± 12	206	1+	Эруптивный протуберанец и яркая деталь у его основания на диске. Форма протуберанца быстро меняется.
11	9 33	10 08	± 19	210	1	В 10 ч. 01 м. появился эруптивный темный флоккул, который исчез в 10 ч. 03 м.
13	9 33	10 15	± 19	209	1	Несколько эруптивных центров. Максимум интенсивности около 9 ч. 45 м. Около 9 ч. 17 м. появился эруптивный темный флоккул с быстро меняющимися скоростями.
13	9 10	9 42	± 13	207	1.5	Интенсивность падает.
15	8 56	9 15	± 19	212	1	Повидимому, конец извержения. Около 9 ч. 15 м. яркая деталь сравнялась с фоном и пропал темный эруптивный флоккул.
16	8 55	10 05	± 18 ± 12	208 210	1} 2}	Извержение во флоккуле, окружающем две группы пятен. Форма меняется. Интенсивность колеблется.
19	9 08	10 08	± 12	210	1.5	Максимум интенсивности около 9 ч. 20 м. Яркость колеблется.

ЗАТМЕННАЯ ПЕРЕМЕННАЯ XZ CANIS MINORIS

С. В. Некрасова

По фотографической кривой яркости, основанной на 420 экспозициях, получены элементы орбиты системы XZ Canis Minoris для гипотез U и D .

Переменная XZ Canis Minoris = B.D. + 4°.1850(9^m.4) = 318. 1934 CMi была открыта Гоффмейстером (Hoffmeister) на пластинках Зоннебергской обсерватории. Кривая яркости и элементы периода исследовались Прагером (Prager), Кахо (Kaho), Лаузе (Lause).

Наблюдения XZ Can. Min. получены автором в 1939 г. на зонном астрографе ($D = 85$ мм, $F = 206$ см) Симеизской обсерватории на пластинках «Opto-Société Lumière». Пластинки проявлялись метоло-гидрохиновым проявителем. Всего получено 420 экспозиций. Фотографирование переменной производилось методом цепочек по 10—12 экспозиций на одной пластинке. Каждая экспозиция была продолжительностью 5—10 мин. Обработка материала велась оценками при помощи шкалы, полученной на пластинках того же сорта. Наблюдения приведены в табл. 1. Величины звезд сравнения получены путем восьмикратной привязки к NPS.

*	B. D.	H. D.	Лаузе (виз.)	Некрасова (фот.)
а.	+ 4°.1849 (8 ^m .5)	64 429 (A0)	—	7 ^m .86 ± 0 ^m .07
б.	3°.1833 (9.5)	—	10 ^m .15	10.39 ± 0.02
в.	4°.1854 (9.2)	64 651 (A5)	9.57	10.06 ± 0.07
г.	7 ^h 46 ^m .8 + 3° 58′	—	10.10	10.73 ± 0.04

Фазы вычислены по элементам:

$$\min_{\odot} = J.D. \ 2428877.103 + 0^d.578827 \ E.$$

Из настоящего ряда фотографических наблюдений графическим путем были получены следующие улучшенные элементы периода:

$$\min_{\odot} = J.D. \ 2428877.100 + 0^d.5788090 \ E.$$

Фотографические наблюдения XZ Canis Minoris

J. D. 2429	Фаза	Δt	J. D. 2429	Фаза	Δt	J. D. 2429	Фаза	Δt
275.2148	0 ^h .4577	+0 ^m .12	307.2485	0 ^h .0770	+0 ^m .18	312.2162	0 ^h .4141	+0 ^m .15
2453	4882	12	2522	0807	13	2198	4177	18
2495	4924	12	2561	0846	13	2233	4212	18
2531	4960	12	2625	0910	20	2264	4243	20
2574	5003	10	311.1802	5358	10	2306	4285	20
2617	5046	14	1843	5399	+	2342	4321	16
2655	5084	8	1956	5512	-	2376	4355	16
2692	5121	6	2059	5615	27	2411	4390	16
2730	5159	6	2102	5658	26	2447	4426	14
2766	5195	2	2144	5700	29	2482	4461	8
2805	5234	2	2188	5744	26	2656	4635	13
2842	5271	+	2224	5780	26	2720	4699	13
3036	5465	-0.24	2261	0029	20	2755	4734	14
3080	5509	22	2303	0071	17	2791	4770	16
3118	5547	22	2340	0108	17	2820	4790	16
3156	5585	22	2377	0145	16	2858	4837	15
3202	5631	20	2425	0193	16	2894	4873	15
3248	5677	16	2452	0220	-	2931	4910	15
3284	5713	16	2481	0249	0	2968	4947	15
3323	5752	14	2514	0282	+	3004	4983	15
3425	0065	12	2548	0316	2	3043	5022	15
3464	0104	12	2663	0431	5	3078	5057	14
3987	0627	-	2762	0530	8	3114	5093	14
4157	0797	+	2805	0573	8	3154	5133	14
4198	0838	16	2858	0626	10	316.2036	3497	15
4235	0875	16	2892	0660	10	2096	3557	16
4275	0915	20	2935	0703	10	2155	3616	16
4317	0957	20	2973	0741	10	2204	3665	18
4353	0993	20	3016	0784	12	2268	3729	18
4391	1031	20	3053	0821	13	2304	3765	18
4432	1072	20	3090	0858	13	2484	3950	18
4480	1120	18	3130	0898	13	2527	3988	16
4517	1157	20	3255	1023	14	2564	4025	16
4553	1193	+	3503	1271	10	2602	4063	15
283.3859	5252	-0.18	3541	1309	10	2968	4429	16
3895	5288	8	3580	1348	13	3022	4483	16
3932	5325	8	3617	1385	13	3080	4541	10
3969	5362	8	3656	1424	14	3127	4588	14
4004	5397	8	3703	1471	14	3164	4625	14
4047	5440	8	3749	1517	12	3208	4669	16
4096	5489	26	3787	1555	12	3250	4711	16
4216	5609	22	4121	1889	10	3285	4746	16
4265	5658	30	4158	1926	10	3329	4790	18
4347	5740	24	4629	2397	10	3371	4832	18
4399	0003	24	4669	2437	8	3411	4872	18
4542	0146	8	4753	2521	6	3447	4908	18
4578	0182	8	4800	2568	8	3489	4950	18
4619	0223	8	4847	2615	8	3527	4988	18
4655	0259	8	4906	2674	8	3694	5155	+0.20
4694	0298	8	4955	2723	8	4368	0041	-
4729	0333	-0.08	4992	2760	7	4424	0097	17
4766	0370	+0.02	5028	2796	9	4465	0138	20
4803	0407	4	5072	2840	8	4508	0181	7
4857	0461	7	5118	2886	10	4547	0220	-
4905	0509	8	5167	2935	10	4584	0257	0
4955	0559	8	312.1977	3956	14	4620	0293	0
5164	0768	10	2016	3995	16	4666	0339	0
5209	0813	10	2052	4031	16	4713	0386	0
5245	0849	18	2089	4068	16	317.2861	2746	+0.05
307.2445	0730	8	2127	4106	16	2912	2797	5

J. D. 2429	Фаза	Δm	J. D. 2429	Фаза	Δm	J. D. 2429	Фаза	Δm
317.2973	0 ⁰ .2858	+0 ^m .05	328.2684	0 ⁰ .2592	+0 ^m .12	341.2351	0 ⁰ .4917	+0 ^m .10
3018	2903	8	333.2299	0112	— 9	2431	4997	12
3054	2939	8	2352	0165	6	2511	5077	13
3092	2977	10	2389	0202	— 18	2572	5138	12
3126	3011	10	2452	0265	+ 2	2618	5184	10
3159	3044	10	2529	0342	2	2682	5248	10
3191	3076	12	2587	0400	4	2762	5328	8
3228	3113	12	2624	0437	4	2834	5400	7
3262	3147	12	2675	0488	6	2882	5448	+ 7
3297	3182	12	2740	0553	8	2941	5507	0
3429	3314	10	2811	0624	10	2994	5560	— 4
3464	3349	12	339.2752	2183	10	3055	5621	7
3501	3386	12	2326	2257	8	3195	5761	15
3616	3501	12	2379	2310	13	3271	0049	14
3676	3561	13	2434	2365	14	3327	0105	— 10
4058	3943	23	2492	2423	14	347.3532	2423	+ 4
4140	4025	16	2529	2460	14	348.3703	1018	8
4239	4124	13	2583	2514	12	3775	1089	10
4275	4160	16	2637	2568	12	3850	1164	10
4311	4196	14	2693	2624	12	3924	1238	8
4348	4233	18	2765	2696	12	3990	1308	10
4387	4272	21	2836	2767	7	4065	1379	10
4437	4322	20	3012	2943	5	349.3683	5210	7
4558	4443	23	3103	3034	8	3755	5282	7
4620	4505	16	3176	3107	8	3810	5336	5
4671	4556	20	3245	3176	8	3856	5384	+ 2
4716	4601	+ 26	3326	3257	10	3912	5439	— 3
322.2207	5786	— 0.31	3383	3314	10	3966	5493	5
2277	0067	20	3423	3354	10	4021	5548	22
2348	0138	20	3529	3360	10	4062	5589	— 22
2418	0208	17	3572	3503	12	350.2069	2023	+ 10
2488	0278	20	3613	3544	13	2122	2076	12
2555	0345	10	3675	3606	8	2193	2147	12
327.2090	3574	+ 0.10	3921	3852	20	2272	2226	14
2162	3646	12	4000	3931	20	2349	2303	14
2215	3699	13	4073	4004	15	2406	2360	14
2266	3750	13	4130	4061	10	2890	2844	4
2321	3805	13	4189	4120	14	3367	3321	7
2408	3892	13	4267	4198	22	3460	3421	8
2462	3946	13	4340	4271	21	3707	3661	9
2574	4058	10	4390	4321	16	3787	3737	10
2629	4113	8	340.2569	0923	13	352.2322	4911	22
2684	4168	12	2640	0994	12	2392	4981	10
2766	4250	12	2695	1049	13	2463	5052	10
2831	4315	13	2732	1086	13	355.2485	0344	4
2867	4351	14	2786	1140	12	2564	0423	8
2921	4405	14	2858	1212	13	2641	0500	8
3094	4578	14	2914	1268	13	3126	0985	8
3147	4631	16	2951	1305	13	357.2383	2877	5
3201	4685	18	3003	1357	13	2459	2953	5
3286	4770	16	3074	1428	12	2539	3033	8
3352	4836	20	3145	1499	12	2630	3124	8
3390	4874	22	3372	1726	13	2906	3400	2
3427	4911	22	3445	1799	17	2976	3470	6
3492	4976	+ 12	3516	1869	17	3054	3548	6
3906	5390	— 16	3574	1928	17	3106	3600	8
4008	5492	16	3617	1971	12	3142	3636	8
4079	5563	19	3940	2294	12	3205	3699	8
4115	5599	22	3984	2338	10	3310	3804	12
4148	5632	— 22	4046	2400	10	3453	3947	12
328.2232	2140	+ 12	4116	2470	10	358.2305	1223	16
2303	2211	12	4180	2534	10	2375	1293	15

<i>J. D.</i> 2429	Фаза	Δm	<i>J. D.</i> 2429	Фаза	Δm	<i>J. D.</i> 2429	Фаза	Δm
358.2700	0 ^h .1618	+0 ^m .13	359.3041	0 ^h .0332	+0 ^m .07	360.3023	0 ^h .4576	+0 ^m .12
2768	1686	22	3102	0443	7	3094	4647	12
2842	1760	26	3180	0521	8	3169	4722	12
2964	1882	19	3268	0609	8	3240	4793	10
3043	1961	20	3358	0699	13	3312	4865	10
3379	2297	8	3440	0731	13	3383	4936	8
3450	2368	10	3575	0916	5	3454	5007	12
3570	2488	3	3554	0995	8	3508	5061	6
3632	2550	5	3722	1063	10	361.2729	2705	4
3668	2586	7	3777	1118	10	2800	2776	10
3710	2628	8	360.2210	3763	17	3035	3011	10
3771	2689	+	2283	3836	15	3074	3050	8
359.2437	5566	—	2580	4133	14	3155	3131	5
2507	5636	16	2651	4204	15	3206	3182	5
2745	0086	11	2772	4325	12	3259	3235	8
2781	0122	—	2843	4396	12	3332	3308	13
2933	0274	+	2915	4468	12	3386	3362	13
2999	0340	2	2985	4538	12			

Эти элементы находятся в хорошем согласии с элементами А. В. Соловьева, выведенными из 125 визуальных наблюдений 1947 г. После исправления периода вторичный минимум оказался смещенным от середины кривой блеска на величину, соответствующую $e \cos \omega = +0.0368$. По ширине главного и вторичного минимумов определено $e \sin \omega = -0.1381$, откуда получены $e = 0.143$ и $\omega = 285^\circ$. Для определения элементов круговой орбиты XZ CMi кривая яркости была исправлена за значение выведенного эксцентриситета орбиты. Нормальная кривая яркости приведена в табл. 2.

Таблица 2

Нормальная кривая яркости XZ Canis Minoris

Фаза в до- лях дня	Δm	n	ΔI	Фаза в до- лях дня	Δm	n	ΔI
0.0061	$-0^m.197$	10	-0.269	0.3368	$+0^m.095$	10	-0.047
136	162	10	244	3536	110	10	36
221	89	10	195	3678	129	10	— 21
302	30	10	145	3856	162	10	+ 9
383	25	10	101	3997	145	10	— 7
501	73	10	59	4109	146	10	— 7
659	100	10	-0.034	4199	152	10	— 2
803	138	10	$+0.002$	4299	164	10	+ 9
908	142	10	5	4444	143	10	— 10
1032	139	10	4	4591	149	10	— 4
1165	146	10	+ 10	4709	145	10	— 8
1322	122	10	— 11	4835	160	10	+ 6
1568	139	10	+ 6	4920	151	10	— 1
1932	143	10	— 7	4996	129	10	— 14
2237	$+0.114$	10	21	5097	117	10	31
2397	106	10	29	5232	66	10	75
2539	85	10	49	5368	-0.010	10	136
2687	82	10	53	5480	95	10	200
2857	70	10	64	5578	177	10	257
3030	56	10	79	5652	207	10	277
3186	83	10	56	5754	215	9	— 282

$$\Delta m = \Delta a + b \sin \frac{1}{2} \theta + c \cos \theta + d \sin \theta,$$

построенных по нормальным точкам кривой яркости вне затмений, показало, что значения коэффициентов эффекта фазы b и эллиптичности компонентов c очень малы. Дальнейшее решение проведено без учета этих коэффициентов. Для ректификации кривой яркости уравнению изменения блеска придан вид

$$\Delta m = \Delta a + d \sin \theta,$$

откуда получены: Δa — поправка к графически принятому значению $a_0 = 0^m.016$ максимума блеска на кривой $\Delta a = 0^m.004 \pm 0^m.002$, $a = a_0 + \Delta a = 0^m.020$, d — эффект периастра $= 0^m.016 \pm 0^m.004$.

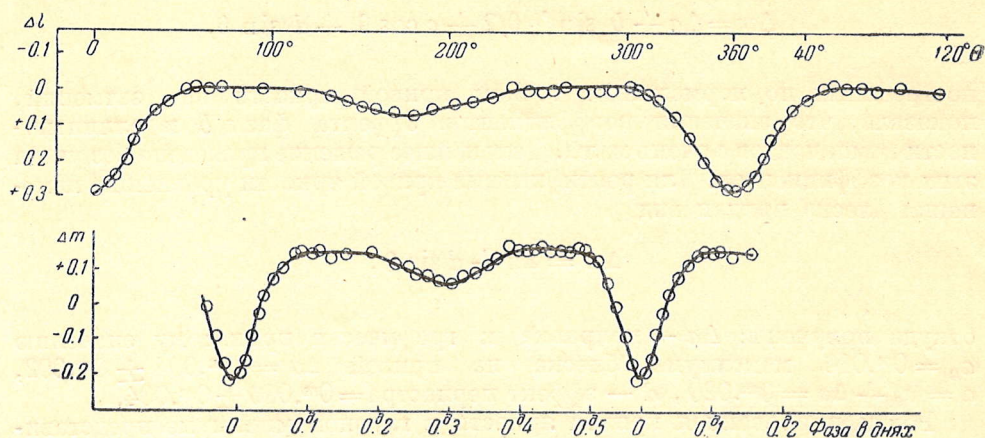
Ректифицированная кривая яркости в главном минимуме представлялась элементами орбиты частного затмения для случая «малая звезда вне-реди в главном минимуме» при гипотезах U и D . Элементы орбиты гипотезы D дали лучшее совпадение с наблюдаемой кривой, чем гипотеза U . Найденные элементы орбиты приведены в табл. 3.

Таблица 3

Элементы орбиты затменной переменной XZ CMi

		U	D	$D_{\text{эксц. орбиты}}$
Период обращения	P	$0^d.578809$		
Отношение радиусов звезд	k	0.66	0.64	
Максимальная фаза затмения	α_0	0.74	0.81	
» » »	α''_0		0.64	
Наклонность орбиты	i	$70^\circ.6$	$77^\circ.9$	$80^\circ.2$
Радиус яркой звезды	r_b	0.457	0.462	0.413
Радиус спутника	r_2	0.302	0.296	0.264
Яркость большей звезды	L_b	0.884	0.907	
Яркость меньшей звезды	L_f	0.416	0.093	
Отношение поверхностных яркостей	J_b/J_f	3.3	4.0	
Потеря яркости в главном минимуме	$1 - \lambda_1$	0.285	0.285	
Потеря яркости во вторичном минимуме	$1 - \lambda_2$	0.086	0.075	
Максимум яркости системы	max		$10^m.25$	
Амплитуда в главном минимуме	A_1		$0^m.36$	
» во вторичном минимуме	A_2		$0^m.08$	
Продолжительность затмения	D		$3^h.8$	
Продолжительность постоянной фазы в минимуме	d		0.0	

На фиг. 1 представлены наблюдаемая и ректифицированная кривые блеска.



Фиг. 1. Вверху — ректифицированная кривая яркости XZ CMi, внизу — наблюдаемая

Эллиптические элементы орбиты получены при помощи формул:

$$(a_1)_c = a_1(1 - \eta e \sin \omega), \quad (\text{ctg } i)_c = \text{ctg } i (1 - 2\eta e \sin \omega), \quad \eta = \frac{1}{3}(2 + \cos \theta_0).$$

Индекс c соответствует «круговым» элементам. Величины e (эксцентриситет орбиты) и ω (долгота периастра) определены из кривой яркости.

Литература

1. C. Hoffmeister. A. N. 253: 195—202, 1934.
2. R. Prager. Astr. Abh. 10, № 1, 1937; A. N. 268: 167, 1937.
3. S. Kaho. Tokyo Bull. № 284: 238, 1938.
4. F. Lause. B. Z. 20, № 15: 25, 1938; A. N. 266: 237—244, 1938.
5. А. В. Соловьев. Астр. циркуляр АН СССР, № 64, 1947.

ВЫБОР МЕСТА ДЛЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

В. Ф. Газе

Летом 1945 г. было проведено исследование условий астрономических наблюдений в Крыму с целью выбора места для строительства новой обсерватории.

Работа производилась параллельно с Симеизом в селениях Партизановка, Бураган и Уркуста. Программа работ заключала следующие характеристики:

1. Качество изображений звезд, которое оценивалось по шкале Данижона.
2. Спокойствие изображений по дрожанию Полярной.
3. Спокойствие изображений Солнца по дрожанию края солнечного диска.
4. Запыленность атмосферы по измерению яркости околосолнечного ореола фотоэлектрическим фотометром.
5. Метеорологический режим.

Из обследованных районов наиболее благоприятным в отношении условий астрономических наблюдений оказался район Партизановки, где и выбран участок для строительства новой обсерватории.

Неустойчивый режим атмосферы, создаваемый на Южном берегу Крыма непосредственной близостью гор и моря, очень вредно отражается на качестве изображений звезд и значительно снижает эффективность применения больших астрономических инструментов. Задача нахождения в Крыму более благоприятного места для постройки обсерватории давно стояла перед симеизскими астрономами. В 1935 и 1936 гг. велись предварительные наблюдения в Топлах (Восточный Крым), в 1936 г. в Яман-Коле (Байдарская долина) и в 1937 г. в Симферополе. Результаты этих наблюдений заставили заподозрить, что условия астрономических наблюдений на Южном берегу менее благоприятны, чем в других местах Крыма. После разрушения Симеизской обсерватории немцами в 1943—1944 гг. задача нахождения нового места стала особенно актуальной. Для вновь организованной на базе Симеизского отделения Главной астрономической обсерватории Крымской астрофизической обсерватории необходимо было подыскать новое место с более устойчивым атмосферным режимом, чем в Симеизе.

Работа была начата в 1944 г. Наблюдения велись в двух пунктах: селении Мангуш (ныне Партизановка) Бахчисарайского района А. Б. Северным и О. А. Мельниковым и в Симеизе — Э. Р. Мустелем и С. Б. Пикельнером. Результаты этих работ указывали на преимущество качества звездных изображений в Мангуше по сравнению с Симеизом.

В 1945 г. было развернуто исследование условий астрономических наблюдений в нескольких пунктах Крыма. Были организованы три экспедиции: две в северные предгорья Яйлы: селения Партизановка Бахчисарайского района и Бураган Зуйского района, и одна в селение Уркуста в Байдарской долине. Параллельно те же работы велись в Симеизе.

В экспедициях принимали участие:

П а р т и з а н о в к а: О. А. Мельников (с 3 мая по 4 июня), Э. Р. Мустель (с 29 мая по 23 июня), Л. С. Галкин (с 10 июня по 1 августа), С. Б. Пикельнер (с 23 июня по 29 сентября), О. Н. Митропольская (с 23 июня по 15 июля) и В. П. Вязаницын (с 3 октября по 18 октября).

Б у р а г а н: В. Ф. Газе (с 8 июля по 1 октября), Е. Ф. Шапошникова (с 8 июля по 15 октября), В. П. Вязаницын (с 4 сентября по 1 октября) и С. В. Некрасова (с 1 октября по 15 октября).

У р к у с т а: В. А. Альбицкий (с 22 июля по 4 октября).

С и м е и з: С. В. Некрасова (с 4 июля по 28 сентября), В. П. Вязаницын (с 19 августа по 3 сентября) и П. Ф. Шайн (с 13 сентября по 17 октября).

В первой половине октября были проведены наблюдения яркости свечения ночного неба при помощи фотоэлектрических фотометров в Партизановке и в Симеизе. В Партизановке наблюдения велись Е. К. Никоновой, в Симеизе — В. Б. Никоновым.

Экспедиции были расположены в следующих пунктах:

1) С е л о П а р т и з а н о в к а (б. Мангуш) Бахчисарайского района в 12 км от Бахчисарая $\varphi = 44^{\circ} 43'$, $\lambda = 2^{\text{h}} 16^{\text{m}}$, $h = 320$ м. Астрономический наблюдательный пункт находился приблизительно на расстоянии 1 км к юго-востоку от села. К северу и западу от него в 150—200 м расположены две невысокие горы: Длинная с плоской вершиной, напоминающей прямоугольник, и Шелудивая, лишенная растительности и замечательная своими геологическими обнажениями. На востоке необработанное поле оканчивается большим глубоким оврагом, на дне которого и по склонам расположен фруктовый сад. На юге в 10 м от инструмента и далее до горы Сельбухра (иначе Гороха) простираются огороды и сады. Палатка, где жили наблюдатели, была расположена рядом с инструментом.

2) Б у р а г а н Зуйского района, 18 км к юго-востоку от Зуи, $\varphi = 44^{\circ} 59'$, $\lambda = 2^{\text{h}} 18^{\text{m}}$, $h = 520$ м. Инструмент и палатка, где жили наблюдатели, были установлены на западном склоне холма, возвышающегося с севера над селением Бураган, на площадке, окаймленной с севера, запада и юга зарослями орешника, метрах в 200 от селения. Местность холмистая, постепенно переходящая в степи на севере и западе и в отроги Яйлы на юге и юго-востоке (Демерджи-Яйла, Караби-Яйла). За грядой холмов на востоке протекает сильно пересыхающая летом река Бурулча. Растительность степная, перемежающаяся с зарослями орешника.

3) С е л е н и е У р к у с т а Балаклавского района в 12 км от села Байдары, $\varphi = 44^{\circ} 31'$, $\lambda = 2^{\text{h}} 15^{\text{m}}$, $h = 380$ м. Наблюдательная площадка была расположена в 100 м к востоку от дороги, ведущей от северной части селения Уркуста к главному бассейну водопровода, на расстоянии 300 м от крайнего на этой дороге дома. Площадка была расположена на западном склоне в верхней пологой части хребта, разделяющего две глубокие балки, выходящие на селение Уркуста с севера и северо-востока метров на 10—15 ниже ближайшей точки водораздела; по западному склону второй балки идет шоссе на перевал в Коккозскую долину восточнее горы Бечку. Хребет покрыт редкими насаждениями деревьев, перемежающимися с пашнями и выгонами.

Программа наблюдений

1. Астрономическая часть

1) Характеристика качества изображений звезд по устойчивости дифракционной картины по шкале Данжона [1].

2) Спокойствие ночных изображений. Наблюдается дрожание изображения Полярной звезды при помощи окуляр-микроскопа, такого, чтобы результирующее увеличение было от 500 до 700 раз. Чтобы устранить ди-

сторсию, вызываемую гюйгенсовским окуляром микроскопа, из последнего вынимается задняя линза, что ведет к некоторому повышению увеличения. В фокусе окуляр-микроскопа натягиваются три нити на расстоянии, приблизительно равном 0.7—1.0 диаметра ложного диска. Оценивается среднее дрожание края ложного диска в долях расстояния между нитями.

3) Спокойствие дневных изображений. Наблюдается дрожание края солнечного диска тем же рефрактором, что и изображения звезд, при помощи сильного окуляра со специальной шкалкой с делениями 0.1 мм. Одновременно наблюдается на экране видимость деталей на диске Солнца (пятна, факелы, грануляция).

4) Запыленность атмосферы. Наблюдается при помощи фотоэлектрического фотометра системы акад. В. Г. Фесенкова, сравнивая отброс гальванометра при наведении прибора на околосолнечный ореол и на Солнце. Одновременно оценивается каким-либо образом протяженность ореола.

II. Метеорологическая часть

1) Определение влажности психрометром Ассмана.

2) Определение направления ветра и скорости при помощи анемометра или по шкале Бофорта.

3) Характер и количественная оценка облачности.

4) Осадки.

Наблюдения велись в 4 срока: 9 час. утра, 12 ч. 30 м., через полтора часа после захода Солнца и в 1 час ночи.

Программа была разработана А. Б. Северным и Э. Р. Мустелем.

Инструменты

С и м е и з: Гид малой камеры ГАО $D = 108$ мм, $F = 160$ см.

П а р т и з а н о в к а: Объектив Цейсса $D = 125$ мм, $F = 235$ см. Ореольный фотометр.

Б у р а г а н: Объектив Цейсса $D = 108$ мм, $F = 154$ см. Ореольный фотометр.

У р к у с т а: Объектив Цейсса $D = 125$ мм, $F = 206$ см. Ореольный фотометр.

Объективы инструментов в Партизановке и Уркусте диафрагмировались до 108 мм.

Скорость ветра измерялась в Бурагане и Уркусте при помощи анемометра, в Симеизе и Партизановке — по шкале Бофорта. Атмосферное давление измерялось только в Партизановке.

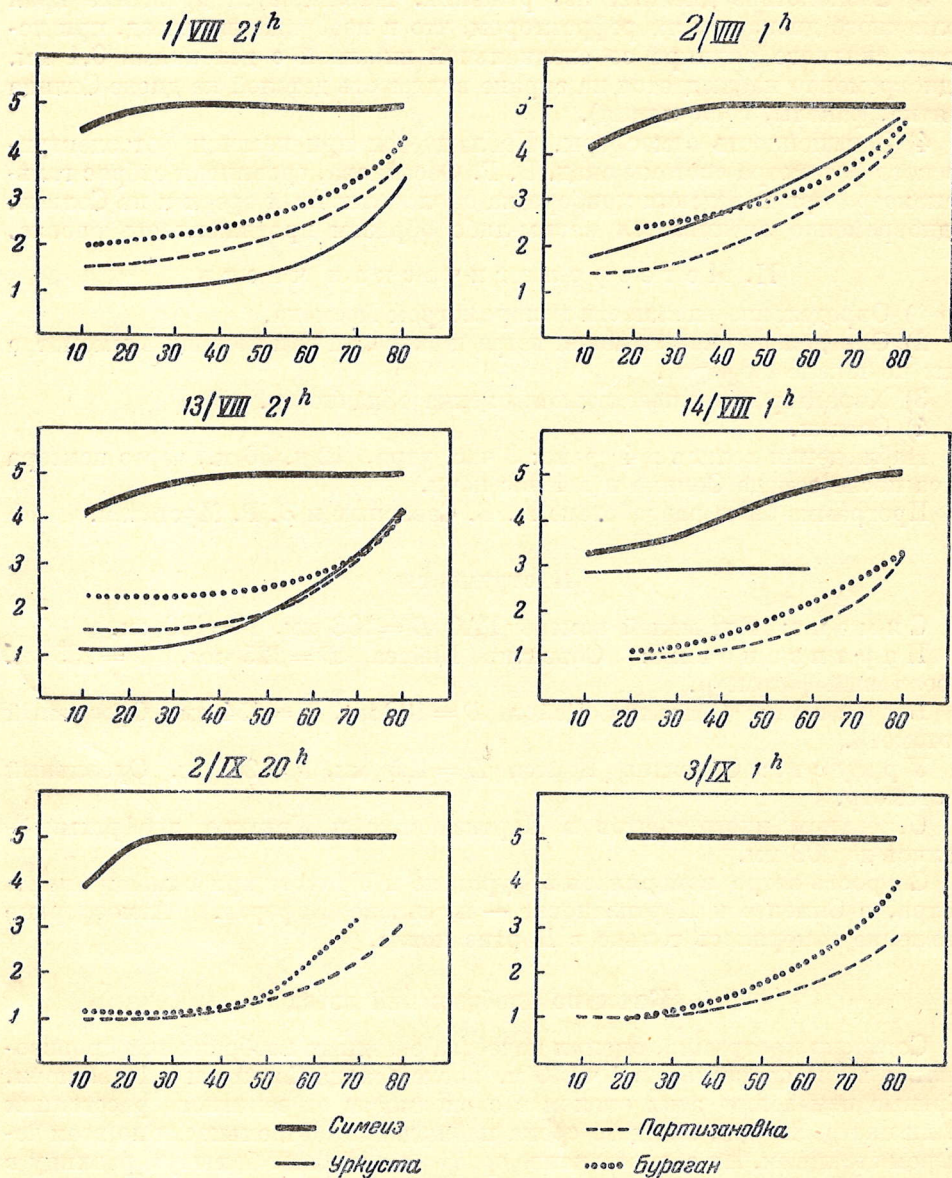
Качество изображений звезд

Согласно программе, оценки качества звездных изображений производились в два срока: через 1 ч. 30 м. после захода Солнца и в 1 час ночи. Кривые изменения этих оценок в зависимости от зенитного расстояния были построены для каждого срока наблюдений в отдельности по всем четырём станциям. Их сопоставление сразу же выявляет большую разницу в условиях астрономических наблюдений в северных предгорьях Крымской Яйлы (Партизановка и Бураган) сравнительно с Симеизом и Уркустой.

Качество изображений звезд по наблюдениям в Партизановке и Бурагане изменяется в среднем от 1.5 в зените до 4 около горизонта, причем кривые почти идентичны от ночи к ночи за весь период наблюдений, кроме нескольких исключительных дней.

В Симеизе картина совершенно иная. Качество изображений звезд очень неустойчиво и резко меняется не только от ночи к ночи, но очень часто и кривые, соответствующие двум срокам наблюдений в течение одной

и той же ночи, совершенно отличны друг от друга. Для Симеиза характерны ночи с одинаковым качеством изображений от зенита до горизонта — явление, не наблюдавшееся в предгорьях Яйлы. Наряду со встречающимися иногда при полном безветрии ночами с оценками 1 до 60° зенитного расстояния, бывают ночи, когда звезды выглядят диффузными пят-



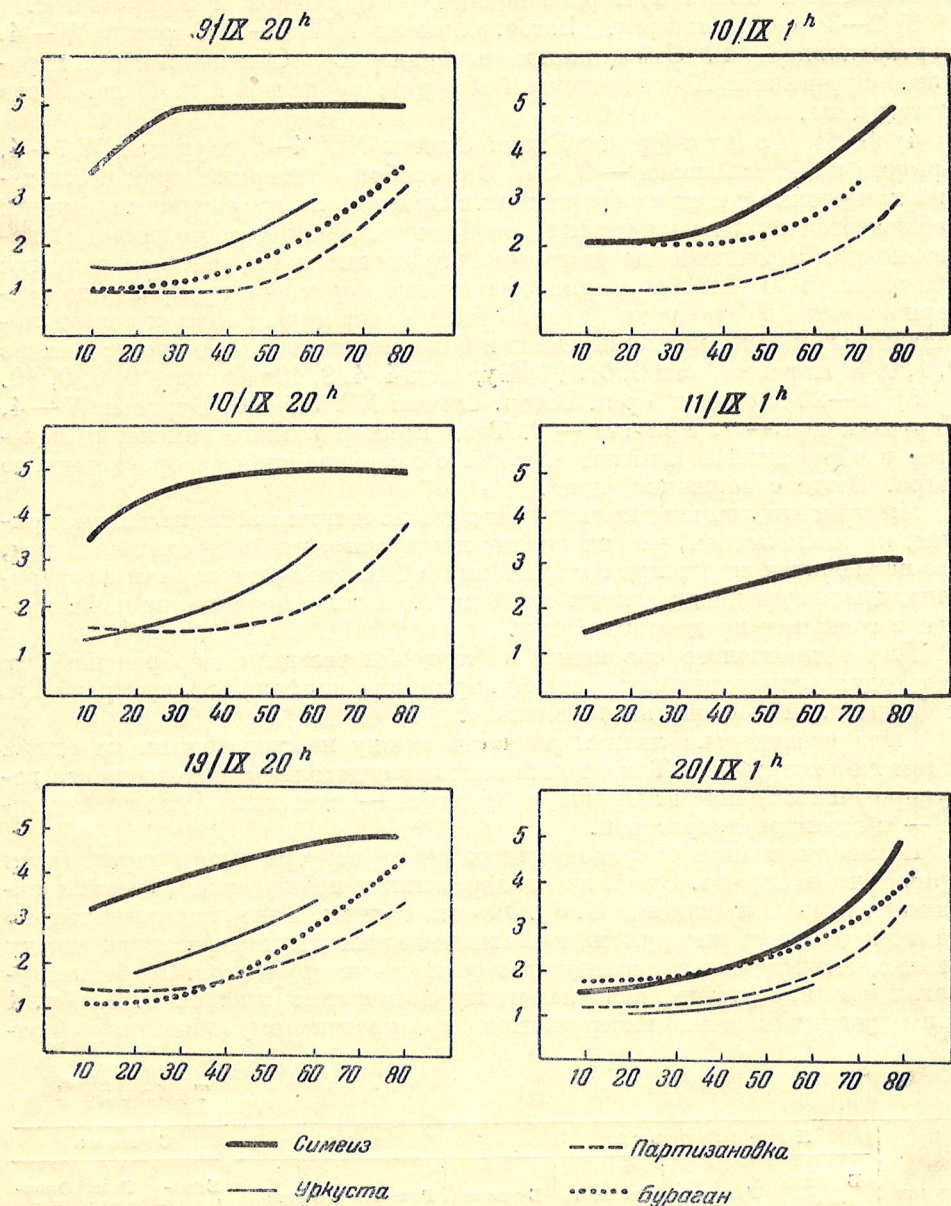
Фиг. 1. Сравнение кривых качества изображений звезд при боре в Симеизе
Ординаты — оценки по шкале Давжона; абсциссы — зенитные расстояния

нами по всему небу. Это наблюдается при боре, сильном северном ветре, вызывающем резкое охлаждение воздуха.

Для Байдарской долины (Уркуста) кривые оценок звездных изображений так же разнообразны и неустойчивы, как для Симеиза, и так же встречаются ночи с очень плохими изображениями на всех зенитных расстояниях.

Особенный интерес представляет для нас сравнение кривых по всем четырем станциям в дни боры в Симеизе. На фиг. 1 и 2 дано несколько характерных кривых для этих случаев.

1) 1—2 августа. Сильная бора в Симеизе. Ветер NNW 6—7 по Бофарту, изображения самые плохие. В Партизановке и Бурагане —



Фиг. 2. Сравнение качества кривых изображений звезд при боре в Симеизе
Ординаты — оценки по шкале Данжона; абсциссы — зенитные расстояния

изображения средние (ветер 2 и W-4, соответственно). Интересны характеристики для Уркусты (ветер N — 1): прекрасные изображения в 21 час — исключительные для Уркусты — и резкое ухудшение к 1 часу ночи. Оценки облачности: Симеиз 0 и 2, Партизановка, Бураган и Уркуста 0 и 0.

2) 13 августа 21 час — 14 августа 1 час. Ветер: Симеиз NNW 8—9, Бураган W—4.5, Уркуста N—1, Партизановка — 2. Та же картина для Уркусты. Хорошие изображения в зените вечером и равномерно плохие по всему небу в 1 час ночи. В Бурагане и Партизановке, наоборот, улучшение изображений, связанное с ослаблением ветра. Облачность: Симеиз 0, 2; Партизановка 0, 1; Бураган 2, 2; Уркуста 0, 0.

3) 2—3 сентября. Ветер. Симеиз NW 4—7, Бураган W—4, Партизановка — 2. Самые плохие изображения в Симеизе и очень хорошие в Бурагане и Партизановке. В Уркусте наблюдений не было. Везде совсем ясно.

4) 9—11 сентября. Ветер: Симеиз NW 4—6, Бураган W 5—4, Уркуста и Партизановка — 0; 9 и 10 сентября в вечерний срок наблюдений при очень плохих изображениях в Симеизе, на всех прочих станциях наблюдается нормальная картина, особенно устойчивы изображения в Партизановке. В Симеизе наблюдается улучшение качества изображений в 1 час ночи 10 сентября и полное изменение картины с прекращением северного ветра в 1 час ночи 11 сентября. Во всех других местах в этот последний срок было пасмурно. Оценки облачности за четыре срока: Симеиз 0, 1, 0, 3; Партизановка 0, 0, 1, 9; Бураган 4, 4, 8, 10; Уркуста 0, 0, 0, 10.

5) 19—20 сентября. Ветер. Симеиз NW 5.5 и 0, Бураган W—4, Партизановка — 1, Уркуста — 0. Тоже пример резкого изменения качества изображений в Симеизе в связи с прекращением северо-западного ветра. Везде совершенно ясно.

Мы привели лишь несколько примеров из наших многочисленных кривых, но мы полагаем, что их вполне достаточно, чтобы убедиться в том, что исключительно плохие изображения в Симеизе при северном и северо-западном ветрах представляют собой чисто местное явление, не наблюдаемое в северных предгорьях Яйлы.

Для объективного сравнения наблюдений звездных изображений их необходимо привести в одну систему, приняв во внимание личную разность наблюдателей и свойства объективов.

Была исследована личная разность между наблюдателями на одном и том же инструменте. Так, оценки всех наблюдателей в Партизановке редуцированы к оценкам Галкина, в Бурагане — к оценкам Газе и в Симеизе — к оценкам Некрасовой.

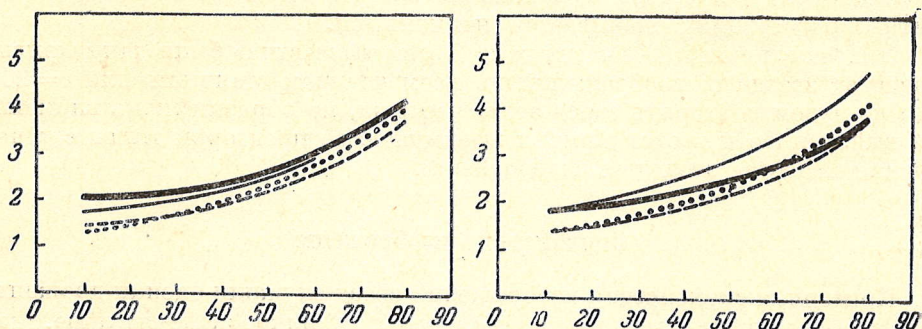
После окончания экспедиционных работ все три инструмента были привезены в Симеиз. Здесь из одновременных наблюдений четырьмя наблюдателями (Альбицкий, П. Ф. Шайн, Галкин, Газе) последовательно на всех четырех инструментах была выведена личная разность между наблюдателями разных экспедиций и разность инструментов. Объектив Бураганского инструмента оказался наилучшим в этом отношении. В табл. 1 даны редукции всех инструментов к Бураганскому объективу (гра-

Таблица 1

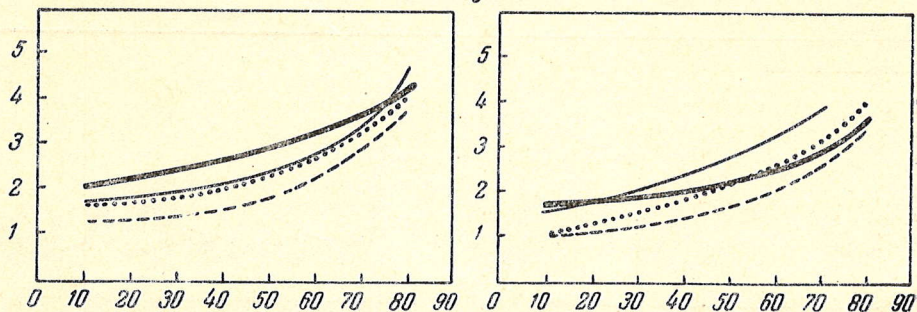
Оценки	Партизановка			Уркуста			Симеиз		
	Бураган минус Партиза- новка	Газе ми- нус Гал- кин	Окончат. редукция	Бураган минус Уркуста	Газе ми- нус Аль- бицкий	Окончат. редукция	Бура- ган ми- нус Си- меиз	Газе минус Некрасо- ва	Окон- чат. редук- ция
1—1.9	—0.1	—0.2	—0.3	—0.2	—0.2	—0.4	—0.2	—0.1	—0.3
2—3.9	—0.4	—0.2	—0.6	—0.4	—0.2	—0.6	—0.4	—0.1	—0.5
4—5	—0.2	—0.2	—0.4	—0.2	—0.2	—0.4	—0.2	—0.1	—0.3

фы 2, 5, 8) и личные разности между наблюдателями (графы 3, 6, 9). Окончательные редукции к системе Бураган — Газе даны в графах 4, 7 и 10.

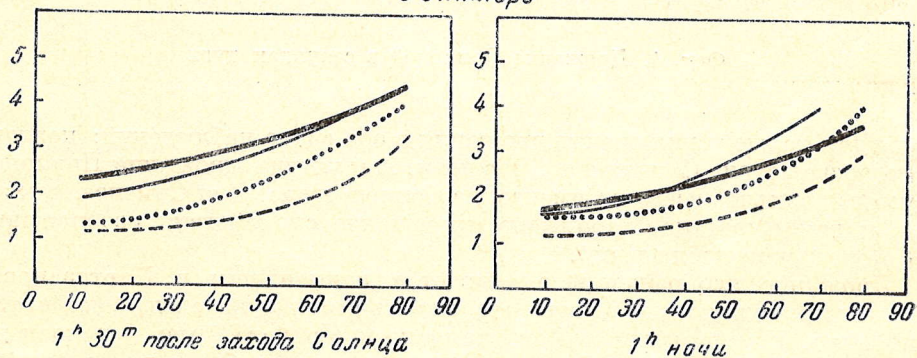
Июль



Август



Сентябрь



— Симеиз — Уркуста --- Партизановка
..... Бураган

Фиг. 3. Средние кривые качества изображений звезд
Ординаты — оценки по шкале Данилова; абсциссы — зенитные расстояния

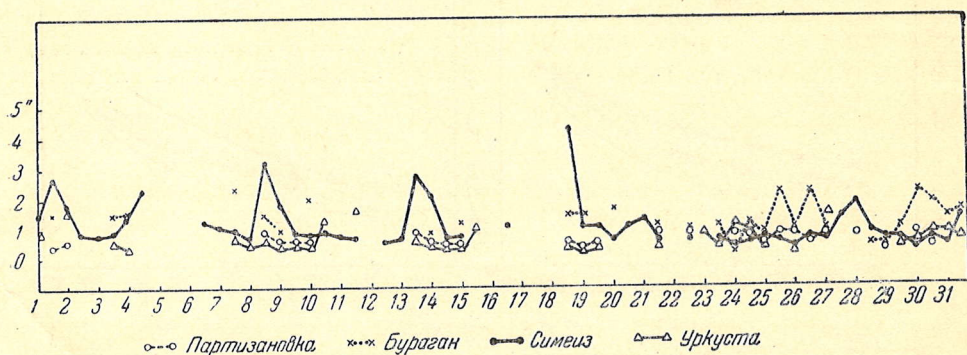
После редукции всех наблюдений в одну систему были построены средние кривые за оба срока наблюдений (фиг. 3). Как видно, во всех случаях изображения оказываются наилучшими в Партизановке. В июле Бураган почти не уступает Партизановке, в сентябре — разница между ними на больших зенитных расстояниях становится значительной. Для Симеиза

характерно большее, чем для других станций, улучшение качества изображений ночью, в силу чего в первый срок наблюдений кривая для Симеиза оказывается хуже, во второй срок — лучше, чем для Уркусты. Заслуживает внимания различие градиентов этих кривых; для Симеиза разница между качеством изображений звезд в зените и на больших зенитных расстояниях оказывается наименьшей.

В Предисловии к 1-й части тома I этих «Известий» были даны кривые качества звездных изображений по всем четырем станциям для $z=20^\circ$. Мы не будем повторять здесь этого чертежа, но обратим лишь внимание на выявленное и в этих кривых преимущество предгорий Яйлы с точки зрения качества звездных изображений.

Спокойствие изображений

Критерием спокойствия изображений звезд служили оценки дрожания Полярной относительно нитей, натянутых в микроскопе-окуляре. Для примера на фиг. 4 представлены результаты для августа. На этих кривых



Фиг. 4. Дрожание Полярной в секундах дуги

даны для каждого дня оценки дрожания в оба срока наблюдений: полтора часа после захода Солнца и в 1 час ночи. Амплитуда дрожаний Полярной меняется сильнее всего в Симеизе, особенно в июле. Для Симеиза, так же как и для Бурагана, характерно улучшение спокойствия изображений во второй срок наблюдений.

Дрожание изображений оказывается наименьшим в Партизановке и Уркусте, однако здесь надо обратить внимание на следующее обстоятельство. Инструменты в Партизановке и Уркусте были установлены на простых треногах, в Бурагане — на несколько более прочном штативе. В силу этого очень часто имели место случаи, когда дрожание трубы из-за ветра не давало возможности измерять самое дрожание Полярной. Поэтому возможно, что качество результатов для Партизановки и Уркусты несколько завышено. Необходимо подчеркнуть однако, что самое дрожание Полярной никак не связано со скоростью ветра. Попытка установить какую-либо зависимость между дрожанием Полярной и скоростью ветра для Симеиза и Бурагана привела к отрицательным результатам. Подобным же образом дрожание Полярной не связано и с качеством изображения самой звезды.

Средние значения дрожания Полярной приведены в табл. 2. Числа в скобках рядом со средними значениями дрожания означают число наблюдений.

Таблица 2

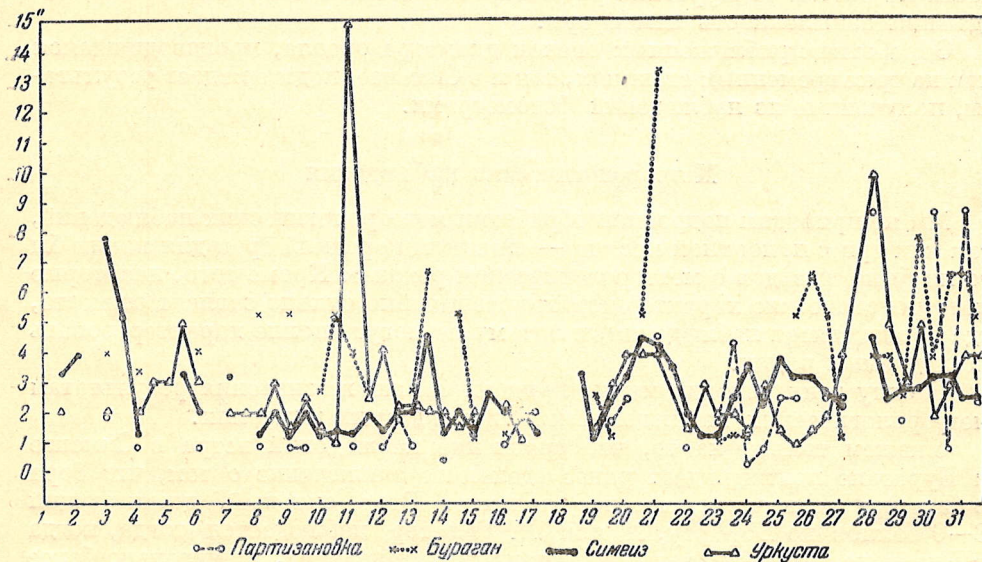
	Июль		Август		Сентябрь	
	Вечер	1 час ночи	Вечер	1 час ночи	Вечер	1 час ночи
Партизановка	0".7 (24)	0".8 (23)	0".6 (13)	0".6 (13)	0".6 (10)	0".7 (13)
Бураган	1.3 (13)	1.0 (15)	1.4 (15)	1.2 (15)	0.8 (23)	0.8 (20)
Симеиз	2.1 (22)	1.7 (23)	1.2 (28)	0.9 (23)	1.1 (24)	0.7 (25)
Уркуста	0".7 (6)	1.0 (7)	0.6 (7)	0.6 (16)	0.8 (13)	0.7 (14)

Соответственные значения для Партизановки в июне 0".9 (10) и 0".8 (9).

Спокойствие дневных изображений

Для оценки спокойствия дневных изображений измерялось дрожание края солнечного диска при помощи специальной шкалки, помещенной в окуляре.

Дрожание края Солнца меняется очень сильно, и сравнение кривых для всех четырех станций затруднительно. Однако все же можно сказать,



Фиг. 5. Дрожание края солнечного диска в секундах дуги

что амплитуда дрожания меньше всего в Партизановке, в особенности до конца августа. Довольно устойчива также кривая для Симеиза, и наименее устойчивы условия наблюдений Солнца в Бурагане. Для примера на фиг. 5 представлены кривые для августа. Средние значения дрожания края Солнца вместе с соответственным числом наблюдений (в скобках) приведены в табл. 3, стр. 40.

Запыленность атмосферы

Для оценки запыленности атмосферы производились наблюдения околосолнечного ореола. Яркость ореола измерялась фотоэлектрическим фотометром, и приближенно оценивалась его протяженность.

Таблица 3

	Июль		Август		Сентябрь	
	9 час.	12 ч. 30 м.	9 час.	12 ч. 30 м.	9 час.	12 ч. 30 м.
Партизановка	1".5 (27)	2".0 (22)	2".4 (20)	2".0 (10)	2".1 (21)	3".7 (18)
Бураган	2".7 (18)	4".6 (17)	3".9 (20)	4".8 (13)	3".3 (25)	4".5 (20)
Симеиз	2".6 (24)	2".6 (22)	2".5 (28)	2".7 (25)	3".7 (26)	3".0 (23)
Уркуста	3".0 (7)	4".2 (7)	3".1 (27)	2".7 (23)	2".4 (27)	3".5 (24)

Для Партизановки соответственные числа за июнь 1".0 и 1".7.

В распоряжении обсерватории было только три фотометра, и поэтому в Симеизе измерения яркости ореола не производились. Обработка этих наблюдений показала, что околосолнечный ореол в течение всего периода наблюдений наиболее слаб в Партизановке. Запыленность атмосферы, как и следовало ожидать, оказалась наибольшей в Бурагане, где наблюдатели почти всегда отмечали присутствие более или менее густой дымки в северной части горизонта. Это явление связано с тем, что на север и отчасти на восток от Бурагана расстилаются степи и пахотные земли, создающие запыленность атмосферы.

Обработка приближенных оценок диаметра ореола, производившаяся как на трех временных станциях, так и в Симеизе, подтверждает результаты, полученные из наблюдений фотометрами.

Метеорологические наблюдения

Мы не приводим подробной обработки метеорологических наблюдений, так как три с половиной месяца — слишком короткий срок для каких бы то ни было выводов о метеорологическом режиме. Кроме того, некоторые метеорологические характеристики чрезвычайно сильно зависят от места, где производятся наблюдения, и потому не могут вполне характеризовать исследуемый район.

В силу этих условий мы не придаем большого значения результатам метеорологических наблюдений и не приводим их в деталях.

Укажем только на то, что сравнение наблюдений ветра в Симеизе и Бурагане подтверждает ранее сделанное заключение о том, что бора в Симеизе есть чисто местное явление. Этот сильный, достигающий 8—9 баллов по Бофарту, N или NNW ветер наблюдается тогда, когда в Бурагане отмечались ветры западных направлений, значительно более слабые, и, видимо, обязан своим происхождением рельефу местности.

Поскольку все изученные характеристики астроклимата оказались наиболее благоприятными для Партизановки, этот район и был выбран для строительства новой обсерватории. Выбранный участок представляет собой отдельное, со всех сторон открытое плато, расположенное в 3 км к юго-востоку от деревни Партизановки.

Литература

1. А. Данжон и А. Кудэ (перевод). А. Ж. 17, 1, 1940.

**ОПЫТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СРАВНЕНИЯ
ЯРКОСТИ НОЧНОГО НЕБА В СИМЕИЗЕ И ПАРТИЗАНОВКЕ****В. Б. Никонов и Е. К. Никонова**

Яркость ночного неба, измеренная фотоэлектрическим фотометром, в Партизановке оказывается на $0^m.3$ выше, чем в Симеизе.

В связи с тем, что район Партизановки выявлялся как наиболее вероятное место постройки новой астрофизической обсерватории Академии Наук СССР, представлялось желательным провести сравнение яркости ночного неба в Симеизе и указанном пункте посредством объективного фотоэлектрического метода. К сожалению, эта работа смогла быть поставлена лишь в самом конце работ экспедиций по подысканию места для новой обсерватории, что не позволило нам получить значительный наблюдательный материал.

Для выполнения данной работы нами были использованы два фотоэлектрических фотометра. Один из них, так называемый корональный электрофотометр, подробно описан нами в предыдущем выпуске «Известий Крымской астрофизической обсерватории» [1]. Другой — фотометр ночного неба, значительно более простой в отношении механического оформления, имеет оптическую схему, вполне аналогичную таковой коронального электрофотометра, отличаясь от последней применением несколько большего и более светосильного объектива ($d = 90$ мм, $F = 170$ мм). В обоих фотометрах применена схема Фабри, что обеспечивает безупречность сравнения протяженных и точечных объектов. В обоих фотометрах применялись также однотипные газополные сурьмяноцезиевые фотоэлементы, а фототоки измерялись зеркальными гальванометрами после предварительного усиления по схеме Дю Бриджа — Броуна. Но в отличие от фотометра ночного неба корональный электрофотометр снабжен приспособлением для фотометрической стандартизации — радиоактивным световым стандартом (люминофором постоянного действия).

Корональный электрофотометр был установлен в Симеизе в одной из башен обсерватории. Наблюдения на нем вел В. Б. Никонов. Фотометр ночного неба был установлен в Партизановке на веранде второго этажа каменного дома, расположенного в самом селении. Наблюдения на этом приборе вела Е. К. Никонова.

Программа работы предусматривала проведение параллельных наблюдений яркости ночного неба в Симеизе и Партизановке в следующие общие сроки наблюдений: 21^h , 23^h , 1^h и 3^h декретного времени, которые мы обозначим I, II, III, IV, соответственно. Наблюдения должны были

вестись, конечно, только в безлунные ночи. Сами наблюдения состояли в сравнении яркости ночного неба около Полярной с яркостью этой звезды. Поскольку Полярная является переменной, — ее зенитная величина вычислялась для каждого наблюдения по соответствующей эфемериде. Видимая же величина получалась прибавлением к зенитной постоянной поправки, равной $+0^m.15$, что соответствует предположению о постоянной прозрачности атмосферы со значением средней экстинкции $\alpha = 0^m.35$. Имея видимую яркость Полярной $m(z)$ и получив из наблюдений разность в звездных величинах между яркостью ночного неба и Полярной Δm_{obs} , немедленно найдем искомое значение яркости ночного неба в звездных величинах с квадратного градуса по очевидной формуле

$$m = m(z) + 2.5 \lg S_d + \Delta m_{\text{obs}},$$

где S_d есть площадь диафрагмы поля соответствующего фотометра (12.40 квадратных градусов для коронального и 3.26 квадратных градусов для фотометра ночного неба). Очевидно, что в получаемые таким путем значения для яркости ночного неба целиком войдут все изменения видимой яркости Полярной за счет колебаний в прозрачности атмосферы. Значительно лучше было бы поэтому вести сравнения яркости ночного неба не с Полярной, а с радиоактивным световым стандартом, определив звездную величину последнего из специальных наблюдений. Мы не могли пойти этим путем из-за отсутствия стандарта у фотометра ночного неба.

Наблюдения велись нами в течение первой половины октября 1945 г. Этот период и в Симеизе и в Партизановке характеризовался очень неустойчивой погодой. За все время наблюдений ни в одном из пунктов не было ни одной ночи, которую можно было бы назвать абсолютно ясной. Весьма часто облачность мешала наблюдать в установленные сроки.

Результаты наблюдений приведены в табл. 1. В третьем и четвертом столбцах приведены значения яркости ночного неба в звездных величинах с квадратного градуса, а в пятом — разность яркости ночного неба в Симеизе и Партизановке. Наблюдения, выполненные с фотометром ночного неба, редуцированы к системе коронального электрофотометра на основании одновременных наблюдений, выполненных на обоих приборах в Симеизе 25 октября 1945 г. Эти наблюдения дали для искомой систематической поправки значение $\delta m = +0^m.12 \pm 0^m.02$, которая и была прибавлена ко всем значениям, полученным с фотометром ночного неба.

Таблица 1

1945 г.	Срок	Симеиз	Партиз.	Δ	1945 г.	Срок	Симеиз	Партиз.	Δ		
Октябрь	4	III	—	3 ^m .94	—	Октябрь	10	II	4 ^m .47	—	
		IV	—	3 .99	—			III	4 .32	—	
	5	I	—	3 .99	—		11	I	—	3 ^m .83	—
		II	—	3 .94	—			II	4 .15	—	—
	9	I	4 ^m .47	4 .24	+0 ^m .25			III	—	4 .08	—
		II	4 .46	4 .04	+0 .42			IV	—	3 .87	—
		III	4 .71	—	—		13	II	4 .50	4 .27	+0 ^m .23
		IV	4 .51	4 .04	+0 .47			III	4 .61	4 .14	+0 .47
						IV	4 .27	4 .22	+0 .05		

Как видно из табл. 1, мы получили 6 серий одновременных наблюдений, которые показывают, что яркость ночного неба в Партизановке на $0^m.32 \pm 0^m.07$ выше, чем в Симеизе. Этот результат подтверждается и всей совокупностью произведенных наблюдений. Действительно, беря среднее из всех наблюдений в Симеизе (включая и наблюдения 25 октября), получим для среднего значения яркости $4^m.37$ со средним квадратичным отклонением в $\pm 0^m.21$. Для Партизановки получим $4^m.01$ и $\pm 0^m.15$, соответственно. Отсюда искомая разность равна $0^m.36$, что весьма хорошо сходится со значением, полученным только по одновременным наблюдениям.

Интересно, что сравнения яркости ночного неба с радиоактивным стандартом, проводившиеся в Симеизе одновременно с программными наблюдениями, дали для колебаний яркости ночного неба всего лишь $\pm 0^m.05$ (среднее квадратичное отклонение). Это с несомненностью указывает на наличие существенных колебаний прозрачности в период наших наблюдений. Не представляет труда прикинуть, что наблюденные расхождения в величине колебаний яркости ночного неба, определенной, с одной стороны, из сравнения с Полярной, а с другой стороны со стандартом, могут быть объяснены колебаниями фактора экстинкции порядка $0^m.1$. Это весьма большое значение не выходит, однако, за пределы допустимого [2], особенно если учесть крайне неустойчивое состояние атмосферы в рассматриваемый период. Но если наблюденные колебания в яркости ночного неба могут быть в значительной степени отнесены за счет колебаний в прозрачности, то систематическая разность, полученная между Симеизом и Партизановкой, никак не может быть объяснена подобным образом. Различие в факторе экстинкции на величину, превышающую $0^m.2$, представляется совершенно невероятным. Поэтому мы можем утверждать, что в период наших наблюдений ночное небо в Партизановке было светлее, чем в Симеизе, на величину порядка $0^m.3$. Вопрос о том, насколько это явление постоянно, можно было бы решить лишь на основании больших рядов наблюдений, охватывающих все сезоны.

Л и т е р а т у р а

1. В. Б. Никонов, Е. К. Никонова. Изв. Крымской астр. обсерв. I, ч. 1, 83, 1947.
2. W. S m a r t. M. N. 94, 129, 1934.