

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ V



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

МОСКВА • ЛЕНИНГРАД

1950

УДОВЛЕТВОРИТЕЛЬНО

Ответственный редактор
академик Г. А. Шайн

Заместитель редактора
В. Ф. Газе



УДОВЛЕТВОРИТЕЛЬНО

УДОВЛЕТВОРИТЕЛЬНО

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК

Э. Р. Мустель и А. Б. Северный

12 стандартизованных спектрограмм хромосферных вспышек (эрупций) были получены при помощи симеизского спектрогелиоскопа в комбинации со спектрографом.

Спектрограммы показывают в отдельных случаях сильное обращение в линиях серии Бальмера H_α , H_γ , H_δ , H_ϵ , H_ζ и в линиях H и K. Для одной из вспышек получены спектрограммы в разных стадиях ее развития (пластинки № 205—209).

Проведено построение контуров указанных спектральных линий во вспышках и в прилегающей к месту вспышки невозмущенной фотосфере.

Наиболее характерными чертами контуров линий во вспышках являются поднятие крыльев и существенное увеличение остаточной интенсивности в центре линий, доходящее в отдельных случаях до интенсивности непрерывного спектра. Для наблюдавшихся вспышек (наиболее яркая вспышка была балла 2—2.5) никакой существенной асимметрии контуров не обнаружено.

Для некоторых наиболее типичных контуров указанных линий произведен учет инструментального искажения и влияния рассеянного света.

С этой целью были тщательно исследованы инструментальный контур и рассеяние в симеизском спектрогелиоскопе со спектрографом. Учет инструментального искажения был сделан на основе представления контуров спектральных линий, эквивалентного представлению контуром Фойгта. Показано, что такое представление близко соответствует фактическому распределению интенсивности в пределах измерившихся спектральных линий. Окончательно исправленные за инструментальный контур и инструментальное рассеяние контуры спектральных линий во вспышках и в близлежащей невозмущенной фотосфере представлены на фиг. 8, а их параметры (полуширина и остаточная интенсивность) приведены в табл. 1.

Кратко обсуждены следующие основные результаты обработки наблюдений:

а) Поднятие крыльев линий H и K в местах хромосферных вспышек, причем это поднятие наступает не в первый момент вспышки, а с некоторым запозданием. Представлены аргументы в пользу того, что указанное поднятие крыльев есть результат ионизации атомов Ca^+ в обрабатываемом слое (под вспышкой) излучением, идущим из вспышки и обусловленным линиями L_β , L_γ ..., а также спектральной областью, расположенной непосредственно за пределом серии Лаймана.

Запаздывание поднятия крыльев связывается с тем, что из-за большой оптической толщи обрабатываемого слоя в указанных спектральных областях диффузия высокочастотных квант внутрь последнего происходит относительно медленно.

б) Присутствие в ряде случаев темных линий H_3 и K_3 внутри ярких H_2 и K_2 . На основании этого вычислена высота верхней границы локализации вспышки внутри хромосферы. Она оказалась равной 2500 км.

в) Поднятие крыльев линий H_α , H_γ ... в местах хромосферных вспышек и запаздывание этого поднятия так же, как и в случае линий H и K.

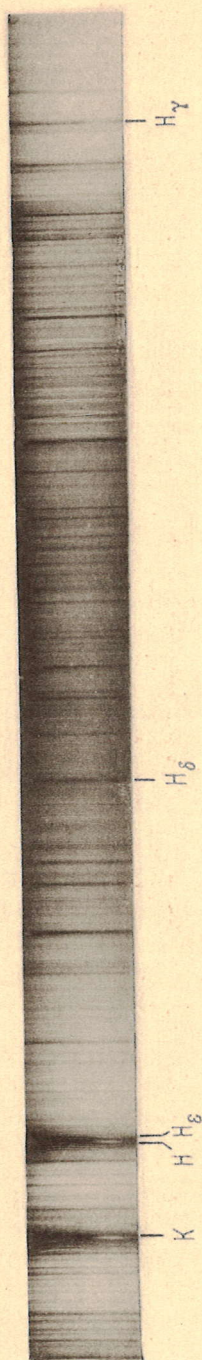
В связи с этим представлены аргументы в пользу того, что и здесь действует такой же механизм, как и в случае линий Н и К. Лишь в спектре сильных хромосферных вспышек поднятие контуров водородных линий связано с дополнительным излучением столь большой ширины, что повышается и интенсивность крыльев.

§ 1. ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ, ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Хромосферные вспышки (эрупции) — одно из наиболее значительных и малоизученных явлений на поверхности Солнца.

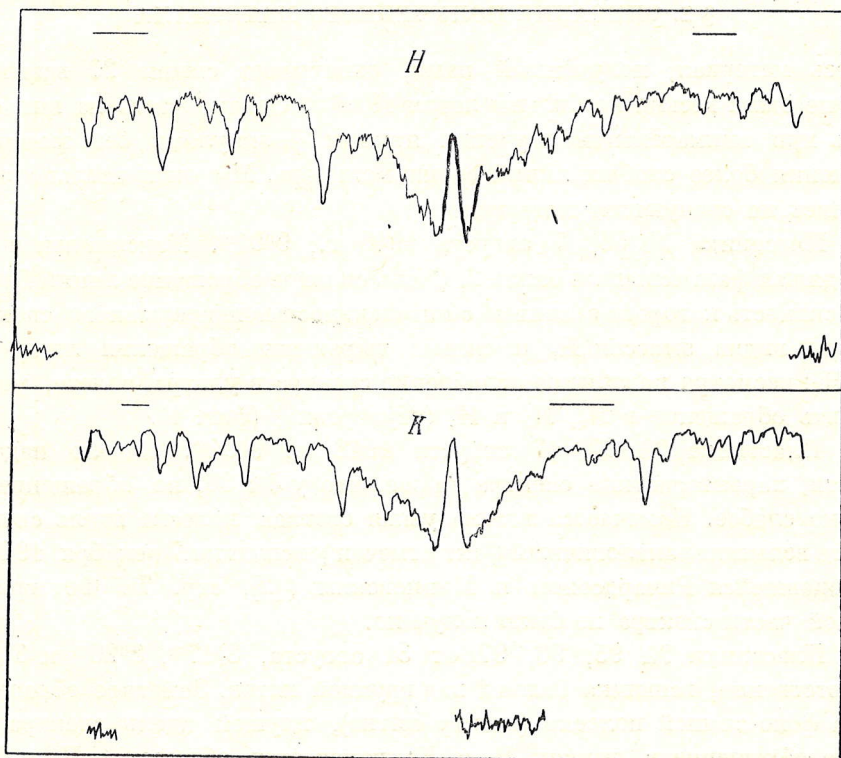
После того как было обнаружено, что появление ярких хромосферных вспышек сопровождается внезапным изменением параметров магнитного поля Земли, резким нарушением распространения коротких радиоволн (замирания слышимости, обусловленные поглощением этих волн в D -слое ионосферы), изучение вспышек стало привлекать все больше внимания. Кроме того, за последнее время было также обнаружено, что такие яркие вспышки часто сопровождаются громадным всплеском радиоизлучения, когда интенсивность радиоизлучения Солнца возрастает здесь в 10 000—100 000 раз, и эквивалентная температура радиоизлучения достигает иногда 10^9 и более градусов.

Однако в нашей стране, пока что, не появлялось работ, посвященных исследованию физических свойств хромосферных вспышек, что можно сделать при помощи спектрофотометрического исследования. Вообще успехи в этом направлении весьма ограничены, и можно указать только недавние работы Аллена [1], Ричардсона и Минковского [2] и Эллисона [3], в которых сделаны первые попытки получения и изучения спектров хромосферных вспышек. Это объясняется отчасти тем, что вспышки — весьма неожиданные и кратковременные явления: их возгорание протекает порой в течение минуты, так что все явление длится в среднем около 5 мин. Поэтому получение спектрограмм хромосферных вспышек весьма нелегкое дело. Для получения всего спектра вспышки наиболее удобна установка Ричардсона и Минковского с вогнутой диффракционной решеткой большого радиуса кривизны, но положение вспышки на щели спектрографа в этом способе неуверенное. От этого последнего недостатка свободен способ Эллисона, также примененный нами [4], т. к. наш спектрогелиоскоп в комбинации со спектрографом позволяет непосредственно видеть в обзорный окуляр ту деталь, спектр которой снимается; дополнительная же щель позволяет вырезать из всего диска Солнца только интересующую нас деталь. При этом, однако, трудно получить быстро и одновременно весь спектр хромосферной вспышки. Эллисон с этой целью вращает диффракционную решетку и получает неодновременные фотографии; в нашем же спектрогелиоскопе имеются две камеры, позволяющие получать почти одновременно спектрограммы в синей части (область шириной $\sim 800 \text{ \AA}$ возле линий Н и К с дисперсией $\sim 8 \text{ \AA/mm}$)



Фиг. 1. Спектрограмма хромосферной вспышки от 17 августа 1948 г.

и красной части (область шириной $\sim 200 \text{ \AA}$ возле H_{α} с дисперсией $4 \text{ \AA/мм}$). Это позволило нам изучить область спектра от 3800 до $4600 \text{ \AA}$ и область H_{α} , так что искажение во вспышках линий H_{ζ} , H , K , H_{δ} , H_{γ} и H_{α} , а также ряда металлических линий в соседстве с ними может быть с успехом изучено по нашим спектрограммам.



Фиг. 2. Микрофотограммы линий H и K в спектре вспышки от 17 августа 1948 г.

Все спектрограммы, полученные летом 1948 г. на пластинках Ilford Zenith (в синей части спектра) и Agfa Spectral Rot Rapid (в красной части), были прокалиброваны с помощью лабораторного спектрографа со ступенчатой щелью. Так как спектрограммы были получены с вращающейся перед щелью призмой Андерсона, то следовало иметь в виду влияние прерывной экспозиции при сравнении спектрограммы со шкалой, полученной от постоянного немигающего источника — так называемый Intermittenzeffekt. Оказалось, однако, что при той частоте вращения призмы Андерсона, которая нами применялась, этим влиянием можно пренебрегать. Обычное время экспозиции спектрограмм — от $0^s.5$ до $1^s.5$ в зависимости от ширины дополнительной щели (ширина основной входной щели спектрографа была всегда близка к ширине нормальной щели $\sim 0.025 \text{ мм}$). Пластинки и шкалки к ним, как обычно, проявлялись одновременно в проявителе Кодака D 19. На фиг. 1 воспроизведен спектр наиболее яркой из наблюдаемых вспышек (17 августа 1948 г. 9^h01^m

Моск. вр.); здесь видно сильное обращение линий Н и К ионизованного кальция, обращение в водородных линиях H_{ζ} , H_{ϵ} , H_{δ} и H_{γ} . На фиг. 2 приведены микрофотограммы линий Н и К в спектре этой вспышки, полученные на микрофотометре Молля с увеличением 50.

§ 2. ОПИСАНИЕ ПОЛУЧЕННОГО МАТЕРИАЛА

Весь материал, полученный нами, охватывает свыше 20 вспышек, которые были весьма изобильны летом 1948 г. Однако часть из них оказалась при внимательном изучении яркими флоккулами без заметного искажения более слабых линий серии Бальмера. Мы окончательно основывались на следующем материале:

1. Пластинка № 66, 7 августа 1948 г., 9^h01^m. Максимальная или нисходящая фаза вспышки балла 2. Очень сильное обращение линий Н и К, интенсивность которого сравнима с интенсивностью непрерывного спектра. Хорошо видна эмиссия H_{ϵ} и сильно выражены обращения линий H_{γ} , H_{δ} и H_{ζ} ; несмотря на сильное ослабление спектра в ультрафиолете, можно заметить обращение в H_{η} , H_0 и H_1 (неуверенно) (фиг. 1).

2. Пластинка № 67, 17 августа 1948 г., 9^h04^m. Начало падения яркости; характеристика спектра та же, что у № 66, но обращение несколько слабее. Намечается весьма узкая светлая полоска вдоль спектра в месте вспышки; аналогичный факт отмечен у вспышки 7 декабря 1948 г., наблюдавшейся Ричардсоном и Минковским ([2], стр. 7). Фотографии красной части спектра не было получено.

3. Пластинки № 95, 96, 97 от 31 августа, 8^h17^m, 8^h20^m и 8^h25^m, соответственно, вспышка балла 1 над группой пятен. Заметное обращение H_{α} на фоне темной полосы (спектр пятна), идущей вдоль спектра. Заметное обращение в линиях Н и К; намечается обращение H_{δ} и H_{γ} и эмиссия H_{ϵ} .

4. Пластинка № 205, 19 сентября 1948 г., 9^h48^m. Возгорание вспышки (над группой пятен), достигшей балла 1.5—2. Обращение Н и К ясно выражено; намечается эмиссия H_{ϵ} ; заметно обращение H_{γ} и H_{δ} (слабое).

5. Пластинка № 206, 19 сентября 1948 г., 9^h51^m. Сильное обращение линий Н и К; заметно обращение H_{ϵ} и ясно выражено обращение H_{γ} , H_{δ} . Фаза максимальной яркости.

6. Пластинка № 207, 19 сентября 1948 г., 9^h55^m. Обращение Н и К все еще сильное, H_{ϵ} слабее, чем на № 206; обращение H_{δ} слабее, а в H_{γ} — приблизительно такое же, как и в № 206.

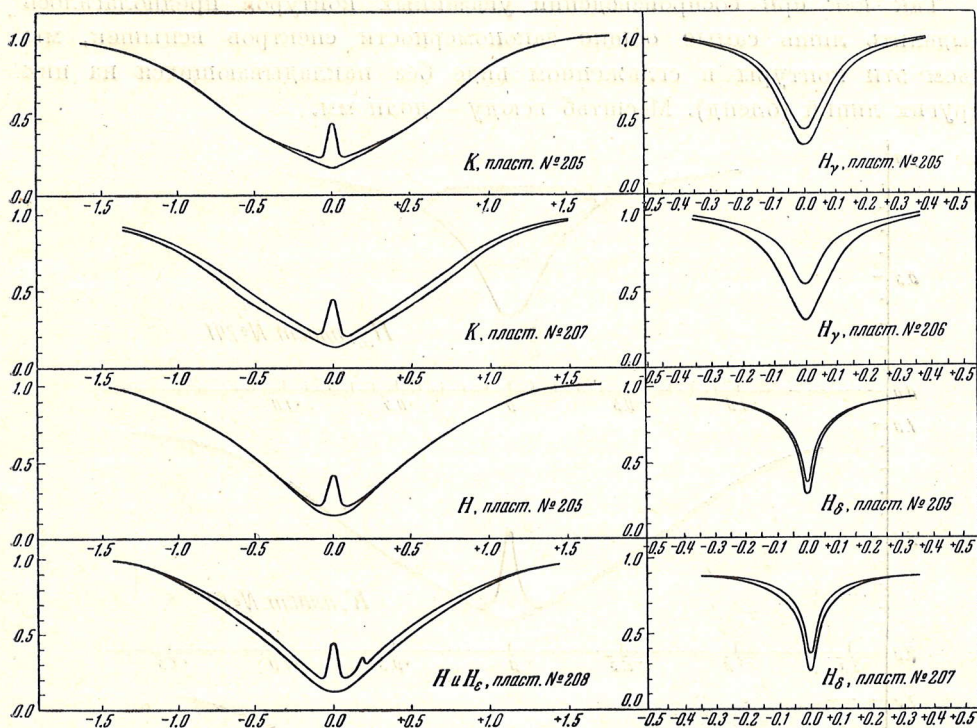
7. Пластинка № 208, 19 сентября 1948 г., 9^h58^m. Обращение в H_{γ} едва заметно; H_{ϵ} отсутствует, обращения линий Н и К явно выражены.

8. Пластинка № 209, 19 сентября 1948 г., 10^h 02^m. Обращения отсутствуют всюду кроме Н и К; спектрограмма типична для яркого флоккула.

9. Пластинка № 239, 22 сентября 1948 г., 9^h 03^m. Недодержка фиолетовой части спектра, но обращение в Н и К сильное; сильное обращение в H_{γ} .

10. Пластика № 241, 22 сентября 1948 г., 9^h 07^m. Очень резкое обращение H_{α} в нескольких местах линий; светлая и темные полосы вдоль спектра в месте вспышки. Интенсивность H_{α} в месте вспышки достигает интенсивности непрерывного спектра.

Более внимательное изучение этих стандартизованных спектрограмм было проведено при помощи шнелфотометра.*



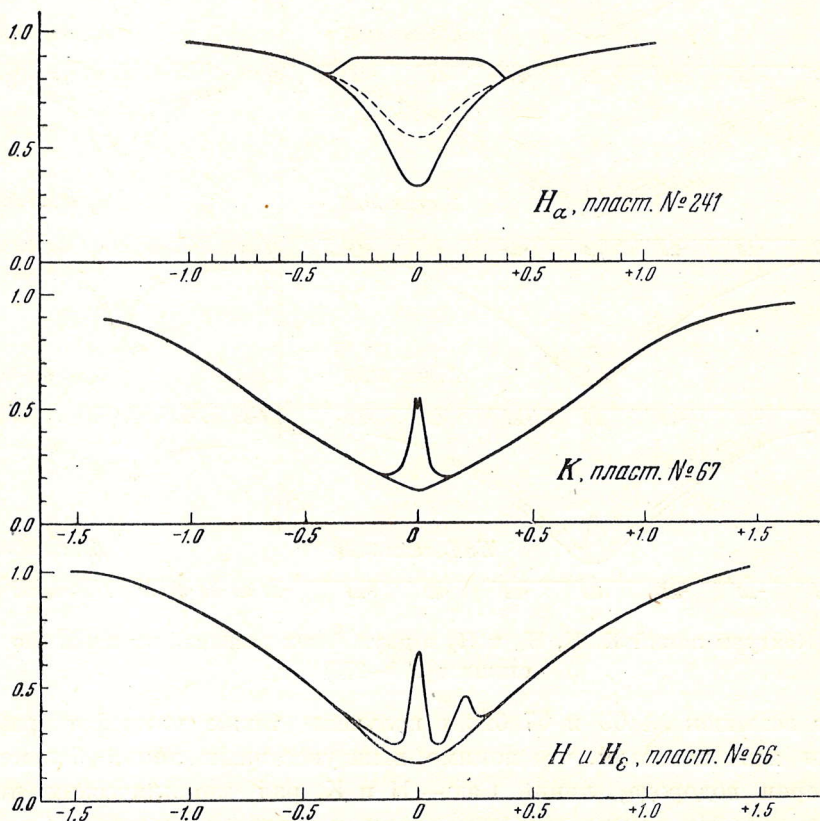
Фиг. 3. Контурсы линий К, Н, H_{γ} и H_{δ} в двух фазах развития вспышки (по пластинкам 205—209)

Для вспышек № 66 и 67 были получены также микрофотограммы, которые ясно показали, что помимо вышеуказанных линий балмеровской серии водорода, линий Ca^{+} —Н и К, ряд металлических линий также подвержен некоторому искажению в спектрах вспышек. Оно выражается в небольшом повышении остаточной интенсивности до 5—10 процентов у всех рассмотренных нами линий, например: $\lambda\lambda$ 3953 (Fe), 3957 (Fe), 3962 (Al). Хотя изучение поведения металлических линий в спектрах вспышек будет проведено нами позже, так как это требует большего материала, но имеющийся в нашем распоряжении материал с очевидностью указывает также на заметное изменение эквивалентных ширин металлических линий в спектрах вспышек.

* Последний позволяет более уверенно выявить тонкие особенности линий, нежели саморегистрирующий прибор.

На фиг. 3 приведены некоторые типичные контуры линий Н и К, H_γ и H_δ в двух фазах развития вспышек: в фазе наибольшей яркости и на нисходящей ветви (по пластинкам 205—209). Одновременно представлен контур той же линии в невозмущенной, прилегающей ко вспышке части фотосферы. На фиг. 4 приведены контуры линий Н, К и H_α для сильных вспышек по пластинкам № 66, 67 и 241, соответственно.

Так как при воспроизведении указанных контуров предполагалось выделить лишь самые общие закономерности спектров вспышек, мы даем эти контуры в сглаженном виде без накладывающихся на них других линий (бленд). Масштаб всюду — доли мм.



Фиг. 4. Контуры линий H_α , К и Н у сильных вспышек

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные контуры обременены влиянием рассеянного света спектрографа, дифракцией на щели и другими инструментальными искажениями. Для освобождения от этого влияния исследовались инструментальный контур и рассеянный свет в симеизском спектрогелиоскопе.

Можно принять, что рассеяние в спектрографе с дифракционной решеткой складывается из трех составляющих: общего рассеяния, обусловленного несовершенством оптики спектрографа и посторонним светом, духами

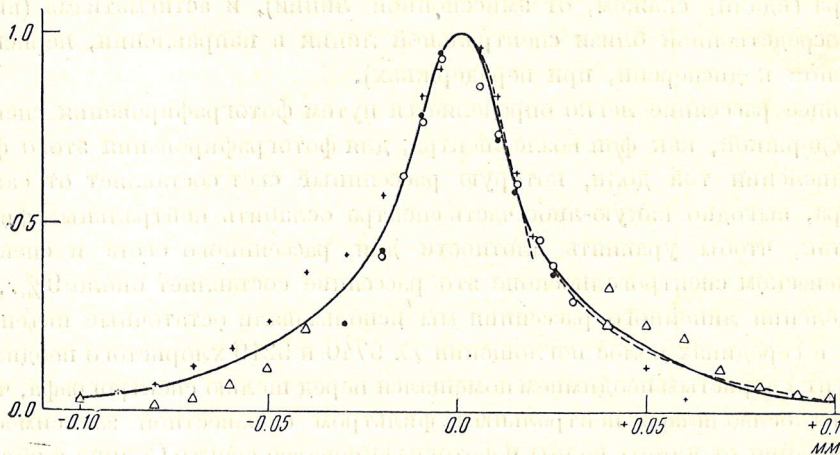
решетки, обусловленными периодической ошибкой делительной машины, линейного рассеяния, обусловленного непериодическими ошибками в штрихах решетки и создающего слабый светлый фон по всему участку спектра (вдали, скажем, от эмиссионной линии), и астигматизма (виден в непосредственной близости спектральной линии в направлении, перпендикулярном к дисперсии, при передержках).

Общее рассеяние легко определяется путем фотографирования спектра с передержкой, как фон возле спектра; для фотографирования этого фона и вычисления той доли, которую рассеянный свет составляет от самого спектра, выгодно какую-либо часть спектра ослабить нейтральным фильтром так, чтобы уравнивать плотности для рассеянного света и спектра. В симеизском спектрогелиоскопе это рассеяние составляет около 9%. Для определения линейного рассеяния мы использовали остаточные интенсивности в серединах полос поглощения $\lambda\lambda$ 5740 и 5219 хлористого неодимия; фильтр с хлористым неодимием помещался перед щелью спектрографа, часть спектра ослаблялась нейтральным фильтром с известной зависимостью пропускания от длины волны и фотографировался спектр Солнца в области указанных полос с большой выдержкой. Результаты были проконтролированы по фотографиям спектра ртутной дуги с большой передержкой (часть изображения линии была сильно ослаблена). Измерения дали для этого рассеяния 1.4%. Духи в решетке симеизского гелиоскопа имеют неправильное строение: в красную сторону от изображения линии имеется сильный разорванный дух, в синюю — слабый сплошной дух; остальные духи весьма слабые. Рассеяние из-за сильного духа в яркой его части составляет ~6%, в слабой его части ~3.5%; дух с фиолетовой стороны вносит около 1%. Таким образом, весь рассеянный свет использованного инструмента составляет весьма заметную величину около 15%; это ограничивало возможность изучения глубоких линий. Инструментальный контур определялся при помощи линии неона λ 5853. Для определения ядра контура использовались небольшие выдержки; крылья инструментального контура требовали экспозиций в несколько часов; с такими же экспозициями (путем ослабления света) производилось на куске той же пластинки фотографирование ступенчатого ослабителя. 8 спектрограмм дали возможность построить инструментальный контур в обеих камерах спектрографа.

Приведенный на фиг. 5 инструментальный контур линии λ 5853 показывает, что его нельзя представить в виде чистого доплеровского контура благодаря достаточно широким крыльям. С аналогичным обстоятельством мы сталкиваемся и при рассмотрении контуров изучаемых спектральных линий водорода как в невозмущенной фотосфере, так и во вспышках. Действительно все они обладают ядром, которое может быть описано гауссовой кривой ошибок, и крыльями, к которым можно подбирать дисперсионную формулу. Следовательно, профиль симметричной спектральной линии можно с достаточной степенью точности представить в виде

$$f(x) = \delta_1(x) a_1 e^{-\left(\frac{x}{\beta_2}\right)^2} + \delta_2(x) b_1 \frac{1}{1 + (x/\beta_1)^2}, \quad (1)$$

где a_1 — центральная интенсивность линии излучения (или глубина в центре линии поглощения); b_1 — эмпирическая постоянная; β_2 — полуширина доплеровского ядра; β_1 — полуширина эквивалентного дисперсионного



Фиг. 5. Инструментальный контур по линии γ 5853 неона

контра, представляющего крылья линий, а функции δ_1 и δ_2 таковы, что

$$\delta_1(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| < x_0 \\ 0 & \text{„ } |x| > x_0 \end{cases}, \quad \delta_2(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| > x_0 \\ 0 & \text{„ } |x| < x_0 \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь x_0 есть граница между ядром линии, где допустимо доплеровское представление, и крыльями, где допустимо дисперсионное представление. При таком представлении полуширина контура с точностью до нескольких сотых Å оказывается

$$\left. \begin{aligned} \Delta\lambda &\approx \frac{\Delta\lambda_D + \Delta\lambda_\alpha}{2}, \\ \Delta\lambda_d = \beta_1, \Delta\lambda_D = 2\sqrt{\ln 2} \beta_2 = 1.66 \beta_2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Величина x_0 , вообще говоря, отлична от измеренной полуширины $\Delta\lambda$. Представление контура линии в виде (1) эквивалентно представлению контура контуром Фойгта. Действительно, всякий симметричный контур, в частности контур (1), можно представить амплитудой $f(x)$ разложения некоторой функции $\varphi(t)$ в интеграл Фурье (смотри [5]), так что

$$\varphi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \cos xtdx \quad \text{и} \quad f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(t) \cos xtdt. \quad (4)$$

В случае (1) функция

$$\varphi(t) = \delta_1(t) a_1 \frac{\beta_2}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\beta_2^2}{4} t^2} + \delta_2(t) b_1 \frac{\beta_1}{2} e^{-\beta_1 t}. \quad (5)$$

Влияние инструментального контура на истинный контур может быть представлено как процесс взаимного наложения двух функций $\varphi(t)$, одна из которых относится к истинному контуру, а другая к инструментальному. Это наложение состоит в умножении интегралов Фурье вида (4), и наблюдаемый контур есть амплитуда Фурье для этого произведения. С другой стороны, любая быстро спадающая симметричная функция может быть приближенно представлена в виде

$$\varphi(t) \simeq A e^{-\beta_1 t - \frac{\beta_2^2}{4} t^2}, \quad (6)$$

амплитуда разложения которой есть контур Фойгта. Поэтому взаимное наложение инструментального контура с параметрами β_1, β_2 и истинного контура с параметрами β'_1, β'_2 дает (по теореме умножения интегралов Фурье) опять контур Фойгта с параметрами $\beta''_1 = \beta_1 + \beta'_1, \beta''_2 = \beta_2^2 + \beta'^2_2$. Так как приближенные представления функций $\varphi(t)$ (5) и (6) эквивалентны, то представление контура (4) эквивалентно представлению контуром Фойгта, и, согласно только что сказанному, наблюдаемый контур может быть приближенно представлен в виде

$$f_0(x) = \delta_1(x) a''_1 e^{-\left(\frac{x}{\beta''_2}\right)^2} + \delta_2(x) b''_1 \frac{1}{1 + \left(\frac{x}{\beta''_1}\right)^2}, \quad (7)$$

где

$$\beta''_1 = \beta_1 + \beta'_1, \quad \beta''_2 = \beta_2^2 + \beta'^2_2, \quad (8)$$

а величины β_1, β_2 и β'_1, β'_2 — параметры, входящие в формулу (4) для представления инструментального и истинного контура, соответственно; величина a''_1 есть остаточная (наблюдённая) центральная интенсивность, а функции δ_1 и δ_2 имеют тот же смысл. Наоборот, если подобраны параметры β_1 и β_2 для инструментального и наблюдаемого контура, то формулы (8) определяют параметры β'_1 и β'_2 истинного контура. Постоянные a суть центральные (остаточные) интенсивности, а постоянные b подбираются последовательными пробами. Для приведенного на фиг. 5 инструментального контура $A(x)$ в соответствии с условием

$$\int_{-\infty}^{\infty} A(x) dx = 1$$

мы нашли $\beta_1 = 0.23 \text{ \AA}$ и $\beta_2 = 0.17 \text{ \AA}$, так что функция

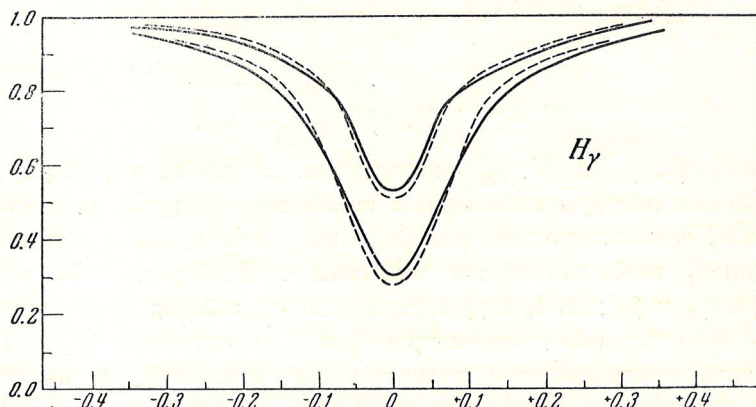
$$A(\Delta\lambda) = \begin{cases} 2.05 e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{0.17}\right)^2} & \text{при } |\Delta\lambda| < 0.14 \text{ \AA} \\ 1.40 \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta\lambda}{0.23}\right)^2} & \text{» } |\Delta\lambda| > 0.14 \text{ \AA} \end{cases} \quad (9)$$

дает хорошее представление наблюдаемого инструментального контура (пунктирная кривая на фиг. 5 показана, ввиду симметрии, только на

правой половине контура). Фактическая полуширина инструментального контура спектрогелиоскопа, как следует из фиг. 5, составляет $0.28 \text{ \AA}$, а полуширина, определяемая по формуле (3), составляет $0.26 \text{ \AA}$, т. е. практически та же самая; подобное близкое соответствие между измеренной полушириной и величиной $\Delta\lambda$, определяемой формулой (3), позволяет использовать это соотношение при построении в первом приближении истинного контура. Истинные контуры некоторых спектральных линий в наиболее типичных случаях для вспышки и невозмущенной фотосферы мы вычисляли при помощи выражений (3), (7) и (8) следующим образом: для наблюдаемого контура последовательными пробами подбираются β'_1 и β'_2 ; зная β_1 и β_2 , согласно (9), для инструментального контура, определяем величины β'_1 и β'_2 для истинного контура согласно (8); истинную остаточную интенсивность a'_1 вычисляем по формуле

$$a'_1 = a''_1 \left[1 + \left(\frac{\beta_2}{\beta'_2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

считая тем самым, что эта величина определяется в основном доплеровским ядром линии. Полагая в первом приближении, что доплеровское ядро истинного контура заключено внутри ширины $\Delta\lambda$ (3), можно



Фиг. 6. Наблюдаемые (сплошная линия) и истинные (пунктир) контуры линии H_γ в спектре вспышки (наверху) и фотосферы (внизу)

построить крылья истинного контура по известному β'_1 и подобрав b_∞ так, чтобы доплеровский контур непрерывно переходил в дисперсионный на границах участка $\Delta\lambda$. Процедура может быть проверена при помощи условия, что при исключении инструментального контура (9) эквивалентная ширина сохраняется неизменной; в случае необходимости вносится исправление. На фиг. 6 и 7 в качестве примера сравниваются наблюдаемые и истинные контуры для линий H_γ и H_2 (эмиссия) по пластинкам № 66 и 206, соответственно (истинный контур — пунктир). Из этого примера видно, что, как и следовало ожидать, влияние инструментального искажения на широкие водородные линии невелико, тогда как

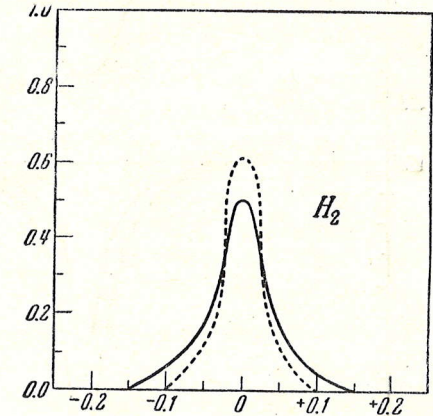
узкие эмиссионные линии заметно искажаются от инструментальных причин.

Для вывода окончательных истинных контуров необходимо, однако, исключить также влияние рассеянного света, который по нашим определениям составляет $\sim 15\%$. Если $k(=0.15)$ —относительная интенсивность рассеянного света спектрографа, то контур, освобожденный от влияния рассеянного света, дается выражением

$$1 - \frac{I_v}{I_0} = \frac{1}{1 - k} \left(1 - \frac{I_v}{I_0} \right)_{\text{набл}}, \tag{11}$$

где $\frac{I_v}{I_0} = r_v$ —остаточная интенсивность.

В табл. 1 приведены данные о наблюдаемых и исправленных за инструментальное искажение и рассеяние контурах для некоторых типичных вспышек и прилегающей невозмущенной фотосферы. Величины β и полные полуширины $\Delta\lambda$ даны в $\text{\AA}$. В примечании даны $\Delta\lambda$ и центральные остаточные интенсивности r_0 в спектре Солнца по данным других авторов. Следует отметить хорошее согласие наших данных с данными Аллена [6], исправленными за инструментальные искажения. Расхождение в значении r_0 для H_α , возможно, обусловлено тем, что наше значение обременено влиянием аномального возбуждения фотосферы в соседстве с яркой вспышкой. На фиг. 8 приведены истинные контуры указанных в табл. 1 линий для вспышек и прилегающей невозмущенной фотосферы.

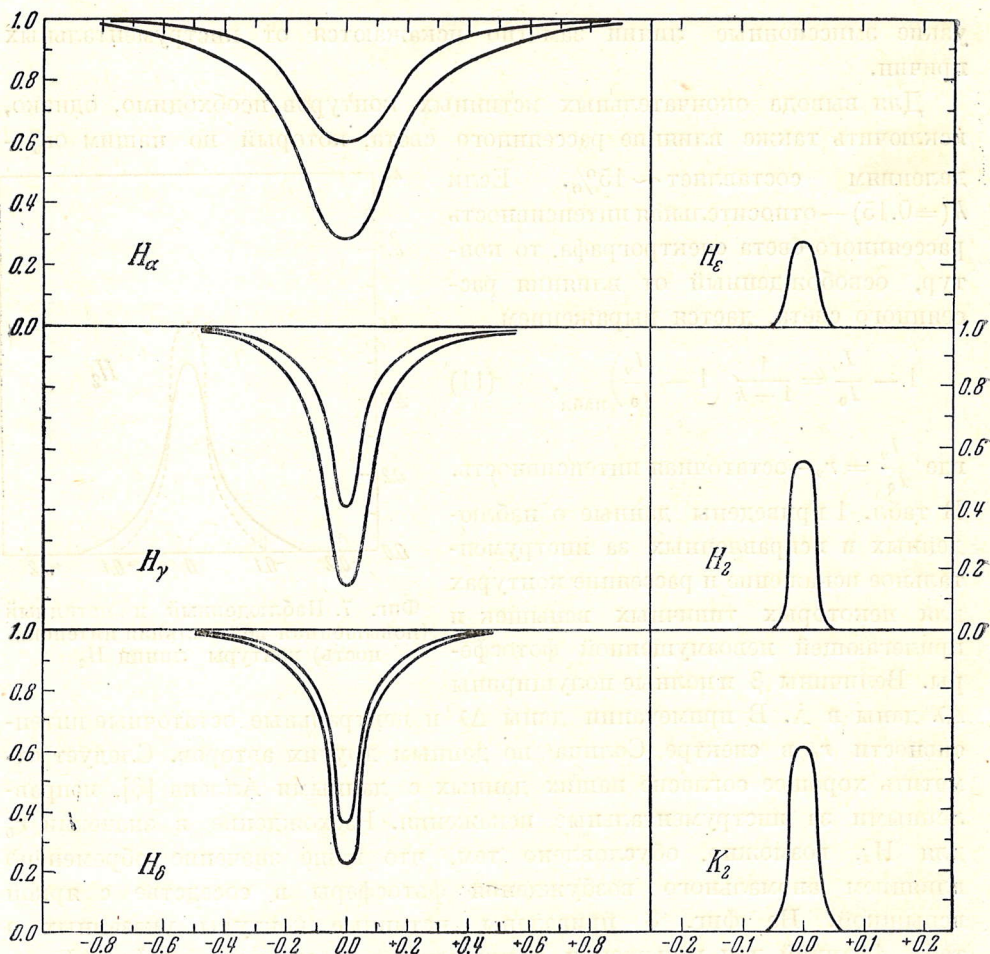


Фиг. 7. Наблюдаемый и истинный (повышенная центральная интенсивность) контуры линии H_2

Таблица 1

№	Номер пластинки	Линия	Наблюдаемый контур				Истинный контур		Примечание		
			β_1	β_2	$\Delta\lambda$	r_0	$\Delta\lambda$	r_0	$\Delta\lambda$	r_0	Ав- тор*
1	65	H α фот. H α вспыш.	1.17 0.81	0.87 0.87	1.44 1.44	0.42 0.68	1.37 1.45	0.28 0.60	{1.44 1.2	0.21 0.12	М А
2	205	H γ фот. H γ вспыш.	0.74 0.99	0.84 0.68	1.56 1.16	0.30 0.53	1.50 1.12	0.15 0.41	{1.58 1.5	0.20 0.15	М А
3	207	H δ фот. H δ вспыш.	1.16 1.14	0.58 0.63	1.20 0.96	0.37 0.48	1.04 0.96	0.22 0.36	{1.43 1.2	0.16 0.22	М А
4	65	H $_2$	0.48	0.31	0.48	0.52	0.40	0.55			
5	65	H ϵ	—	0.34	0.64	0.33	0.40	0.28			
6	65	K	0.57	0.29	0.48	0.55	0.35	0.61			

* М — данные атласа Миннаэрта; А — данные Аллена [6].



Фиг. 8. Истинные, исправленные за рассеяние контуры некоторых линий в спектрах хромосферных вспышек (наверху) и невозмущенной фотосферы (внизу), а также истинные контуры обращений H_ϵ , H_2 и K_2 в спектрах вспышек

Основным результатом исправления наблюдаемых контуров за инструментальные искажения является то, что контур узких линий после исправления становится почти доплеровским, тогда как для широких (сильных) линий такое исправление или не меняет характера контура или же делает более выраженным дисперсионный характер контура. Далее, контуры линий во вспышках не показывают никакого ощутимого сдвига или асимметрии, за исключением линии H_α , у которой возможен небольшой сдвиг в пределах нескольких десятых Å как в красную, так и в фиолетовую сторону, что зависит от положения фотометрического разреза; повидимому, в отдельных местах одной и той же вспышки возможны различного знака смещения линии H_α (ср. обсуждение этого результата Эвершедом и Эллисоном [7]).

Из фиг. 8 видно, что ширина линий H_ϵ и H_2 практически одинакова (оба контура получены одновременно для одной и той же вспышки по

пластинке № 65), что не говорит в пользу расширения линий благодаря штарк-эффекту. При визуальных оценках ширины эмиссии H_ϵ и H_2 следует иметь в виду более широкие крылья водородной эмиссии, нежели эмиссии H_2 , и только детальное исследование контуров может дать сведения о фактическом характере уширения этих линий.

Характерно, что уширение всех указанных в табл. 1 эмиссионных линий K_2 , H_2 и H_ϵ практически одинаково и составляет $0.4 \text{ \AA}$, как если бы оно зависело только от длины волны. Такого рода уширение может быть обусловлено как доплеровским эффектом, так и быстро и хаотически меняющимся сильным магнитным полем. В первом случае для объяснения наблюдаемого уширения при температуре вспышки 6000° потребовалось бы ввести турбулентную скорость около 10 км/сек . Во втором случае потребовалось бы поле около $20\,000$ гаусс для общего расширения линий в результате эффекта Зеемана (ср. Брюс [8]).

Перейдем теперь к более детальному обсуждению полученного материала. Рассмотрение построенных контуров позволяет сделать следующие основные выводы:

а) В местах расположения хромосферных вспышек крылья линий H и K оказываются или совпадающими с крыльями тех же линий в соседней, невозмущенной, части фотосферы или располагаются выше последних. При этом «поднятие» крыльев зависит от фазы хромосферной вспышки, а именно: в начале развития последней увеличенная интенсивность наблюдается лишь в центре линии — присутствие яркого обращения в виде линий H_2 и K_2 . Однако уже через некоторое, весьма небольшое время (минуты), наблюдается *повышение* крыльев; последние совпадают с крыльями невозмущенных мест фотосферы только уже в области больших остаточных интенсивностей, т. е. в местах перехода линии в непрерывный спектр. Фиг. 3 иллюстрирует сказанное для обеих линий H и K .

б) Полученный материал говорит о том, что поднятие контуров у линий H и K в местах хромосферных вспышек *не* связано однозначно с интенсивностью яркого обращения H_2 и K_2 . Так, например, обращаясь к фиг. 3, мы видим, что весьма заметное поднятие крыльев не сопровождается увеличением яркости линии K_2 . Далее, практически полное совпадение крыльев наблюдалось в случае вспышки № 67, где одновременно яркое обращение K_2 было весьма мощным.

в) Поднятие крыльев в местах хромосферных вспышек имеет место и для линий H_α , H_γ , H_δ и H_ζ . И здесь, повидимому, это поднятие растет с фазой развития вспышки (см. фиг. 3).

г) Как у линий H и K , так и у H_α , H_γ , H_δ , H_ζ , избыток интенсивности над невозмущенным контуром наибольший в центре линий.

д) У наиболее интенсивных хромосферных вспышек наблюдается рядом с H_2 яркое обращение водородной H_ϵ . Ее ширина у различных вспышек колеблется в пределах от 0.5 до $1.5 \text{ \AA}$.

Обсудим кратко указанные выводы.

Вначале обратимся к линиям Н и К ионизованного кальция. Повышение крыльев у обеих этих линий связано, без всякого сомнения, с уменьшением числа поглощающих атомов в обрабатываемом слое под теми местами, где наблюдается сама хромосферная вспышка. Действительно, совершенно очевидно, что вообще немислим никакой физический механизм, который мог бы в условиях солнечной атмосферы поднимать, а тем самым сужать столь широкие линии, как Н и К. Эффект Штарка действует в противоположном направлении; кроме того, для ионов кальция он совершенно пренебрежим.

Уменьшение числа действующих атомов Ca^+ в обрабатываемом слое под хромосферной вспышкой означает, по видимому, лишь то, что через некоторое время после появления вспышки происходит усиленная ионизация соответствующих мест обрабатываемого слоя. Ионизирующим агентом здесь является излучение, попадающее в обрабатываемый слой сверху из хромосферы, из места расположения вспышки. Более того, мы можем установить с довольно большой степенью вероятности и спектральный состав ионизирующего излучения.

Здесь имеются две возможности. Во-первых, частично это излучение может быть отождествлено с хромосферным излучением в частоте линии L_β лаймановской серии. Действительно, следует иметь в виду, что в спектрах хромосферных вспышек центральные части линии H_α балмеровской серии обнаруживают существенное излучение, переходящее у интенсивных вспышек даже в обращение (см. фиг. 4), когда интенсивность центра линии оказывается в ряде случаев большей, чем интенсивность соседних частей непрерывного спектра. В свою очередь, повышенная интенсивность линии H_α означает, что у водородных атомов в местах расположения хромосферной вспышки аномально часто происходят переходы $3 \rightarrow 2$. Но это неизбежно приводит к тому, что аномально часто должны происходить и переходы $3 \rightarrow 1$. Следовательно, хромосферная материя в месте вспышки должна посылать во все стороны, и в том числе вниз, мощное излучение L_β . Далее, длина волны этой линии равна 1026 Å. Максимальная же длина волны, соответствующая ионизации атомов Ca^+ , равна 1044 Å. Следовательно, излучение L_β , идущее от места расположения хромосферной вспышки вниз, будет ионизовать находящиеся в обрабатываемом слое атомы Ca^+ .

Мы рассмотрели только влияние линии L_β . Влияние остальных линий лаймановской серии, т. е. L_γ , $L_\delta \dots$, носит, по видимому, второстепенный характер, ибо излучение в линии H_β (начинающейся, как и L_γ , с 4-го уровня) является более слабым, чем излучение в H_α .

В связи со сказанным можно вывести следующее заключение. Известно, что оптическая толща линии поглощения L_β , создаваемой обрабатываемым слоем, исключительно велика. Следовательно, излучение L_β , идущее из хромосферной вспышки, сможет проникнуть внутрь обрабатываемого слоя

и произвести там ионизацию атомов Ca^+ не сразу, а лишь через некоторое время после возникновения хромосферной вспышки. Это полностью объясняет тот отмеченный выше факт, что поднятие контуров линий поглощения Н и К происходит также не сразу, а опять-таки через некоторое время после начального момента вспышки.

Мы рассмотрели влияние линий лаймановской серии на ионизацию атомов Ca^+ в обрабатываемом слое. Рассмотрим теперь второй фактор. Если сразу же за пределом серии Лаймана ($\nu \geq \nu_1$) оптическая толща хромосферной материи, создающей вспышку, достаточно велика, то и в этой спектральной области ионизирующая способность излучения окажется для атомов Ca^+ весьма существенной. Положение здесь будет таково же, как и в случае ионизации излучением L_β . В частности, так как и для $\nu \geq \nu_1$ оптическая толща обрабатываемого слоя заведомо очень велика, то и здесь ионизация атомов Ca^+ начнется через некоторое время после появления вспышки.

Таким образом, во всех мыслимых случаях мы действительно должны ожидать поднятия крыльев линий Н и К, причем это поднятие должно начинаться с некоторым запозданием!

Запаздывание ионизирующего излучения (L_β -кванты или кванты лаймановского континуума) и должно создавать впечатление, что между ярким излучением в центре линии (H_2 и K_2), характеризующим вообще всякую хромосферную вспышку, и повышением крыльев Н и К линий нет непосредственной связи, что и было отмечено нами выше.

Рассмотренный механизм ионизации атомов Ca^+ в обрабатываемом слое имеет свои особенности, а именно: в связи с тем, что ионизация атомов Ca^+ в данном случае осуществляется отдельными спектральными участками (L_β -линия и лаймановский континуум), эта ионизация может отличаться весьма сильно от той ионизации, которая имела бы место при наличии термодинамического равновесия. В частности, ионизация нейтральных атомов кальция в обрабатываемом слое может во время вспышки остаться практически неизменной. Это подтверждается следующими соображениями.

Граница ионизации для атомов Ca^+ расположена около 2000 Å. С другой стороны, коэффициент непрерывного поглощения для них изменяется, согласно Бейтсу и Мессу [9], как ν^{-3} . Следовательно, до ближайшей яркой линии лаймановской серии, линии L_α с $\lambda = 1216$ Å, он уменьшится примерно в 4.5 раза. Поэтому ионизация нейтральных атомов Ca может оказаться *относительно* более слабой, чем ионизация атомов Ca^+ . Правда, отношение интенсивностей ярких L_α , L_β во вспышке может оказаться большим, чем вышеуказанное число 4.5. Однако вполне возможно, что основную роль в ионизации атомов Ca^+ обрабатываемого слоя играет лаймановский континуум, а не линии L_β , L_γ ... лаймановской серии.* В этом случае ионизация атомов Ca^+ будет наверняка гораздо

* Повидимому, это предположение является весьма правдоподобным, особенно, если принять во внимание большую ширину ионизирующего частотного интервала.

более сильной, чем ионизация атомов Са. Таким образом, наоборот, изучая интенсивность линии 4227 нейтрального кальция, мы можем сделать некоторые заключения о том, что ионизует атомы Ca^+ в обрабатываемом слое: линии лаймановской серии L_β , L_γ ... или лаймановский континуум.

В заключение рассматриваемого вопроса необходимо указать, что, согласно Т. Крат [10], и в факелах наблюдается аналогичное поднятие крыльев линий Н и К, т. е. уменьшение эквивалентной ширины этих линий. Вполне возможно, что в обоих случаях механизм ионизации атомов Ca^+ в обрабатываемом слое вполне сходен.

Остановимся кратко на вопросе о происхождении яркого обращения H_2 и K_2 в линиях Н и К. Следует сразу же отметить, что, повидимому, внутри обеих линий H_2 и K_2 имеется сильное самопоглощение. Действительно, рассмотрение всех обработанных контуров показывает, что колебание яркостей линий H_2 и K_2 , вообще говоря, весьма невелико как для различных хромосферных вспышек, так и для одной и той же вспышки на разных этапах ее развития. Так, например, во время вспышки, наблюдавшейся 19/IX 1948 г. (снимки 205—209), центральная интенсивность линий H_2 и K_2 практически оставалась постоянной, колеблясь, если взять за единицу непрерывный спектр, в пределах 0.43—0.50. При отсутствии самопоглощения такие ничтожные колебания вообще чрезвычайно мало вероятны. В самом деле, в этом последнем случае яркость обращенной линии должна быть пропорциональна числу излучающих атомов. Последнее же во время вспышки должно меняться неизмеримо больше, чем в отношении $\frac{0.50}{0.43}$, что представляется совершенно очевидным.

Переходя, наконец, к самому главному вопросу о происхождении обращений H_2 и K_2 , мы должны констатировать, что положение здесь в настоящее время весьма неясно. В сущности говоря, этот вопрос сводится к вопросу о природе и механизме хромосферных вспышек, т. е. к до сих пор не решенному вопросу. Повидимому, в настоящее время можно лишь утверждать, что вследствие каких-то причин* в области, занимаемой хромосферной вспышкой, происходит усиленная ионизация водорода — главного поставщика свободных электронов. Последующая каскадная рекомбинация электронов с протонами приводит к усиленному свечению материи в линиях H_α , H_β ... и в невидимых линиях L_α , L_β ... Наряду со свечением вследствие рекомбинаций происходит с неизбежностью и возбуждение нейтральных атомов водорода также с последующим свечением.

* Все данные говорят о том, что мы имеем дело с резким повышением электронной температуры в соответствующих частях хромосферы. Это повышение температуры является, повидимому, результатом действия каких-то электромагнитных процессов в солнечной оболочке.

В связи с этой наиболее вероятной картиной явлений происхождение ярких обращений H_2 и K_2 может иметь двойкий характер: а) может иметь место рекомбинация свободных электронов с ионами Ca^{++} с последующими каскадными переходами. В результате этого электрон, попадая на уровни $4^2 P_{3/2}$ и $4^2 P_{1/2}$, дает, опускаясь далее на нижний уровень $4^2 S_{1/2}$, яркие линии H_2 и K_2 ; б) ввиду небольшого потенциала возбуждения линий H и K должно быть эффективным возбуждение самих ионов кальция с уровня $4^2 S_{1/2}$ на вышеуказанные верхние уровни и последующее высвечивание в результате возврата электронов на уровень $4^2 S_{1/2}$. Этот второй механизм из-за малости потенциала возбуждения должен быть, повидимому, гораздо более эффективным, чем первый механизм, хотя, конечно, здесь необходимы конкретные подсчеты.

В заключение вопроса о линиях H и K необходимо остановиться на вопросе о высоте хромосферных вспышек. Как правило, хромосферные вспышки локализуются отнюдь не в верхних частях хромосферы, а в средних и, возможно, нижних. Об этом говорит то обстоятельство, что на наших наилучших снимках вполне отчетливо выделяются несмещенные линии K_3 и H_3 , расположенные в центре ярких K_2 и H_2 . Отсюда следует, что над хромосферной вспышкой располагается еще достаточное количество атомов ионизованного кальция, чтобы создавать линии поглощения H_3 и K_3 . То, что эти линии H_3 и K_3 не могут быть результатом простого самопоглощения в линиях H_2 и K_2 , вытекает как из теоретических соображений, так и из непосредственных наблюдений. Известно, что в протуберанцах и хромосфере, рассматриваемых на краю Солнца, самопоглощение вызывает лишь ослабление линий излучения, но никаких «провалов» в них типа линий K_3 и H_3 никогда не наблюдается.

Подсчитаем, основываясь на этом, высоту самых верхних слоев хромосферных вспышек. Тот факт, что над последними наблюдаются темные линии H_3 и K_3 , говорит о том, что оптическая толщина хромосферных слоев, создающих эти линии, не меньше единицы. Это число не является преувеличенным, ибо следует помнить, что в центральных частях линий H и K , как и вообще во всех фраунгоферовых линиях солнечного спектра, действуют различные факторы, повышающие интенсивность линии. К этим факторам относятся флуоресценция, затем те же механизмы, которые действуют в самой хромосферной вспышке, и т. д. Таким образом, мы будем считать, что для вышеуказанной оптической толщи соблюдается условие

$$\tau_{\nu_0} = N k_{\nu_0} \geq 1, \quad (12)$$

где k_{ν_0} — коэффициент поглощения в центре линий K и H , а N — полное число поглощающих атомов Ca^+ , расположенных над хромосферной вспышкой и отнесенное к 1 см^2 .

Для k_{ν_0} мы имеем (см. [11], стр. 180)

$$k_{\nu_0} = \frac{V \pi e^2}{mc^2} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda_D} f, \quad (13)$$

где λ_0 — длина волны центра линии; f — сила осцилятора, соответствующая данному переходу, и $\Delta\lambda_D$ доплеровская ширина:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}, \quad (14)$$

где R — газовая постоянная; μ — атомный вес.

Рассмотрим линию Н. Для нее $f = 1/3$ и $\lambda_0 = 3968.5 \text{ \AA}$. В качестве температуры T возьмем среднюю температуру Солнца $T = 5700^\circ$. Над хромосферной вспышкой эта температура, несомненно, выше. Однако величина T входит под знаком корня, и ошибка здесь не может оказаться существенной. Кроме того, увеличение температуры только *понижит* верхний уровень локализации хромосферной вспышки. Все вышеуказанные значения дают для k_{ν_0} число 1.29×10^{-12} . Следовательно, в соответствие с (12) *над хромосферной вспышкой* должно располагаться следующее количество атомов Ca^+ :

$$N_{\text{Ca}^+} \geq 0.78 \times 10^{12}. \quad (15)$$

Рассмотрим теперь вопрос о распределении атомов Ca^+ в хромосфере. Допуская перемешивание элементов в солнечной оболочке полным (см. [12]), мы должны считать, что распределение атомов кальция по высоте таково же, как распределение атомов водорода. В свою очередь последнее мы можем в силу той же гипотезы о полном перемешивании отождествить с наблюдаемым распределением металлов, на которые различного рода эффекты действуют существенно меньше, чем на водород. Имея это в виду, мы можем на основании работы Вилдта [13] принять, что *в среднем* в интервале от основания хромосферы до высот 1500—2000 км распределение парциальной концентрации $n(h)$ *любого* элемента (вследствие полного перемешивания) может быть представлено в виде:

$$n(h) = n(0)e^{-\beta h} = n(0)e^{-4 \times 10^{-8}h}, \quad (16)$$

где $n(0)$ — парциальная плотность для основания хромосферы. Закон (16) является грубо приближенным. У основания хромосферы коэффициент β должен быть близок к 6.8×10^{-8} , что соответствует гидростатическому равновесию нейтрального водорода при температуре основания хромосферы, т. е. при температуре, равной приблизительно 5000° . Для более высоких слоев (в том же интервале 0—2000 км) множитель будет меньше, чем 4×10^{-8} .

Подсчитаем в соответствии с (16) полное число атомов данного рода, располагающихся над 1 см^2 выше уровня h . Оно будет равно:

$$n(h, \infty) = \int_h^\infty n(h) dh = n(0) \int_h^\infty e^{-4 \times 10^{-8}h} dh = \frac{n(0)}{4 \times 10^{-8}} e^{-4 \times 10^{-8}h}. \quad (17)$$

С другой стороны, полное количество атомов того же рода во всей хромосфере будет

$$n(0, \infty) = \int_0^{\infty} n(h) dh = \frac{n(0)}{4 \times 10^{-8}}. \quad (18)$$

Следовательно,

$$\alpha = \frac{n(h, \infty)}{n(0, \infty)} = e^{-4 \times 10^{-8} h}. \quad (19)$$

Теперь, согласно Силлие и Мензелу (см. [11], стр. 467), над 1 см² основания хромосферы располагается $n(0, \infty) = 2 \times 10^{16}$ атомов ионизованного кальция. С другой стороны, над хромосферной вспышкой, согласно (15), располагается следующее количество атомов:

$$n(h, \infty) = N_{Ca^+} \geq 0.78 \times 10^{12}. \quad (20)$$

Следовательно, отбрасывая знак неравенства,

$$\alpha = \frac{0.78 \times 10^{12}}{2 \times 10^{16}} = e^{-4 \times 10^{-8} h}. \quad (21)$$

Решая это уравнение, мы находим, что высота верхней границы хромосферной вспышки равна примерно 2500 км.

Повидимому, эта высота сильно преувеличена, ибо, как не трудно сообразить, рост второй ионизации атомов кальция с высотой должен понизить находимую h . Поэтому вполне возможно, что действительная граница будет около 1500—2000 км. Наконец, мы должны иметь в виду, что здесь шла речь только о верхней границе локализации хромосферной вспышки, так как толщина последней не может быть, повидимому, меньшей, чем несколько сот километров, то нижняя граница вспышек должна располагаться где-то в нижних слоях хромосферы.

Водородные линии

Перейдем теперь к обсуждению контуров водородных линий. Рассмотрим вначале линии поглощения H_γ , H_δ и H_ζ . Мы уже указали, что и эти линии, подобно линиям H и K, обнаруживают поднятие и тем самым сужение крыльев. И здесь различие между контуром линий в спектре хромосферной вспышки и контуром линий соседней фотосферы исчезает лишь в самых внешних частях крыльев. Первый же вопрос, который здесь возникает, сводится к тому, какова природа этого явления. Здесь могут иметь место две возможности: а) уменьшение числа действующих атомов в обрабатываемом слое под вспышкой, т. е. то же, что и в случае линий H и K; б) наложение на обычные фраунгоферовы линии (H_γ , H_δ , H_ζ) дополнительного излучения, исходящего из самой хромосферной вспышки. Эту возможность в отношении линий H и K мы исключили из рассмотрения, ибо дополнительное излучение, возникающее в хромосферной вспышке, локализовалось там в относительно узких линиях

H_2 и K_2 , и распространение его к крыльям линий Н и К представлялось с физической точки зрения совершенно невероятным. Действительно, при любом мыслимом физическом процессе интенсивность излучения в обе стороны от внешних частей ярких линий H_2 и K_2 будет спадать столь быстро, что в крыльях линий Н и К она будет совершенно ничтожна. Напротив, в случае водородных линий важную роль должен играть эффект Штарка, который, вообще говоря, может создавать большую ширину и в случае ярких линий, образуемых хромосферной материей.

Однако нижеследующие соображения показывают, что и здесь, повидимому, второй вариант не имеет места. Допустим на момент, что осуществляется этот вариант, т. е. поднятие крыльев в линиях H_γ , H_δ , H_ϵ есть результат наложения ярких линий, образованных вспышкой, на обычный фраунгоферов контур поглощения. Так как это излучение возникает в хромосфере, то о ширине ярких линий H_δ и H_ϵ , накладывающихся на темные линии H_δ и H_ϵ , мы можем судить по ширине яркой H_ϵ , ибо линия поглощения H_ϵ в солнечном спектре практически отсутствует. Поэтому линию излучения H_ϵ мы можем наблюдать, так сказать, в «чистом виде» на фоне широкого и относительно плавного крыла кальциевой линии Н. При этом, так как эта линия образуется в хромосфере, то мы ее видим в неослабленном виде.

Рассмотрим теперь хромосферную вспышку, наблюдавшуюся 19/IX 1948 г. Приближенная полуширина* линии H_ϵ в спектре этой вспышки на пластинке № 208, полученной в 9^h58^m , составляла около 0.25 Å. В то же время поднятие контуров линий поглощения H_δ и H_ϵ на этой же пластинке было заметным на интервале не меньшем 2—4 ангстрем от центра линии. Это говорит в пользу того, что действительно и в случае водородных линий поднятие контуров было связано с ионизацией атомов водорода в обрабатываемом слое излучением, идущим из вышерасположенной хромосферной вспышки. Следовательно, и здесь будут иметь место те же закономерности, что и в случае контуров линий поглощения Н и К. В частности, и здесь поднятие контуров должно происходить с некоторым запозданием по отношению к самой начальной фазе вспышки, что и подтверждается наблюдениями, хотя положение здесь является пока не столь определенным, как в случае линий Н и К. Следует вместе с тем отметить, что в данном случае ионизация атомов Н может производиться лишь лаймановским континуумом. Поэтому сам факт поднятия крыльев водородных линий, рассматриваемый как результат ионизации атомов Н, говорит о том, что интенсивность лаймановского континуума, создаваемого материей хромосферной вспышки, является весьма высокой.

Теперь мы должны обсудить следующий важный вопрос. Поднятие крыльев линий H_γ , H_δ , H_ϵ мы рассмотрели здесь как результат ионизации водородных атомов со стороны хромосферной вспышки. Однако следует

* Определяемая центром линии H_ϵ и тем местом, где эта линия уже не деформирует пологое крыло линии Н.

иметь в виду, что здесь шла речь только о крыльях линий. В центральных частях последних поднятие интенсивности происходит и за счет второго фактора, т. е. за счет дополнительного излучения, исходящего из самой хромосферной вспышки и накладывающегося на обычные линии поглощения балмеровской серии. Это представляется вполне очевидным хотя бы на основании того факта, что на месте линии H_ϵ в спектре вспышки наблюдается яркое излучение. Далее, в достаточно сильных хромосферных вспышках второй фактор начинает играть весьма важную роль и для крыльев линий. Об этом говорит то обстоятельство, что в указанных случаях внутри линии H_α наблюдается не только общее поднятие всего контура, но и возникает центральный максимум (см. фиг. 4), интенсивность которого иногда становится существенно больше, чем интенсивность соседнего непрерывного спектра. Ясно, что здесь собственное излучение вспышки становится сравнимым даже в крыльях с интенсивностью непрерывного спектра.

Общий вопрос о природе излучения во вспышках мы уже обсуждали. Единственно, что требует здесь дополнительного объяснения, — это весьма большая ширина водородных линий излучения в спектре хромосферных вспышек. Ряд авторов считает, что здесь мы имеем дело с расширением линий вследствие эффекта Штарка.

Эта гипотеза, вообще говоря, является весьма вероятной. Однако последние подсчеты Эллисона и Хойля [14] представляются совершенно неубедительными. Привлекая эффект Штарка, они вычисляют оптическую толщину хромосферной вспышки в линии H_α и сравнивают теоретическую ширину этой линии с наблюдаемой. В то же время в рассматриваемом случае речь идет об излучении, а не о поглощении, и подсчеты оптической толщины без рассмотрения механизма излучения ничего в сущности дать не могут. Особенно следует иметь в виду, что, повидимому, излучение в линиях балмеровской серии есть результат рекомбинаций, а следовательно, здесь необходимы иные подсчеты, нежели подсчеты Хойля и Эллисона. Таким образом, в данном направлении необходимы дальнейшие наблюдения и совершенно новая физическая теория.

Л и т е р а т у р а

1. G. Allen. M. N. **100**, 635, 1940.
2. R. Richardson a. R. Minkowski. Ap. J. **89**, 347, 1939.
3. M. Ellison. M. N. **106**, 500, 1946.
4. А. Северный. Известия Крымской астрофизической обсерватории, **4**, 191, 1949.
5. H. van de Hulst. B. A. N. **10**, 79, 1946.
6. G. Allen. Mem. of the Commonwealth Solar Obs. Canberra, Mem. N 5, Dec. 1934.
7. J. Evershed. Observatory **68**, 67, 1948; M. A. Ellison. Ibid., p. 69.
8. C. E. R. Bruce. Observatory **69**, 110, 1949.
9. D. Bates a. Massey. Proc. Roy. Soc. A **177**, 281, 1941.
10. Т. Крат. АЖ **24**, 329, 1947.
11. А. Унзольд. Физика звездных атмосфер. «И. Л.», 1939.
12. И. С. Шкловский. ДАН СССР, **68**, 829, 1949.
13. R. Wildt. Ap. J. **105**, 36, 1947.
14. M. Ellison a. F. Hoyle. Observatory **67**, 181, 1947.

ПОЛОСЫ ТЯЖЕЛОЙ МОЛЕКУЛЫ ЦИАНА $C^{13}N^{14}$ В СПЕКТРАХ УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД (Красная система $^2\Pi - ^2\Sigma$)

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

В этой статье даны доказательства наличия полос красной системы $^2\Pi - ^2\Sigma$ тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ в спектрах звезд углеродной ветви.

Обнаружение в спектрах некоторых углеродных звезд значительного числа сильных полос тяжелой молекулы $C^{13}C^{12}$ почти такой же интенсивности, как и полосы $C^{12}C^{12}$, явилось серьезным доказательством в пользу очень большой относительной концентрации C^{13} . В углеродных звездах отношение $C^{13}:C^{12}$ меняется в значительных пределах, превышая в максимуме теоретическое и лабораторное значение в 25 раз [1]. Это было подтверждено исследованиями Мак Келлара [2], Герцберга, Додэн и Ференбаха [3]. Обнаружение этого факта имеет большое принципиальное значение.

Было очень странно, что несмотря на химическую идентичность C^{13} и C^{12} долго не обнаруживались полосы тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ наряду с давно известными и хорошо заметными в спектрах углеродных звезд полосами обычной молекулы циана $C^{12}N^{14}$.

Лишь совсем недавно мы [4] обнаружили в спектре Υ Canum Venaticorum наряду с сильными полосами циана $C^{12}N^{14}$ также довольно сильные изотопные полосы $C^{13}N^{14}$, относящиеся к фиолетовой системе циана $^2\Sigma - ^2\Sigma$. Известно, что в спектре этой звезды как раз сильны изотопные полосы $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$.

Совсем недавно Герцберг и Филлипс [5] могли установить в лаборатории при помощи инфракрасного спектрофотометра с фотоэлементом PbS новую нумерацию квантовых чисел для красной системы $^2\Pi - ^2\Sigma$. Базируясь на этом, Мак Келлар [6] отождествил уже в 1949 г. одну изотопную полосу $C^{13}N^{14}$ около 6260.

Эту широкую полосу около 6260 Сэнфорд объявил еще в 1941 г. как новую и заподозрил возможную ее принадлежность к $C^{13}N^{14}$. Не

зная об этой работе, напечатанной в конце 1941 г., мы в своей работе [7] объявили эту полосу как новое непрерывное поглощение в пределах 6257—6283. В этой же работе мы вообще заподозрили наличие полос $C^{13}N^{14}$ в спектрах углеродных звезд. Мы базировались не на каких-либо идентификациях, а на общем характере спектра, в котором обнаружилось большое число новых полос и непрерывных поглощений в сторону больших длин волн от основных полос системы $^2\Pi - ^2\Sigma$.

Обнаружение полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ оказалось очень трудным, несмотря на то, что благодаря работе Герцберга и Филлипса было установлено положение полосы (0.0) для $C^{12}N^{14}$. Уже при умеренной дисперсии число довольно заметных или сильных деталей (бленды, линии, полосы) в спектрах звезд N в визуальной и инфракрасной области настолько значительно, что в среднем расстояние между двумя соседними деталями порядка 2 Å. В большинстве случаев это бленды, составленные из ротационных линий молекул.

О структуре полос $C^{12}N^{14}$ мы знаем мало. Несомненно только, что ротационные линии в каждой полосе простираются далеко в длинноволновую сторону. При этих обстоятельствах обнаружение изотопных полос, смещенных в направлении больших длин волн, т. е. в том же направлении, что и отклонение основных полос, представляет трудную задачу. Уже при умеренной дисперсии число заметных деталей в визуальной и инфракрасной области спектра настолько велико, что только более сильные полосы могут выделяться на этом фоне, и только в отношении их можно получить более уверенные результаты. Поэтому сама по себе идентификация отдельных деталей не имеет большого значения вследствие очень большой скученности деталей, эффекта бленд и малой точности определения длин волн голов (порядка 1—2 Å). Только тогда можно иметь известную уверенность, когда удовлетворительное согласие в длинах волн гармонирует с общей картиной.

Во всяком случае обнаружение полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ представляет собой гораздо более трудную задачу, чем обнаружение полос $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$.

Трудно сказать, какая дисперсия является наиболее подходящей для обнаружения полос. Вообще дисперсия 20—50 Å/мм является весьма приемлемой для этой задачи, но в случае очень сильных полос даже малая и очень малая дисперсия может оказаться полезной.

В этой стадии нашего исследования мы ставим задачу найти доказательства наличия полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Вместе с тем мы пытаемся отождествить некоторые ранее отмеченные неизвестные детали с полосами молекулы $C^{13}N^{14}$. Для решения вопроса о наличии $C^{13}N^{14}$ мы отобрали пять наиболее сильных полос красной системы циана $C^{12}N^{14}$ (2.0), (3.1), (3.0), (4.1), (4.0) и попытались найти для них соответствующие полосы $C^{13}N^{14}$. Это все без исключения доступные нам полосы в верхней левой части кантовой схемы. Для этой цели мы использовали спектрограммы ряда звезд, полученные в Симеизе, в том числе Υ Сани

Venaticorum, с очень малой дисперсией на пластинках Agfa Infra-rot 750 в 1941 г. уже во время войны. Другим источником послужила спектрограмма (копия на стекле) Y Can. Ven., полученная на обсерватории Маунт Вильсон при дисперсии 20 А/мм, предоставленная Р. Сэнфордом.

На фиг. 1 представлены указанные выше полосы, на которых отмечены положения обычных и изотопных полос. Для полос (2.0) и (3.1) даны также репродукции спектров Y Can. Ven. и U Hydrae вместе с лабораторным спектром CN, опубликованные Мерриллом [8].

На фиг. 2 отдельно по симеизским спектрограммам представлены полосы (3.0) и (4. 1) для Y Can. Ven. вместе с микрофотограммой.

В табл. 1 даны измеренные длины волн голов, а также наблюдаемое и теоретическое изотопное смещение. Вследствие значительного эффекта бленд не следует придавать большого значения ни хорошему согласию, ни заметному отклонению.

Т а б л и ц а 1

$\nu'\nu''$	Измеренная длина волны		Изотопическое смещение	
	$C^{13}N^{14}$	$C^{12}N^{14}$	наблюд.	теория
(2.0) $^sR_{21}$	7893.8	7850.2	+43.6	+43.5
R_2	7915.7	7872.5	43.2	
R_1	7937.2	7893.8	43.4	
Q_1	7956.2	7912.9	43.3	
(3.1) $^sR_{21}$	8084.9*	8043.2	—	+40.8
R_2	8108.2	8067.0	+41.2	
R_1	8129.3	8089.4	39.9	
Q_1	8148.5	8108.2	40.3	
(3.0) $^sR_{21}$	6960.5	6910.0	+50.5	+50.4
R_2	6976.9	6925.6	51.3	
R_1	6994.3	6944.8	49.5	
Q_1	7003.6	6953.4	50.2	
(4.1) R_2	7138.0	7092.0	+46.0	+48.4
R_1	7157.7	7108.8	48.9	
Q_1	7167.1*	7118.7	—	
(4.0) $^sR_{21}$	6235.0	6182.3*	—	+53.1
R_2	6245.4	6191.7	+53.7	
R_1	6259.8	6206.2	53.6	
Q_1	6266.8	6213.5*		

* Центр.

Теоретическое вибрационное изотопическое смещение вычислено до квадратичных членов включительно со следующими постоянными $\omega_e' = 1814.43 \text{ см}^{-1}$, $x_e'\omega_e' = 12.883 \text{ см}^{-1}$, $\omega_e'' = 2068.70 \text{ см}^{-1}$, $x_e''\omega_e'' = 13.144 \text{ см}^{-1}$, $(\rho - 1) = -0.02093$, $(\rho^2 - 1) = -0.04142$, взятыми из работы Герцберга и Филлипса.

Более надежным критерием является здесь общая картина. Общей отличительной чертой для всех исследованных полос является значительная депрессия, начинающаяся вслед за полосой R_1 и простирающаяся на 70—90 А в сторону больших длин волн. Очень широкий максимум этой депрессии большей частью находится на значительном расстоянии от головы R_1 , порядка 50—60 А.

Наличие таких депрессий или непрерывных поглощений не оставляет никакого сомнения. В нашей недавней работе [7] мы обратили внимание на такого рода характерные для углеродных звезд широкие и более узкие депрессии и назвали их непрерывными поглощениями. То, что при малой дисперсии кажется депрессией, представляет собой при большой дисперсии аномально большое число достаточно сильных полос и линий. На участке 4300—6580 мы отметили 23 таких непрерывных поглощения. Эти образования являются весьма характерной особенностью спектра углеродных звезд.

Для объяснения такого рода депрессий в непрерывном спектре, довольно хорошо заметных на фиг. 1, можно предложить две гипотезы: 1) депрессия является результатом наложения друг на друга ротационной структуры основных полос $C^{12}N^{14}$: $^sR_{21}$, R_2 , R_1 и Q_1 ; 2) депрессия обязана в значительной степени неизвестным молекулярным полосам, в основном полосам молекулы $C^{13}N^{14}$.

Первой гипотезой ни в коем случае пренебрегать нельзя. Хотя полосы $^sR_{21}$ и R_2 в спектрах звезд выглядят изолированными, но возможно, что полосы R_1 и Q_1 во много раз сильнее R_2 , вследствие чего они создают наблюдаемую депрессию. В действительности мы очень мало знаем об относительной интенсивности полос $^sR_{21}$, R_2 , R_1 и Q_1 и об их структуре как в эмиссии, так и в поглощении. Мы также мало знаем о зависимости относительной интенсивности полос от температуры. Во всяком случае надо иметь в виду, что, согласно данным Кинга и Свингса [9], относящимся к лабораторному спектру поглощения циана, полоса (2.0) простирается в сторону длинных волн не менее чем на 200 Å. То же следует из лабораторных данных Герцберга и Филлипса в отношении эмиссионного спектра циана. В свете этих данных можно вообще ожидать депрессию в непрерывном спектре после голов R_1 и Q_1 по крайней мере на 50 Å, если не дальше.

Однако имеется несколько серьезных аргументов в пользу того, что в области наблюдаемой депрессии находятся также новые молекулярные полосы, обязанные $C^{13}N^{14}$.

1. Максимумы депрессии для всех полос (2.0), (3.1), (3.0), (4.1) и (4.0), хотя и мало определенные, отстоят, как показывают фотографии, на расстоянии около 50—70 Å от голов основных полос R_1 , Q_1 и приходятся на область полос R_1 и Q_1 или только R_1 тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$.

2. Хотя мы не придаем большого значения согласию наблюдаемых и теоретических длин волн голов полос $C^{13}N^{14}$, тем не менее не может быть случайностью, что для всех без исключения рассмотренных полос на месте, где должны находиться более сильные полосы R_1 , мы действительно находим сильные полосы при удовлетворительном согласии наблюдений с теорией (табл. 1). Однако это не означает, что измеренные головы или края всегда хорошо будут согласоваться с головами изотопных полос. По причине сильного эффекта бленд всегда могут встречаться значительные

отклонения как в отношении длины волны, так и в отношении интенсивности.

3. Как для основной, так и для подозреваемой изотопной молекулы наиболее сильной является полоса R_1 .

4. В спектрах звезд γ Can. Ven. и $R \gamma$ Draconis, полученных в Симеизе при малой и очень малой дисперсии, отчетливо видно, что рассматриваемые максимумы депрессии, связанные с полосами (3.0) и (4.1), представляют собой совершенно самостоятельное образование, а не результат наложения ротационной структуры полос циана $C^{12}N^{14}$ R_1 и Q_1 . Для иллюстрации мы даем микрофотограмму для области около полосы (3.0) в спектре γ Can. Ven., полученном в Симеизе при очень малой дисперсии (фиг. 26).

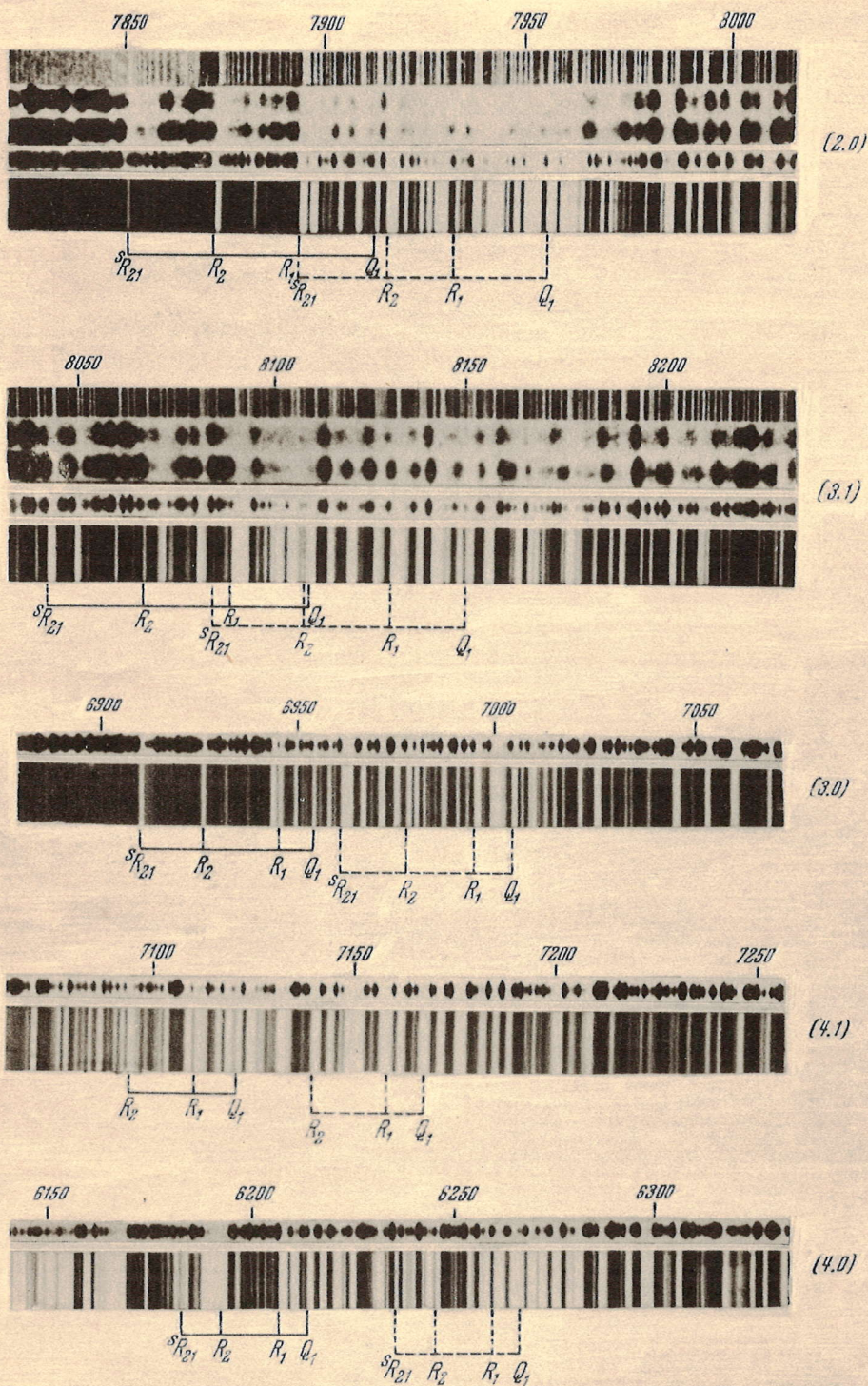
В области (3.0), в особенности в сторону коротких волн, могут находиться также полосы CaH . Однако имеется основание считать, что влияние последних во всяком случае не может быть сколько-нибудь значительным.

5. Из нашего наблюдательного материала для визуальной области следует, что предполагаемая изотопная полоса $C^{13}N^{14}$ (4.0) как раз очень сильна в спектрах таких звезд, как γ Can. Ven. и $R \gamma$ Draconis, в которых очень сильны также изотопные полосы $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$.

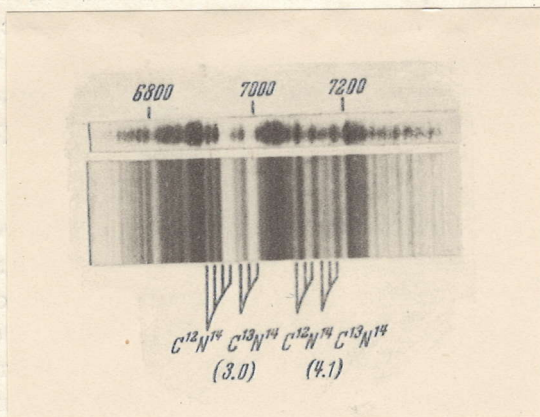
6. Наконец, при сравнении фотографий спектра W Orionis и лабораторного спектра циана в области полосы (4.0), полученных при значительной дисперсии, довольно хорошо видно, что при удивительном совпадении и по положению и по интенсивности подавляющего числа деталей в обоих спектрах как раз для полосы, приписываемой подозреваемой изотопной полосе $C^{13}N^{14}$ около 6260, выявляется очень сильное различие [10].

Следует отметить, что различие в изотопическом смещении, вычисленном на основании новой и старой нумерации квантовых чисел, очень значительно [например для полосы (3.0) — около 18 Å]. Если к вопросу об идентификации подойти формально, то при очень сильной скученности blends, полос и линий всегда можно найти в спектре те или иные детали, более или менее близкие к положениям изотопных полос, вычисленным также для старой нумерации квантовых чисел. Однако два аргумента говорят против старой нумерации: 1) при меньшем изотопическом смещении для старой нумерации еще более непонятно очень значительное удаление максимума интенсивности тех депрессий, которые наблюдаются в сторону больших длин волн от полос $C^{12}N^{14}$; 2) отождествление индивидуальных полос $C^{13}N^{14}$ с теми или иными деталями для случая новой нумерации несравненно или много лучше, чем для старой нумерации. Поэтому данные, относящиеся к изотопическим смещениям в звездных спектрах, дают независимое доказательство в пользу правильности последовательности квантовых чисел для системы циана $^2\Pi - ^2\Sigma$, определенной в 1948 г. в лаборатории Герцбергом и Филлипсом.

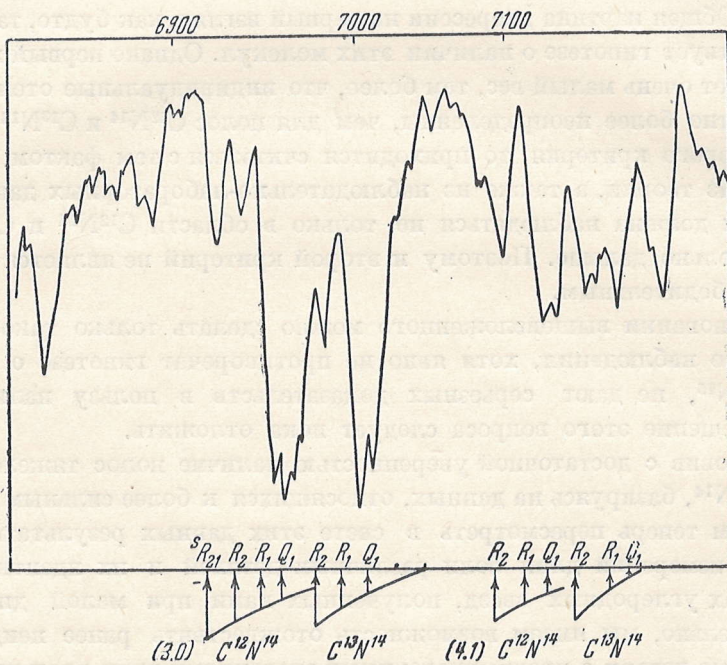
На основании перечисленных выше аргументов мы приходим к заключению, что в спектрах таких звезд, как γ Can. Ven. и $R \gamma$ Draconis,



Фиг. 1. Полосы красной системы циана в спектре γ Cap. Ven. Полосы молекулы $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ обозначены сплошными штрихами, молекулы $\text{C}^{13}\text{N}^{14}$ — пунктиром. Для полос (2.0) и (3.1) сверху даны также репродукции спектров γ Cap. Ven. и U Hydrae вместе с лабораторным спектром cN



Фиг. 2а. Спектр γ Сав. Вен. в области полос (3.0) и (4.1)



Фиг. 2б. Микрофотограмма для той же области

несомненно, имеются полосы, обязанные тяжелой молекуле $C^{13}N^{14}$. Интенсивность этих полос вероятно очень значительна и, возможно, даже лишь немногим слабее интенсивности основных полос циана $C^{12}N^{14}$. Заслуживает внимания, что среди небольшого числа имеющихся у нас звезд мы могли еще ранее обнаружить полосы тяжелой молекулы циана для фиолетовой системы $C^{13}N^{14} \ ^2\Sigma - \ ^2\Sigma$ как раз только для Y Can. Ven.

Упомянутые выше депрессии охватывают не только область полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$, но также некоторые участки спектра по обе стороны от нее, в особенности в сторону больших длин волн. Это заставляет подозревать возможность наличия в этой области других полос тяжелых молекул. Можно было бы думать, что это $C^{12}N^{15}$ и $C^{13}N^{15}$. В вопросе об идентификации этих полос мы опять можем пользоваться двумя критериями: 1) нахождением полос, близких к предвычисленным, 2) общей картиной спектра. Что касается первого критерия, то в столь богатом полосами, блендами и линиями спектре мы всегда можем найти, и в действительности находим, детали, которые с точностью в 1—2 Å можно отождествить с интересующими нас тяжелыми молекулами. Общая картина депрессии на первый взгляд, как будто, также благоприятствует гипотезе о наличии этих молекул. Однако первый критерий здесь имеет очень малый вес, тем более, что индивидуальные отождествления заметно более неопределенны, чем для полос $C^{12}N^{14}$ и $C^{13}N^{14}$. Что касается второго критерия, то приходится считаться с тем фактом, который следует из теории, а также из наблюдательно-лабораторных данных, что депрессия должна наблюдаться не только в области $C^{12}N^{14}$ и $C^{13}N^{14}$, но и значительно дальше. Поэтому и второй критерий не является сколь-нибудь убедительным.

На основании вышеизложенного можно сделать только такое заключение, что наблюдения, хотя явно не противоречат гипотезе о наличии изотопа N^{15} , не дают серьезных доказательств в пользу наличия его полос. Решение этого вопроса следует пока отложить.

Установив с достаточной уверенностью наличие полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$, базируясь на данных, относящихся к более сильным полосам, мы можем теперь пересмотреть в свете этих данных результаты наших прежних измерений длин волн различных деталей и их идентификации в спектрах углеродных звезд, полученных нами при малой дисперсии. Действительно, мы имеем возможность отождествить ранее неидентифицированные детали с предвычисленными значениями длин волн изотопных полос.

Мы вкратце рассмотрим для этой цели полосы (4.0), (5.1), (6.2), (5.0), (6.1), (7.2). * Достоинно внимания, что в пределах рассмотренной

* В нашей прежней работе [7] полосы циана были обозначены еще по старой нумерации квантовых чисел. Для приведения в соответствие с новой нумерацией все числа ν' в табл. 2 на стр. 67 должны быть увеличены на единицу.

Ограниченной области спектра мы имеем ряд ранее объявленных непрерывных поглощений согласно терминологии нашей прежней работы [7]. Это суть номера 20, 21, 23, 14, 15, 16 нашего списка (стр. 76).

№ 20. Непрерывное поглощение 6257—6283, очень сильное в спектрах γ Can. Ven. и γ U Draconis. Включает полосы (4.0) $C^{13}N^{14}$, R_1 6260 Q_1 6267 (фиг. 1).

№ 21. Непрерывное поглощение 6330—6438, очень сильное в спектре γ Can. Ven. и γ U Draconis. Включает обычные и изотопные полосы (5.1).

№ 23. Непрерывное поглощение 6493—6535, очень сильное в спектре γ Can. Ven. и γ U Draconis. Включает обычные и изотопные полосы (6.2).

№ 14. 5385—5635. Обычные полосы (5.0) приходятся на сильную депрессию в непрерывном спектре, в основном обязанную углеродным полосам. В области изотопных полос (5.0) также заметна депрессия, которая не была нами ранее отмечена.

№ 15. Непрерывное поглощение 5730—5798. Охватывает основные и изотопные полосы (6.1).

№ 16. Непрерывное поглощение 5845—5960. Включает обычные и изотопные полосы (7.2).

В нашей прежней работе кроме непрерывных поглощений мы отметили также довольно значительное число отдельных неизвестных полос или деталей (стр. 73—76). Некоторые из них можно теперь с той или иной степенью вероятности отождествить с изотопными полосами $C^{13}N^{14}$.

К таковым относятся:

Неизвестные молекулярные полосы:

Наблюдение	Идентификация: $C^{13}N^{14}$.			
5656—5662	5654	$^sR_{21}$	и 5660 R_2	(5.0)
5670—5677	5672	R_1	и 5679 Q_1	(5.0)
5769—5774	5774	$^sR_{21}$		(6.1)
5802—5812	5801	Q_1		(6.1)
5904	5901	$^sR_{21}$		(7.2)
5914—5927	5910	R_2	5923 R_1 , 5929 Q_1	(7.2)
6396—6404	6399	R_1		(5.1)
6542—6558	6544	R_1	и 6552 Q_1	(6.2)

Вероятные неизвестные полосы:

5781—5791	5783	R_2	(6.1)
6527—6536	6529	R_2	(6.2)

Возможные неизвестные полосы:

5798	5795	R_1	(6.1)
6517	6517	$^sR_{21}$	(6.2)

Однако по указанным выше причинам мы не придаем большого значения этим индивидуальным отождествлениям, в особенности в случае более слабых полос. Отмеченные нами неизвестные полосы представляют собой отдельные детали, которые можно отождествить с теми или иными изотопными полосами $C^{13}N^{14}$.

В свете представленных выше данных о наличии полос $C^{13}N^{14}$ и о структуре многочисленных обычных и изотопных полос циана нет ничего удивительного в том, что даже при малой дисперсии можно было отметить в нашей прошлой работе большое число неизвестных полос или деталей.

При наличии лишь одних обычных полос циана, простирающихся вследствие своей сложной структуры на десятки ангстрем и более, вся визуальная область спектра углеродных звезд должна быть заполнена отдельными полосами, блендами и линиями, почти целиком определяющими характер спектра этих звезд. В настоящее время мы имеем самые серьезные доказательства наличия полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$, которые в таких звездах, как γ Can. Ven., достигают значительной силы, возможно порядка обычных полос $C^{12}N^{14}$. Таким образом роль молекул циана как $C^{12}N^{14}$, так и $C^{13}N^{14}$, в определении характера визуальной области спектра углеродных звезд делается еще более доминирующей. Не исключается также наличие полос, обязанных тяжелым молекулам $C^{12}N^{15}$ и $C^{13}N^{15}$, и их влияние на характер спектра.

Для решения вопроса о наличии изотопа N^{15} желательно получить спектр звезды в области около 14 000 Å, где расположена полоса (1.0). Здесь изотопическое смещение имеет противоположный знак, и в отношении обнаружения полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{15}$ мы имеем несколько более благоприятные условия, чем для рассмотренных уже нами полос по другую сторону от полосы (0.0). Разумеется, что для обнаружения полос $C^{12}N^{15}$ и $C^{13}N^{15}$, содержащих изотоп N^{15} , можно обратиться к фиолетовой последовательности — 2, для которой обнаружены полосы тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Это должно быть сделано. Однако наилучшим путем является сравнение звездного и лабораторного спектров, полученных при одной и той же достаточно значительной дисперсии, позволяющей выявить ротационную структуру.

Основным результатом этой работы является установление факта наличия в спектрах некоторых углеродных звезд многочисленных сильных полос красной системы циана $^2\Pi - ^2\Sigma$ для тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Наряду с ранее установленным фактом наличия полос фиолетовой системы $^2\Sigma - ^2\Sigma$ для тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$, а также полос $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$, мы имеем теперь бесспорные доказательства в пользу наличия в углеродных звездах изотопа C^{13} в значительной относительной концентрации.

По крайней мере в атмосферах некоторых углеродных звезд отношение $C^{13}C^{12}$ нередко достигает значения 0.30, а возможно даже 0.50.

Практическое значение этого факта заключается в том, что он очень помогает интерпретации сложного спектра углеродных звезд, так как визуальная и инфракрасная области спектра этих звезд почти целиком определяются сложной структурой многочисленных полос $C^{12}N^{14}$ и $C^{13}N^{14}$. Однако наиболее важным представляется принципиальное значение факта бесспорного обнаружения изотопа C^{13} в столь значительной концентрации со всеми вытекающими последствиями для некоторых проблем астрофизики и космогонии.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн. Вестник АН **10**, 52, 1940; Бюлл. Абастуманской обсерватории **6**, 1, 1942.
2. A. McKellar. Publ. Astr. Soc. of Pac. **59**, 349, 186, 1947.
3. C. Fehrenbach. Observatory **66**, 830, 206, 1946.
4. Г. А. Шайн и В. Ф. Газе. Известия Крымской астрофизической обсерватории **2**, 131, 1948.
5. G. Herzberg a. J. Phillips. Ap. J. **108**, 163, 1948.
6. A. McKellar. Publ. Astr. Soc. of Pac. **61**, 358, 34, 1949.
7. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Известия Крымской астрофизической обсерватории **2**, 51, 1948.
8. P. Merrill. Ap. J. **79**, 194, 1934.
9. A. King a. P. Swings. Ap. J. **101**, 6, 1945.
10. P. Merrill. Spectra of long period variable stars, стр. 39, 1940.

К ТЕОРИИ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

С. В. Пижельнер

Цель настоящей работы построить, пока еще в общих чертах, теорию строения короны в целом, отвлекаясь, временно, от тонкой структуры и местных нарушений равновесия, а также теорию макроскопической структуры короны на основе анализа микропроцессов в плазме, используя методы физики электрического разряда в газах.

В § 1 обсуждается применимость к внешней короне уравнений гидродинамики и барометрической формулы, несмотря на большую длину свободного пробега и другие трудности.

В § 2 ряд свойств короны в целом объясняется с точки зрения гидростатического строения короны: градиент плотности на полюсах максимален вследствие низкой температуры (исчезновение линий высокоионизованных атомов по мере приближения к полюсам); лучи — области местного нагрева; медленное движение вверх над активными областями — конвекция и т. д.

Подсчитано число Рейнольдса для короны.

Электрическое поле (§ 3) определяется из уравнения движения электронного газа; результаты приведены в табл. 1.

Даже очень малые отклонения поля от равновесного значения выравниваются практически мгновенно.

В § 4 оценивается диссипация короны суммированием по всем слоям, без учета магнитного поля. Температура принимается равной $1\,000\,000^\circ$, учитывается сопротивление. Общая потеря массы меньше 10^{18} г/год. Проводится сравнение с работой Крата. Повидимому, за $3-4R_\odot$ положительный заряд короны несколько возрастает, и это обеспечивает постоянство заряда Солнца.

Число протонов, падающих на Солнце, на 1—2 порядка меньше, чем число улетающих, если Солнце находится в зоне ионизованного водорода.

В § 5 рассматриваются различные механизмы нагрева короны. Наиболее вероятный — нагрев электрическими полями, предложенный Шкловским. При этом энергия переходит от электронов к протонам. Оценивается разность температур электронного и протонного газа, на основе нового механизма охлаждения верхних слоев короны — «испарения». Система уравнений (7), (8), (24), (16), (25) позволяет определить физические условия во внешней короне — величины β , T_p , T_e , $\Phi(x_0)$ в функции R и диссипацию неизотермической короны. Искомые величины даны в табл. 3. Оценивается теплопроводность.

§ 1. ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДОВ

В настоящей работе нам придется пользоваться данными статистической механики, в частности, законом Максвелла — Больцмана, вытекающей

из него барометрической формулой (1) и уравнениями гидродинамики. Хотя некоторые авторы и применяли подобные методы к короне, даже внешней, однако никто не обосновывал законность такого применения, которая совсем не очевидна.

Одним из главных возражений, выдвигавшихся против применения газокинетических представлений к внешней короне, служило то, что, начиная примерно с $2R_{\odot}$, длина свободного пробега электрона и протона сравнима с толщиной выпележащей части короны. Как известно, закономерности в таких условиях очень сложны вследствие того, что значительная часть атомов покинет «тонкий» слой почти без столкновений и не успеет обменяться энергией с окружающими атомами.

Однако это возражение не учитывает роли тяготения. В самом деле, хотя большинство частиц может пересечь внешнюю часть короны почти без столкновений, им не позволит сделать это сила тяжести, если тепловая скорость частиц меньше параболической в данной точке. Как будет показано ниже, гиперболической скоростью во внешней короне до $3R_{\odot}$ обладает меньше 1 % протонов и электронов.

Заранее ясно, что корона эквивалентна слою, из внешних частей которого примерно 1 % частиц может уйти без столкновений, из внутренних — еще меньшая часть. В таком слое газокинетическая теория может быть уже применима с некоторым приближением, так как каждая частица перед вылетом должна будет многократно обменяться энергией с другими.

Поскольку для установления максвелловского распределения скоростей между одинаковыми частицами достаточно двух-трех столкновений, распределение скоростей электронов и протонов короны отдельно в каждой области должно быть близким к равновесному, так как время релаксации системы значительно меньше времени ее диссипации. Если система не испытывает нестационарных внешних воздействий, энергия которых, в расчете на одну частицу, сравнима с kT , частицы будут распределены по закону Больцмана, из которого следует барометрическая формула.

$$n = n_0 e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (1)$$

где n — число частиц в 1 см^3 ; U — потенциальная энергия частицы; T — кинетическая температура. Для этого необходимо, чтобы относительное изменение температуры на расстоянии длины свободного пробега, вычисленной с учетом торможения гравитацией, было мало.

Это условие будем называть пространственной изотермичностью.

О температуре внешней короны можно судить по наблюдениям Аллена [1], проследившего на спектрограмме короны, снятой во время затмения 1940 г., линию $\lambda 5303$, принадлежащую Fe XIV, почти до $3R_{\odot}$.

Как показал Шкловский [2], ионизация в короне не зависит от давления и однозначно определяется кинетической температурой, причем стадии Fe XIV соответствует $T = 1400\,000^\circ$, стадии Fe X соответствует $T = 700\,000^\circ$. Поскольку в наблюдениях Аллена линия $\lambda 5303$ преобладала

от $1.1 R_{\odot}$ до $2.9 R_{\odot}$, можно считать, что на таком протяжении температура изменилась меньше чем в два раза.

Далее Шкловский [3] показал, что корона состоит из областей, температура которых резко отлична (так называемые «красные» и «зеленые» области, корональные облака и пр.). Это противоречит большой теплопроводности короны, которая должна была бы быстро сгладить разницу температур. Поэтому Шкловский полагает, что области разных температур разделены магнитным «барьером». Действительно, известно, что диффузия заряженных частиц и макроскопические движения ионизованного газа в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, при малой плотности происходит крайне медленно, т. е. теплопроводность в этом направлении резко падает, и длительное существование областей с различной температурой возможно.

Такая трактовка не противоречит статистическому распределению, только его нужно применять к каждой области отдельно; каждая область существует почти независимо от других, имея статистическое распределение со своей температурой.

Другим аргументом в пользу высокой электронной температуры T_e внешней короны служит факт одинаковой полуширины и формы сильных линий поглощения в спектре Солнца и внешней короны. Известно, что спектр внешней короны складывается из двух компонент — рассеянной электронами и пылью.

Линии пылевой компоненты в точности подобны солнечным, линии в спектре, рассеянном электронами, должны быть расширены за счет эффекта Доплера. Если бы электронная температура внешней короны была бы меньше $300\,000^\circ$, сильные линии спектра имели бы еще значительную глубину и при сложении с пылевой компонентой дали бы линии с широкими крыльями, чего в действительности не наблюдается. Следовательно, сильные линии в электронной компоненте спектра должны быть почти полностью замыты, для чего требуется $T_e > 500\,000^\circ$. Итак, корону можно считать изотермичной для данной области с плавно меняющейся температурой — как бы локальное статистическое равновесие.

Другим условием применимости распределения Больцмана является стационарность. В данном случае, с некоторым приближением, это можно трактовать как постоянство макроскопических параметров короны, точнее — малое изменение этих параметров за время свободного пробега и на расстоянии длины свободного пробега (вычисленной с учетом гравитации), малая скорость макроскопических движений, сравнительно с атомными скоростями. За исключением активных областей внутренней короны, где изменения происходят часто на глазах, корона, в общем, удовлетворяет требованию стационарности. Действительно, скорость потоков в короне [4] обычно не превышает 5 км/сек — значительно меньше, чем скорость атомов; наблюдения Вальдмейера [5] показали, что конфигурация красных и зеленых лучей сохраняется от нескольких дней до нескольких оборотов Солнца, что говорит о медленности изменения локальной

температуры; за время прохождения лунной тени в полосе полного затмения не наблюдалось заметных изменений корональных форм.

Итак, мы будем в дальнейшем считать, что в значительной части короны, вплоть до $3 R_{\odot}$, применима формула (1). Легко показать, что отклонение от этой формулы должно быть меньше, чем доля частиц с гиперболической скоростью в данной точке. Применимость (1) позволяет пользоваться для описания движений в короне гидродинамическими уравнениями, которые можно получить из кинетического уравнения в предположении, что распределение скоростей мало отличается от максвелловского.

§ 2. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

Мы не будем в настоящей работе рассматривать тонкую структуру, флуктуации плотности, температуры, движение быстрых потоков через корону и т. п. Эти явления вызываются различными нестационарными процессами в атмосфере, которые пока еще не могут быть учтены. Мы будем изучать те свойства короны, которые можно объяснить обычными газокинетическими законами (принимая существование высокой кинетической температуры), не прибегая к гипотетическим силам. Для этого нам нужно будет отвлекаться от локальных особенностей короны, от ее «микроструктуры», и рассматривать ее как бы внефокальное изображение. Основанием для такого рассмотрения, на наш взгляд, служит то, что флуктуации не настолько велики, чтобы возмутить всю корону в целом, они как бы накладываются на общий фон короны, но не играют решающей роли в определении ее макроструктуры, особенно в области внешней короны, которая будет нас в дальнейшем интересовать, и где флуктуации гораздо скорее сглаживаются вследствие большой длины свободного пути.

Верхний предел неоднородности концентрации материи во внутренней короне определяется тем, что мы не наблюдаем эмиссионных линий водорода. Известно, что интенсивность излучения в линиях пропорциональна $n_e n_p \approx n_e^2$. Значит, если корона сгруппирована в отдельные сгущения с плотностью, скажем, в 10 раз больше средней (общий объем таких областей — одна десятая объема), излучение такой короны в линиях бальмеровской серии будет в 10 раз больше, чем рассчитанное для средней плотности короны. Между тем расчеты Шкловского [3] и Вальдмейера [4] показали, что эмиссия внутренней короны в H_{α} , рассчитанная для средней плотности $n_e = 10^8$ частиц на 1 см^3 , близка к пределу чувствительности наблюдений. В случае сколько-нибудь значительной концентрации материи водородное излучение было бы замечено.

На фотографиях корона имеет, обычно, крайне неправильные очертания. Однако это явление преувеличено чувствительностью фотопластишки к малым контрастам. Изофоты имеют почти строго эллиптическую или круговую форму, лучи-области небольшого поднятия изофот. Нам

кажется, что причина такого поднятия — более высокая температура и, соответственно, меньший градиент плотности материи в луче. Причиной повышенной температуры могут служить проявления солнечной активности, обычно связанные с лучами. Повышенную температуру луча можно было бы подтвердить сравнением интенсивностей красной и зеленой линий; последняя свидетельствует о более высокой температуре [2]. Однако в нашем распоряжении нет соответствующего материала.

Вальдмейер [5] специально фотометрировал внутреннюю корону для сравнения с фотометрией в лучах λ 5303 и λ 6374. В непрерывном свете внутренняя корона показывает ту же зональную структуру, что и в монохроматическом, но она гораздо слабее выражена.

Отношение яркости в точках на луче и в межлучевом пространстве на одинаковом расстоянии от лимба равно 3:1 в свете λ 5303 и 2:1 в белом свете (фотографическая область). Оценим возможное повышение плотности в луче. Во внутренней короне, как показал Шкловский [3], возбуждение уровней, исходных при излучении λ 5303, производится электронным ударом, следовательно, интенсивность монохроматического

излучения пропорциональна $\int_{-\infty}^{\infty} n_i n_e ds$, где n_i и n_e означают числа ионов Fe XIV и электронов на 1 см³, соответственно; ds — элемент длины вдоль луча зрения. Интенсивность же в белом свете пропорциональна

$$\int_{-\infty}^{\infty} n_e(s) ds.$$

Шкловский показал далее, что материя в короне полностью перемешана, т. е. все элементы встречаются всюду в одинаковой пропорции, что означает, при полной ионизации водорода и преобладании Fe XIV среди других стадий ионизации железа (линия λ 5303 была наиболее яркой), что n_i пропорционально n_e . Простой расчет показывает, что средняя плотность материи в луче в полтора-два раза больше, чем в межлучевом пространстве на том же расстоянии от лимба, причем плотность в каждой точке мало отличается от средней. Иначе отношение яркостей в монохроматическом свете было бы значительно больше квадрата отношения яркостей в белом свете, так как $\int_{-\infty}^{\infty} n_i n_e ds$ сильно возрастает при отклонении плотностей от средней.

Следовательно, мы еще раз приходим к выводу, что структура в короне представляет собой лишь небольшие, сравнительно со средней, увеличения плотности. О том же говорят тщательно сделанные наблюдения Бугославской [6], показавшей, что расстояния между лучами примерно равны диаметру лучей, а ниточки, из которых состоят лучи, значительно толще, чем расстояния между ними. Следовательно, «структура» занимает большую часть объема, и ее плотность не может сильно

отличаться от средней. Интересно сравнение градиентов яркости в различных точках короны. На луче градиент мал у основания короны и с высотой растёт, между лучами — наоборот. Это приводит к тому, что зазубренные сначала изофоты постепенно переходят в круговые.

С точки зрения гидростатического равновесия это легко объяснить, если допустить, что у основания луча температура выше средней, а вверху она постепенно выравнивается. Тогда внизу градиент должен быть меньше среднего, а вверху больше, так как он обусловлен и гравитацией и градиентом температуры. С этой же точки зрения, естественно, объясняется сплюснутая форма короны в годы минимума — проявления активности, нагревающей корону, концентрируются ближе к зоне пятен, и здесь температура выше, у полюсов корона больше сжата вследствие меньшей температуры. Это подтверждает замеченный Вальдмейером [4] факт относительного усиления красной линии в полярных областях и исчезновение монохроматического излучения у полюсов, свидетельствующее о низкой температуре последних. Если бы корона не находилась, в основном, в состоянии гидростатического равновесия, было бы непонятно, почему в местах с более низкой температурой градиент плотности материи больше, чем в горячих областях.

Наблюдения Вальдмейера в свете λ 5303 и в непрерывном свете показали, что максимальный градиент яркости в активной зоне достигается на расстоянии $2'$ от лимба. Это явление с точки зрения гидростатической короны можно объяснить тем, что до $2'$ температура быстро растёт с высотой, влияние гравитации компенсируется большим градиентом температуры.

Замеченный Вальдмейером [4] факт медленного (до 5 км/сек) движения корональной материи вверх над активными областями есть, по видимому, обыкновенная конвекция, связанная с местным нагревом короны в нижних слоях. Рассмотрим условия возникновения такой конвекции.

Градиент температуры в короне вообще меньше адиабатического, поэтому в короне конвекция обычно не может возникнуть. Каково должно быть повышение температуры в нижних слоях, чтобы конвекция могла начаться? При адиабатическом движении (в других возможных здесь случаях повышение температуры должно быть больше) $\frac{T}{n^{2/3}} = C$. Тогда

$$T_1 - T_2 = T_2 \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right], \quad (2)$$

где значки 1 и 2 относятся к двум точкам конвективного потока. Для простоты рассмотрим конкретный числовой пример, по видимому, типичный для условий в короне.

Пусть конечная точка конвекции, где T и n сравниваются с окружающей средой, будет $R_2 = 1.2 R_{\odot}$ с $T_2 = 10^6$, $\lg n_2 = 7.76$ (плотность по Ван де Холсту). В точке $R_1 = 1.1 R_{\odot}$ температура T_1 повышена, плотность n_1 — обычная, $\lg n_1 = 8.14$. Тогда по (2) $T_1 - T_2 = 0.7 T_2$, т. е. $T_1 = 1.7 \cdot 10^6$. Следовательно, для возникновения конвекции в слое

толщины $0.1 R_{\odot}$ нужно увеличение температуры примерно вдвое. Чем больше повышение температуры, тем большую область охватит конвекция.

Для характеристики движений в короне важно знать соответствующее им число Рейнольдса Re , так как оно определяет возможность турбулентции.

По определению $Re = \frac{vl}{\nu}$, где v — скорость турбулентного движения; l — масштаб турбулентности; $\nu = \frac{1}{3}u\lambda$ и λ — кинематическая вязкость, u и λ — скорость и длина свободного пробега частиц. Для протонов, определяющих вязкость в условиях короны, $\nu \geq \frac{1}{3} \cdot 1.5 \cdot 10^7 \cdot 10^8 = 5 \cdot 10^{14}$. Обычные скорости в короне меньше 20 км/сек, если принять масштаб турбулентции $l < 5 \cdot 10^{10}$ ($0.7 R_{\odot}$), то $Re < 200$. Большие скорости возможны только в малых областях, так что Re , в общем, не превышает 200.

Изучение потоков в лабораторных условиях привело к заключению, что если $Re < 1000$, турбулентность вообще не может возникнуть. В свободной атмосфере закономерности сложнее, и критическое значение Re неизвестно. Однако турбулентность при малых значениях Re менее вероятна, так что возможно, что условия в короне не благоприятны для турбулентции.

Подводя итог рассмотрению наблюдательных особенностей короны как целого, можно сказать, что почти все ее свойства (без тонкой структуры) говорят в пользу гидростатического строения ее или могут быть естественно объяснены гидростатической моделью. Такое предположение тем более правдоподобно, что Шкловский [3] недавно показал, что градиент плотности материи в нижней хромосфере равен гидростатическому при $4000-5000^{\circ}$, при полном перемешивании различных элементов.

§ 3. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В КОРОНЕ

Ряд авторов — Паннекук, Росселанд и другие — рассматривал равновесие ионизованного газа в поверхностных слоях звезды. Малый вес электронов не компенсирует градиента их парциального давления, пока не создается избыточный заряд в нижних слоях, поле которого, ослабляя действие гравитации на вышележащие положительные ионы, одновременно удерживает электроны от рассеяния. Расчет Паннекука показал, что если статическая атмосфера состоит из нейтрального газа и ионизованного водорода, поле таково, что оно уравнивает половину веса протона. В более общей форме аналогичный результат был получен Милном [7], исследовавшим рассеяние звездных атмосфер, учитывая наличие в них ионов и электронов. Однако в то время не было известно о высокой температуре короны, о степени ее ионизации, поэтому сейчас нужно провести такое исследование заново.

В последнее время Крат [8] определял электрическое поле в короне, исходя из условия, что термическое рассеяние электронов и протонов

с некоторого уровня внутренней короны происходит с одинаковой скоростью. Крат приходит к выводу, что доля веса протона, уничтожаемая электрическим полем — β , меняется от 0.5 до 1 и больше в зависимости от температуры, для Солнца $0.6 < \beta < 0.7$. Мы не согласны с Кратом в методике расчета величины β и оценки скорости диссипации короны и проведем этот расчет, исходя из статистического равновесия.

Прежде всего нужно заметить, что в короне не может быть сколько-нибудь значительного избытка частиц одного знака вследствие ее высокой проводимости. Действительно, ускорение протона массы m_H на расстоянии r от центра шара, в каждом кубическом сантиметре которого содержится заряд ne ,

$$j = \frac{4}{3} \pi \frac{e^2}{m_H} rn = 5 \cdot 10^5 rn.$$

Даже на расстоянии 1 м от центра ускорение будет $5 \cdot 10^7 n$, т. е. для того, чтобы заряд шара существовал сколько-нибудь продолжительное время, n должно быть $\ll 1$. Наличие магнитного поля может несколько изменить этот результат, что будет рассмотрено впоследствии. Однако во всех случаях избыток частиц одного знака значительно меньше общего числа частиц. Поскольку корона в основном состоит из водорода, можно считать, что $n_e = n_p$ — числу протонов на 1 см^3 .

Если газ короны макроскопически нейтрален, электрическое поле не влияет на равновесие короны в целом. Поле служит как бы связью между электронным и протонным газом, не допускающей их разделения, резко возрастающей при малом нарушении равенства концентраций. Для определения поля мы по аналогии с известной механической задачей о натяжении нити как бы «разрежем» связь, рассматривая равновесие одной части системы — электронного газа, заменив действие другой части — протонов — «натяжением» связи — электрическим полем. Однако необязательно рассматривать только покоящийся газ. Задача допускает обобщение. Как мы увидим ниже, поле можно определить и для движущегося в целом невихревым движением макроскопически нейтрального газа. Это обобщение существенно, так как в короне происходят локальные нарушения равновесия, макроскопические движения и пр. Этот же метод можно применить для определения электрического поля в движущихся оболочках нестационарных звезд, так как здесь мы имеем тот же случай движения макроскопически нейтрального ионизованного газа. Итак, рассмотрим движение одной компоненты плазмы короны — электронного газа, заменив действие другой компоненты — ионов — электрическим полем. Запишем уравнение безвихревого стационарного движения единицы объема электронного газа короны.

$$n_e \frac{d}{dR} \left(\frac{1}{2} m \bar{V}_e^2 \right) + \frac{dp_e}{dR} - n_e e \frac{d\Psi}{dR} + n_e m \frac{d\Phi}{dR} + Q (\bar{V}_e - \bar{V}_p) = 0. \quad (3)$$

Здесь m — масса электрона; $\bar{V}_e$ и $\bar{V}_p$ — макроскопические скорости потоков электронов и протонов; условие макроскопической нейтральности дает: $\bar{V}_e = \bar{V}_p$. В самом деле, условие постоянства (или отсутствия) заряда в данной точке запишется в виде $\text{div } j = 0$, где $j = e(n_p \bar{V}_p - n_e \bar{V}_e)$ — плотность тока. Если $n_p = n_e$, уравнение можно переписать в виде $\text{div } n_e (\bar{V}_p - \bar{V}_e) = 0$, т. е. $n_e (\bar{V}_p - \bar{V}_e)$ — соленоидальный вектор, и при безвихревом движении $\bar{V}_p = \bar{V}_e$. Ψ и Φ — электростатический и гравитационный потенциалы в данной точке; $Q(\bar{V}_e - \bar{V}_p)$ — сопротивление, испытываемое электронным газом, — вследствие равенства скоростей потоков сопротивление, в среднем, равно нулю. Непосредственный подсчет показывает, что первый член, определяемый $\bar{V}_e = \bar{V}_p$, и четвертый член малы сравнительно со вторым и третьим вследствие малой массы электрона. Уравнение приводится к виду

$$\frac{dp_e}{dR} = n_e e \frac{d\Psi}{dR}, \quad (4)$$

не отличающемся от условия равновесия $p_e = n_e k T_e$, где T_e — кинетическая температура электронов, которая может, вообще говоря, отличаться от температуры ионов, как будет показано в § 5.

Если бы мы писали уравнение движения протонного газа, условие равновесия не получилось бы. Считая T_e постоянной, находим напряженность электрического поля непосредственно через наблюдаемую величину n_e .

$$\frac{d\Psi}{dR} = \frac{k T_e}{e} \frac{d \ln n_e}{dR}. \quad (5)$$

В случае наличия магнитного поля (5) можно интегрировать только вдоль силовой линии, так как только по этой линии движение будет происходить беспрепятственно. Движение поперек линий сил мы рассмотрим в дальнейшем, пока только заметим, что если все условия и поле будут стационарны, равновесие, определяемое (5), все равно установится по всем направлениям, но время этого установления будет больше. Интегрируя (5) между двумя точками, получаем (значок e опускаем)

$$\Psi_2 - \Psi_1 = \frac{k T_e}{e} \ln \left(\frac{n_2}{n_1} \right). \quad (6)$$

Разность потенциалов зависит только от отношения плотностей.

Запишем величину отношения силы электрического отталкивания к весу протона

$$\beta = - \frac{e \frac{d\Psi}{dR}}{m_H \frac{d\Phi}{dR}} = - \frac{e d\Psi}{m_H d\Phi} \approx \frac{e (\Psi_2 - \Psi_1)}{m_H (\Phi_1 - \Phi_2)}. \quad (7)$$

Используя для n данные Ван де Холста [9], получаем, используя (6) для значений $\frac{\beta}{T_e}$ при разных R табл. 1, вычисленную в предположении, что n_1 и n_2 относятся к точкам $R + 0.25 R_\odot$ и $R - 0.25 R_\odot$.

Т а б л и ц а 1

$\frac{R}{R_\odot}$	$\frac{\beta}{T_e} \cdot 10^6$
3.0	0.72
2.75	0.676
2.50	0.652
2.25	0.577
2.00	0.495
1.75	0.438
1.50	0.420
1.25	0.454

Монотонный ход $\frac{\beta}{T_e}$, начиная с $1.5 R_\odot$, может свидетельствовать о монотонном ходе T_e . Данные табл. 1 — грубая прикидка, ибо результаты Ван де Холста — среднее из многих наблюдений, где смешаны разные температуры и локальные особенности. В каждом данном случае результаты будут другие. Однако, за неимением лучшего, мы будем в дальнейшем пользоваться табл. 1, стараясь, чтобы расчеты были внутренне согласованы; в случае же изменения исходных данных все результаты соответственно сдвинутся. Можно ли применять к электронам и протонам барометрическую формулу по отдельности? Обычно, если имеется смесь двух газов, диффузионное равновесие не устанавливается. Как уже упоминалось, Шкловский [3] показал, что элементы в короне полностью перемешаны, повидимому, за счет градиента турбулентных скоростей. Однако в отношении электронов и протонов в короне подобный механизм мало эффективен вследствие большой подвижности электронного газа, который будет как бы просачиваться сквозь турбулентный поток, если каждый газ не уравновешен в отдельности. Пусть, например, β отличается от равновесного значения, при котором градиент давления электронного газа уравновешивает силу электрического притяжения и тяготения, на 0.001. Неуравновешенная сила, действующая на один электрон, $mj = 0.001 gm_H = 1.8 gm$.

Скорость диффузии электронного газа во внутренней короне по элементарной формуле [10]

$$\bar{V}_e = \frac{1}{2} j \frac{\lambda}{w} = \frac{1}{2} \frac{j}{w} \frac{1}{n\pi\sigma^2} = \frac{1}{2} \frac{1.8 g}{7 \cdot 10^8} \frac{1}{2 \cdot 10^8 \cdot 3 \cdot 10^{-17}} = 6 \cdot 10^3.$$

Здесь λ — длина свободного пробега электрона; w — тепловая скорость электрона; σ — радиус взаимодействия. Принятые значения указанных величин видны из расчета. За 1 сек через 1 см^2 пройдет заряд

$$Q = n \bar{V}_e e = 2 \cdot 10^8 \cdot 6 \cdot 10^3 \cdot 4.8 \cdot 10^{-10} = 570 \text{ CGSE}$$

— слишком большая величина.

Если бы такой заряд втек в некоторую сферу по всей ее поверхности, напряженность поля на поверхности сферы была бы

$$E = 4\pi Q = 7.2 \cdot 10^3 \text{ CGSE} = 2.2 \cdot 10^6 \text{ в/см},$$

тогда как при высокой проводимости короны возможные поля не могут превышать малой доли вольта на 1 см.

Следовательно, равновесие электронного газа установится за ничтожную долю секунды, и нарушение диффузионного равновесия электронов увлечением электронного газа протонами не должно происходить. Рассмотрим обратную возможность. Могут ли протоны увлекаться движением электронов? Если не учитывать влияния электрического поля (которое входит в условие равновесия протонов), движение электронов, происходящее с возможными в короне направленными скоростями, не может, как легко показать, увлечь протоны, хотя бы вследствие большой инерции последних.

Однако протоны могут, вообще говоря, не находиться в равновесии. Для этого необходимо, чтобы вес элемента объема в целом не уравновешивался градиентом полного давления $\frac{dp_g}{dh}$.

Действительно, для электронов, по сказанному выше

$$-n_e e E + \frac{dp_e}{dh} = 0.$$

Для протонов, если они не находятся в равновесии,

$$n_p e E + \frac{dp_p}{dh} + g_p \neq 0.$$

Складывая, получаем $\frac{dp_g}{dh} + g_p \neq 0$, газ в целом не находится в равновесии, и нет других достаточно обильных компонент газовой смеси, которые могли бы за счет вязкости нейтрализовать результирующую силу, так как корона состоит в основном из водорода [41]. Иначе говоря, если газ состоит из двух компонент всюду в одинаковой пропорции, причем более легкая находится в состоянии диффузионного равновесия, газ в целом может находиться в равновесии только при условии, что более тяжелая компонента тоже находится в состоянии равновесия.

Другие элементы в короне, например гелий, уже не находятся в равновесии; их распределение по высоте определяется средним молекулярным весом смеси * μ , причем присутствие других элементов нарушает равновесие протонов, поскольку средний молекулярный вес уже не равен 0.5. Однако ввиду избытка водорода отклонение его от равновесия невелико.

* Отклонение состояния данной компоненты от равновесия тем больше, чем больше отличается ее молекулярный вес за вычетом электростатического отталкивания βZ (Z — эффективный заряд иона) от среднего молекулярного веса μ .

Напомним, что мы говорим о равновесии в среднем по большому объему и времени, в отдельных местах могут быть локальные отклонения.

Рассмотрим случай гидростатической короны, в которой температуры всех компонент равны T . Если химический состав и ионизация в короне с высотой не меняются, концентрация электронов $n_e = n_e^0 e^{\frac{\beta m_H g_0 R_\odot}{kTR}}$

пропорциональна плотности материи $\rho = \rho_0 e^{\frac{\mu m_H g_0 R_\odot}{kTR}}$, из чего можно заключить, что $\beta = \mu$ и следовательно, несколько больше, чем 0.5.

Если кинетические температуры компонент не одинаковы, задача определения β сложнее, и мы ограничимся в дальнейшем случае чисто водородной короны, поскольку точное содержание других элементов все равно не известно. Порядок определяемых величин от такого допущения не изменится. Условие равенства концентраций электронов с температурой T_e и протонов с температурой T_p дает (из равенства экспонент следует равенство показателей)

$$\frac{\beta}{T_e} = \frac{1 - \beta}{T_p}. \quad (8)$$

Если $\beta = \text{const}$, Ψ меняется пропорционально Φ , т. е. меняется, как R^{-1} . Этот результат был получен Северным [12], рассмотревшим модель заряженной статической короны. Случай сильного поля не подтверждается наблюдениями, как указывает и Северный, и физически невозможен, но потенциал для слабого поля, вычисленный Северным, стремится к $\frac{\text{const}}{R}$ при приближении объемного заряда к нулю. Физически очевидно, что в этом случае совпадают предпосылки теории Северного и нашей модели квазинейтральной короны.

Покажем теперь, что доля частиц, могущих улететь, действительно мала, и оценим число улетающих из короны частиц.

§ 4. ДИССИПАЦИЯ КОРОНЫ

В настоящем разделе мы не будем говорить о возможном различии электронной и протонной температур и примем, в качестве исходного, значение $\beta = 0.5$.

Отличие нашего расчета от расчета Крата [8]:

1) Крат не принимал во внимание сопротивления короны, считая, что уже из внутренней короны быстрые частицы улетают беспрепятственно. Даже при столбообразной короне это допущение маловероятно, а в средней короне, где длина свободного пробега — десятки тысяч километров, корона должна быть более диффузной, и сопротивление будет играть большую роль. Роль возможных флуктуаций плотности мы оценим ниже.

2) Крат подсчитывает отлет частиц с некоторого уровня. Между тем при $\beta > 0.5$ слой наибольшего отлета электронов лежит выше, чем эффективный слой отлета протонов, да и вообще эти слои крайне размыты. Чтобы избежать возникающей при этом ошибки, нужно суммировать потерю частиц по всей короне.

3) Крат предполагает, что число гиперболических частиц все время определяется кривой Максвелла. Между тем, если слой сразу теряет быстрые частицы, доля последних определяется временем установления максвелловского распределения, и, если столкновения редки, быстрых частиц должно быть меньше. Чтобы избежать неопределенности, мы будем исходить не из числа быстрых частиц, а из числа столкновений, дающих быстрые частицы.

4) Крат ничего не говорит о влиянии общего магнитного поля Солнца на отлет частиц. В настоящем разделе мы проведем расчет без учета магнитного поля; наши результаты имеют значение верхнего предела, так как магнитное поле может только уменьшить отлет частиц. О селективности его действия мы скажем ниже.

Пусть число столкновений между протонами и между электронами в 1 см^3 за 1 сек будет соответственно Z_p и Z_e . Столкновения между электронами и протонами почти не меняют энергии частиц, и мы их не будем учитывать. По элементарной формуле [10] (n — число протонов или электронов в 1 см^3)

$$Z_p = \frac{15 V_{\pi}}{16 V^2} \frac{n \omega}{\lambda}, \quad (9)$$

где $\omega = \sqrt{\frac{2kT}{m_H}}$ — наивероятнейшая скорость; $\lambda = \frac{1}{n\pi\sigma^2}$ — длина свободного пробега; $\sigma = \frac{2e^2}{kT}$ — радиус столкновения, определяемый из условия равенства потенциальной энергии при столкновении и средней кинетической энергии частиц по одной координате. Далекие слабые взаимодействия здесь не существенны, так как они не могут резко увеличить скорости частицы, хотя для торможения быстрых частиц слабые соударения играют главную роль. Подставляя значения величин, находим

$$Z_p = 0.52 \frac{n^2}{T^{3/2}}. \quad (10)$$

В 1 см^3 за 1 сек появляется $2 Z_p$ протонов, скорости которых распределены по закону Максвелла. При каких условиях протон может улететь совсем?

Двигаясь в плазме со скоростью больше тепловой, протон постепенно расходует свою энергию на далекие столкновения и сравнительно редко испытывает «прямые» соударения с резким изменением скорости. Радиус прямого соударения здесь меньше, чем использованный при вычислении

Z_p , так как взаимная потенциальная энергия должна быть сравнима с кинетической энергией быстрой частицы.

Нельзя считать, что протон или пройдет без столкновений или сильно отклонится, как следует из газокинетических представлений, действие среды скажется в торможении, и для того, чтобы протон покинул корону, его энергия должна быть достаточна для преодоления сопротивления среды и гравитации. Скорость такого протона мы назовем параболической. Определим ее.

Ускорение торможения протона запишем [13] в виде

$$j = \frac{4\pi e^4}{m_H^2 v^2} n \ln \frac{v^3 m_H^{3/2}}{\gamma e^3 V_{4\pi n}}. \quad (11)$$

Здесь $\gamma = 0.577$ — постоянная Эйлера. Логарифмическая часть слабо зависит от v и n , можно принять в ней средние значения $v = 3 \cdot 10^7$, $n = 10^6$. Заменяя постоянные, находим

$$j = 6.4 \cdot 10^{12} \frac{n}{v^2}. \quad (12)$$

Проведем ряд упрощений. Будем считать, что частица с параболической скоростью может улететь совсем в том случае, если вектор ее скорости лежит в некотором конусе с телесным углом, составляющим долю W от верхней полусферы, и осью, направленной в зенит. Для такой частицы будем складывать торможения гравитацией и сопротивлением среды алгебраически, т. е. рассматривать все движения в проекции на ось конуса. Если W не очень близко к 1, это не внесет большой ошибки.

Уравнение движения протона

$$-\frac{dv}{dt} = j + \frac{1}{2} g_0 \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2. \quad (13)$$

$\frac{1}{2} g_0$ — эффективное ускорение силы тяжести для протона на поверхности Солнца. Отсюда

$$-v \frac{dv}{dR} = 6.4 \cdot 10^{12} \frac{n}{v^2} + 1.37 \cdot 10^4 \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2 \quad (14)$$

и

$$dv^2 = - \left[1.28 \cdot 10^{13} \frac{n}{v^2} + 5.48 \cdot 10^4 \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2 \right] dR. \quad (15)$$

Выражение (15) дает потерю квадрата скорости протона при прохождении им dR и позволяет, зная параболическую скорость на некотором уровне, найти таковую на другом уровне. В качестве исходного примем уровень $R = 3 R_\odot$, где $n = 2 \cdot 10^5$. Без учета торможения параболическая скорость протона ($\beta = 0.5$)

$$v_\infty = \frac{6.11 \cdot 10^7}{\sqrt{2} \sqrt{3}} = 2.5 \cdot 10^7.$$

При этой скорости

$$j = 6.4 \cdot 10^{12} \frac{2 \cdot 10^5}{6.25 \cdot 10^{14}} = 2 \cdot 10^3,$$

что близко к эффективному ускорению силы тяжести $g = \frac{g_0}{2.3^2} = 1.52 \cdot 10^3$.
Дальше с высотой j убывает быстрее, чем g , так что мы примем как исходное значение с учетом сопротивления $v_\infty^2 = 7 \cdot 10^{14}$ при $R = 3 R_\odot$.
Уточнять это значение не имеет смысла, так как флуктуации плотности вносят большую неопределенность. Вычисленный квадрат параболической скорости на разных уровнях приведен во втором столбце табл. 2. Зная параболическую скорость, найдем долю ударов, приводящих к появлению гиперболических частиц в каждой точке короны

$$\Phi(x_0) = \frac{2}{V\pi} \int_{x_0}^{\infty} e^{-x^2} x^2 dx, \quad (16)$$

приведенную в третьем столбце.

Здесь $x_0 = \sqrt{\frac{mv_\infty^2}{2kT}}$.

В 1 см³ за сек появляется $WZ_p \Phi(x_0)$ протонов со скоростью, направленной близко к зениту и достаточной для вылета.

Таблица 2

$R/R_\odot$	$v_\infty^2 \cdot 10^{-14}$	$\Phi(x_0)$	N	N_p	N_n
3.0	7.0	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{33}$	$1.47 \cdot 10^{33}$	$1.1 \cdot 10^{33}$
2.75	8.17	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{33}$	$1.73 \cdot 10^{33}$	$9.3 \cdot 10^{32}$
2.50	9.62	$8.5 \cdot 10^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{33}$	$2.58 \cdot 10^{33}$	$9.5 \cdot 10^{32}$
2.25	11.62	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{33}$	$2.95 \cdot 10^{33}$	$9.7 \cdot 10^{32}$
2.00	14.52	$5.3 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{33}$	$3.06 \cdot 10^{33}$	$2.9 \cdot 10^{32}$
1.75	18.78	$5.0 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{32}$	$1.97 \cdot 10^{33}$	$2.9 \cdot 10^{31}$
1.50	25.7	$7.2 \cdot 10^{-7}$	$3.6 \cdot 10^{31}$	$5.95 \cdot 10^{32}$	$1.2 \cdot 10^{30}$
1.25	36.3	$5 \cdot 10^{-10}$	$2.2 \cdot 10^{29}$	$4.5 \cdot 10^{31}$	$5 \cdot 10^{25}$
			$1.2 \cdot 10^{34}$	$1.4 \cdot 10^{34}$	$4.3 \cdot 10^{33}$

Общее число всех улетающих из короны за 1 сек протонов

$$N = \int_{R_\odot}^{3R_\odot} Z_p W \Phi(x_0) 4\pi R^2 dR. \quad (17)$$

Примем $W = \frac{1}{3}$. Это допущение произвольно, однако мало вероятно, чтобы среднее значение W отклонялось от принятого больше чем в два раза. Число протонов, улетающих в 1 сек из слоев толщиной $0.25 R_\odot$, дано в четвертом столбце табл. 2. Общая потеря протонов за 1 сек

со всей поверхности Солнца — $1.2 \cdot 10^{34}$, т. е. на 1 см^2 — $2 \cdot 10^{11}$ протонов, что составляет около $3 \cdot 10^{-13} \text{ г/см}^2 \cdot \text{сек.}$ Общая потеря массы Солнцем составляет за 1 год $6.3 \cdot 10^{17} \text{ г}$ — величина, в тысячи раз меньшая, чем у Крата. Это существенно меняет взгляды Крата на роль потери массы и импульса в эволюции звезд.

Чтобы проверить роль флуктуаций плотности на пути улетающих частиц, сделаем аналогичный расчет для случая, когда половина вылетающих частиц движется в атмосфере с плотностью, вдвое меньшей средней, а другая половина движется в среде с плотностью, в 1.5 раза большей средней.

Z_p вычисляется для средней плотности. Результаты для разреженной N_p и уплотненной N_n полусфер даны в пятом и шестом столбцах. Сумма $N_p + N_n$ мало отличается от N , она больше лишь на 50%. Значит, флуктуации плотности не внесут существенных изменений в величину рассеивающейся массы.

Если рассчитать подобным образом диссипацию электронов, получится число в $\sqrt{\frac{m_H}{m}}$ раз большее.

Следовательно, значение $\beta = 0.5$ не может сравнять число улетающих электронов и протонов, и утверждение Крата — поле в короне больше принятого нами — как будто бы справедливо. С другой стороны, если $\beta > 0.5$, то не будет удовлетворяться условие квазинейтральности. Как примирить это противоречие? Возможно, что результат Крата ($\beta > 0.5$) применим к крайним частям короны за $3 R_\odot$, где уже не верна барометрическая формула.

Там заряд короны может несколько увеличиться, и это заставит часть вылетевших электронов вернуться, и, наоборот, часть не имевших параболической скорости протонов заставит улететь совсем.

Качественно это явление можно представить следующим образом: электроны, вылетающие в избытке из более глубоких слоев короны, несколько увеличивают значение β , что вызывает поток электронов из более высоких слоев короны вниз, так что β остается примерно равновесным. Уход электронов из средних слоев компенсируется притоком из еще более высоких слоев и так далее, пока мы не перейдем к слоям, где гидростатические методы уже не применимы. Отток электронов из этих слоев не будет сопровождаться точной компенсацией потоком сверху, положительный заряд как бы обнажится, и дальнейший рост заряда Солнца приостановится при $\beta > \frac{1}{2}$.

Наличие слабого магнитного поля во внешней короне сильнее тормозит отлет электронов, чем протонов. Этот эффект тоже может уравнивать число улетающих электронов и протонов. Само по себе наличие магнитного поля может только замедлить диссипацию, так что наш подсчет имеет смысл верхнего предела.

В чем заключается (физически) причина уменьшения диссипации сравнительно с результатом Крата? У Крата имеется тонкий поверхностный слой, вылет из которого происходит уже беспрепятственно, причем в слое распределение скоростей максвелловское. У нас вылет происходит из толстого слоя, толще $R_{\odot}$. Из внешних слоев вылет происходит беспрепятственно, но там, как это легко оценить, мало быстрых частиц, слишком редки удары, приводящие к их образованию, а появившиеся быстрые частицы со скоростью, направленной вверх, сразу улетают. В глубине слоя быстрых частиц больше, но их вылет затруднен сопротивлением, параболическая скорость велика, и поэтому мала доля частиц, способных улететь.

Оценим теперь число протонов, падающих на Солнце из межзвездного пространства.

Протон можно считать захваченным, если при его движении по орбите сопротивление атмосферы Солнца достаточно для потери им параболической скорости.

В перигелии протон можно считать движущимся по полуокружности длины πR , торможением гравитацией можно пренебречь; уравнение (18) без второго члена дает

$$v_0^4 - v^4 = 2.56 \cdot 10^{13} n \pi R. \quad (18)$$

Для $R = 3 R_{\odot}$ $v_{\infty} = 2.5 \cdot 10^7$, $v_{\infty}^4 = 4 \cdot 10^{29}$, тогда как правая часть (21) порядка 10^{30} . Следовательно, частицы, скорость которых не очень превышает параболическую, будут захвачены, если расстояние их перигелия меньше $3 R_{\odot}$.

Введем сферу с центром в центре Солнца и радиусом R_0 , таким, чтобы потенциальная энергия протона $GM_{\odot} m_H (1 - \beta)/R_0$ была порядка кинетической энергии частиц межзвездного газа $\frac{m_H v_0^2}{2}$, принимая температуру последнего около $10\,000^\circ$. Такая сфера пройдет около орбиты Юпитера. Точное значение R_0 нас не интересует. Интегралы уравнений движения падающего протона:

$$v^2 = v_0^2 + 2GM_{\odot} (1 - \beta) \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right),$$

$R v_t = \text{const}$, где v_t — компонента скорости, перпендикулярная радиус-вектору. В перигелии $v_t = v$ и, вспомнив определение R_0 , получим для const значение $\sqrt{2GM_{\odot} (1 - \beta) R_p}$, где R_p — радиус-вектор перигелия.

Отсюда условие того, чтобы падающая к Солнцу частица прошла на расстоянии R_p от центра Солнца: на расстоянии R_0 тангенциальная компонента скорости ее должна определяться выражением:

$$v_t = \frac{\sqrt{2GM_{\odot} (1 - \beta) R_p}}{R_0}.$$

Рассмотрим межзвездный газ за сферой R_0 . Разность скоростей галактического вращения газа и Солнца мала. Пекулярные скорости облаков газа, по данным Мельникова [14], порядка 7 км/сек, пекулярная скорость Солнца — 20 км/сек. Все эти скорости порядка термической скорости протонов при $T = 10\,000^\circ$, поэтому для оценки числа падающих протонов можно принять, что Солнце покоится относительно окружающего его газа.

Число ударов протонов об 1 см^2 поверхности сферы равно $n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_H}}$, где n — плотность межзвездных протонов. Фактически это число несколько больше, так как все атомы имеют дополнительную радиальную компоненту скорости.

Тангенциальная компонента скорости на таком расстоянии мало искажена гравитацией; для расчетов можно пользоваться двумерным законом Максвелла.

Доля протонов, имеющих перигелий на расстоянии $R_p - R_p + dR_p$ или тангенциальную скорость между v_t и $v_t + dv_t$,

$$\frac{dn}{n} = \frac{m_H}{2\pi kT} e^{-\frac{m_H}{2kT} v_t^2} 2\pi v_t dv_t = \frac{GM_\odot m_H (1-\beta)}{kTR_0} e^{-\frac{GM_\odot m_H (1-\beta)R_p}{kTR_0^2}} dR_p. \quad (19)$$

Путь в перигелии примем πR_p , скорость $v = \sqrt{\frac{2GM_\odot (1-\beta)}{R_p}}$, отсюда время нахождения протона в слое объемом $d\Omega = 4\pi R_p^2 dR_p$

$$t = \frac{\pi R_p^{3/2}}{\sqrt{2GM_\odot (1-\beta)}}.$$

Средняя плотность параболических частиц, имеющих перигелий на данном расстоянии,

$$n'(R_p) = 4\pi R_0^2 n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m_H} \frac{dn}{n} \frac{t}{d\Omega}} = n \sqrt{\frac{\pi (1-\beta) GM_\odot m_H}{4R_p kT}} e^{-\frac{(1-\beta) GM_\odot m_H R_p}{kTR_0^2}}. \quad (20)$$

При $R_p < R_0$ экспоненциальный множитель близок к 1. $n'(R_p)$ не зависит от R_0 , так что произвол в выборе R_0 не сказывается на результатах. Полагая $\beta = 0.5$, $T = 10\,000^\circ$, $R_p = 3 R_\odot$, находим $n' = 17 n$, т. е. на этом расстоянии число межзвездных частиц равно 50—100 на 1 см^3 ,* дальше плотность убывает, как $R^{-\frac{1}{2}}$.

* Известно, что число межзвездных атомов водорода порядка нескольких единиц на 1 см^3 .

В зоне неионизованного водорода это нейтральные атомы, в зоне ионизованного водорода — протоны и электроны.

Солнце, повидимому, находится в зоне ионизованного водорода, так как имеются две звезды класса 0 — γ Vel и ζ Pup, расстояние до которых (≈ 100 парсек) равно предельному расстоянию ионизации межзвездного водорода звездами таких подклассов.

Подобным же методом получаем число частиц, пересекающих за 1 сек сферу радиуса $3 R_{\odot}$, т. е. имеющих перигелий на расстоянии меньше $3 R_{\odot}$,

$$N = n \sqrt{\frac{8\pi m_H}{kT}} G M_{\odot} (1 - \beta) 3 R_{\odot} = 7.7 \cdot 10^{31} n \approx 10^{32} \text{ протонов/сек} \quad (21)$$

Согласно сказанному выше, это число протонов, составляющее массу $\approx 10^8$ г, захватывается Солнцем за 1 сек. Сравнивая с данными о диссипации массы, мы видим, что последняя в десятки раз больше. Число падающих электронов будет в $\sqrt{\frac{m_H}{m}}$ раз больше.

§ 5. СТРОЕНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Перейдем к сравнению электронной и ионной температур. Подсчет Шкловского [15] показал, что плазма внутренней короны в высокой степени изотермична, т. е. $T_e = T_p$.

Однако во внешней короне нужно учесть новый поверхностный эффект „испарения“ — охлаждение короны вследствие отлета наиболее быстрых частиц. Чтобы оценить это явление, нам нужно подробнее рассмотреть вопрос о механизме нагрева короны. В настоящее время существует два рода гипотез: нагрев короны полем, как, например, гипотеза Шкловского [15] о нагреве короны электрическими полями, гипотеза Альфвена [16] о нагреве магнитно-гидродинамическими волнами нагрев движущимися корпускулами — радиоактивными (Саха), падающими из межзвездного пространства (Ванд) [17] и, наконец, нагрев распадом турбулентных потоков хромосферы (Крат [8]).

Гипотеза Саха встретила много возражений (Шкловский [2]), сводящихся к абсурдно высокой концентрации радиоактивных веществ, требуемых для создания нужного количества высокоионизованных корональных ионов. Гипотеза Ванда тоже не была принята, так как она противоречит зональному распределению монохроматического свечения короны. К тому же мы видели выше, что корона теряет больше быстрых частиц, чем получает, так что гипотезу Ванда можно считать неправильной.

То же относится к гипотезе нагрева короны турбулентными потоками. Энергия частиц потока (турбулентная и тепловая вместе), определяемая доплеровской шириной эмиссионных линий, соответствует примерно $30\,000^\circ$. Поток, входя в корону, вносит на каждую корпускулу энергию, соответствующую этой температуре. Такой поток никак не может нагреть смесь корональной материи и своей собственной выше чем до $30\,000^\circ$. Масса короны, в среднем, остается постоянной, следовательно, взамен каждой, вошедшей в корону частицы потока должна улететь в межзвездное пространство или перейти в хромосферу частица короны,

уносящая с собой энергию, соответствующую 10^6 градусам. Ясно, что турбулентные потоки, если они входят в корону, только охлаждают ее.

Поскольку мы не знаем источников частиц с энергией больше 10^6 градусов, дающих их в достаточном количестве, приходится допустить (на данном этапе развития науки), что нагрев короны производится электрическими и магнитными полями, энергия которых черпается из макроскопических движений в нижележащих слоях и из вращения Солнца.

Гипотеза Альфвена о нагреве короны магнитно-гидродинамическими волнами, идущими от гранул, повидимому, неверна. Во-первых, автор неправильно пользуется формулой для проводимости плазмы в магнитном поле. Проводимость складывается из двух компонент — вдоль электрического поля и перпендикулярно к нему, но для расчета коэффициента затухания волны нужно пользоваться только продольной компонентой, поперечная (которую также использует Альфвен) не несет энергии. Во-вторых, в модели, предложенной Альфвеном, не выдерживается условие $\operatorname{div} V = 0$, если размеры области колебаний конечны. Поэтому, кроме поперечных волн, от границ области колебаний пойдут продольные волны сжатия, которые будут распространяться перпендикулярно к направлению распространения поперечных волн, несущих энергию гранулы вверх, и будут уносить энергию в стороны, рассеивать ее.*

Перейдем к рассмотрению гипотезы Шкловского. Поле, нагревающее корону, не может быть потенциальным и, одновременно, стационарным, как, например, поле, уравнивающее половину веса протона, так как такое поле вызовет новое стационарное распределение плотностей в соответствии с законом Максвелла—Больцмана, а для нагрева нужно создание потока электронов. Поток может быть вызван или потенциальным нестационарным или вихревым полем. Вследствие высокой электропроводности короны всякое потенциальное поле (например, поле между двумя зарядами) будет быстро нейтрализовано движением зарядов. Например, если в некотором столбе электроны сдвинутся под влиянием поля только на 1 см, получится конденсатор с зарядами на 1 см^2 пластин $= \pm ne$. Напряженность поля в таком конденсаторе (если размеры «пластин» больше расстояния между ними) $E = 4\pi ne$, так, что если $n = 10^7$, $E = 18 \text{ в/см}$, в то время как для поддержания температуры короны необходимо, по подсчетам Шкловского [15], 10^{-9} в/см . Значительная разность потенциалов может существовать только между точками, движение между которыми затруднено наличием сильного магнитного поля. Однако в этом случае не может происходить и сильного нагрева, так как движение электронов вдоль линий электрических сил происходит

* Гипотезы Мензела о нагреве короны горячей материей, выходящей из недр Солнца, и Шварцшильда о нагреве короны потоком акустических шумов мы не рассматриваем, так как авторы не дают конкретного механизма, создающего поток энергии. Кроме того, Гольд [18] недавно показал, что механизм Шварцшильда противоречит второму началу термодинамики.

медленно. Медленность превращения энергии поля в тепловую обеспечивает длительность его существования.

Единственный вид электрического тока, при котором не появляется обратное поле, вызванное накоплением зарядов, является вихревой ток. То же самое мы имеем в практике, где сколько-нибудь продолжительный ток возможен только при замкнутой электрической цепи. Повидимому, нагревают корону именно вихревые электрические поля, индуцируемые переменным магнитным полем. Электрические поля сообщают энергию главным образом электронному газу, а последний, благодаря столкновениям, передает свою энергию протонам. Эта передача возможна только при $T_p < T_e$. Чем дальше от поверхности Солнца, тем реже столкновения и больше доля улетающих быстрых электронов, так что T_e должно тоже уменьшиться. Повидимому, этот эффект играет большую роль в наблюдаемом (как мы рассчитали) падении T_e с высотой, так как потенциальное электрическое и гравитационное поле не меняет средней энергии частиц, а охлаждение на ионах Fe и вследствие гиперболических переходов ослабевает с высотой так, что излучаемая в 1 см^3 энергия убывает с высотой быстрее, чем n_e .

Оценим, при какой разности температур $\Delta T = T_e - T_p$ поток тепла от электронного газа к протонному уравнивается потоком тепла, уносимого быстрыми протонами в межзвездное пространство. Другие факторы охлаждения протонного газа несут существенны, поскольку протоны при $T_p = 10^6$ практически не ионизуют и не возбуждают атомов короны.

Энергия, передаваемая в 1 см^3 за 1 сек от электронов к протонам [19]

$$E_{ep} = Z_{ep} \bar{a} \frac{3}{2} k \Delta T, \quad (22)$$

где

$$Z_{ep} = \frac{2n_e w_e}{V \pi \lambda_e} = \frac{V \sqrt{2} n_e w_e}{V \pi \lambda_g}$$

— число столкновений в 1 см^3 за 1 сек] между электронами и протонами,

λ_e и $\lambda_g = \frac{\lambda_e}{V \sqrt{2}}$ — длины свободных пробегов электронов и протонов

соответственно; $\bar{a} \approx \frac{2m_e}{m_H} = 10^{-3}$ — средняя доля передаваемой энергии.

Энергия, уносимая из 1 см^3 за 1 сек вылетающими протонами,

$$Z_p W \Phi(x_0) \frac{1}{2} m_H v_\infty^2$$

(мы заменяем среднюю скорость улетающих частиц параболической, так как с увеличением скорости число протонов быстро падает, если параболическая скорость не слишком близка к термической). Однако часть этой энергии, идущая на преодоление сопротивления, остается в короне.

Поэтому для оценки чистой потери энергии на 1 см³ короны примем вместо v_{∞}^2 значение квадрата параболической скорости на $3 R_{\odot}$

$$v_{3R}^2 = 6.5 \cdot 10^{14} \cdot 2 (1 - \beta),$$

где сопротивление уже мало. Этим как бы предполагается, что каждый протон тратит энергию, требуемую для подъема до $3 R_{\odot}$, только на преодоление сопротивления, а дальше — только на преодоление гравитации без сопротивления.

Поскольку потеря энергии на преодоление сопротивления больше, чем на преодоление гравитации, и часть энергии улетающих протонов идет на нагрев короны за $3 R_{\odot}$, ошибка от такого допущения не должна быть велика.

Взамен улетающих быстрых частиц из нижних слоев короны приходят другие с квадратом средней скорости $\bar{v}^2 = \frac{3kT}{m_H} = 2.5 \cdot 10^{14}$. Окончательно потеря энергии протонами в 1 см³ за 1 сек

$$E_p = Z_p W \Phi(x_0) \frac{1}{2} m_H (v_{3R}^2 - \bar{v}^2). \tag{23}$$

Условие стационарности

$$Z_{ep} \bar{a} \frac{3}{2} k \Delta T = Z_p W \Phi(x_0) \frac{1}{2} m_H (v_{3R}^2 - \bar{v}^2),$$

откуда, используя (12) с принятыми выше значениями величин, имеем

$$\Delta T = 1.5 \cdot 10^7 \Phi(x_0). \tag{24}$$

Важно заметить, что ΔT зависит от плотности только через $\Phi(x_0)$.

Для определения физических условий во внешней короне мы имеем систему четырех уравнений: (7), дающее табл. 1, (8), (16), (24) с неизвестными функциями от $R - \beta$, T_p , T_e , $\Phi(x_0)$ и пятое, дифференциальное, для перехода к другим значениям R — обобщение (15):

$$dv^2 = - \left[1.28 \cdot 10^{13} \frac{n}{v^2} + 10.96 (1 - \beta) \cdot 10^4 \left(\frac{R_{\odot}}{R} \right)^2 \right] dR. \tag{25}$$

Результаты численного решения системы даны в табл. 3.

Т а б л и ц а 3
Строение и диссипация неизотермической короны

$R/R_{\odot}$	β	$T_p \times 10^{-5}$	$T_e \times 10^{-5}$	$v_{\infty}^2 \times 10^{-14}$	$\Phi(x_0)$	$N \times 10^{32}$
3.0	0.55	6.25	7.65	5.9	$9 \cdot 10^{-3}$	11.2
2.75	0.532	6.91	7.81	7.06	$6 \cdot 10^{-3}$	13.0
2.50	0.515	7.44	7.89	8.51	$3 \cdot 10^{-3}$	13.5
2.25	0.508	8.53	8.79	10.56	$1.7 \cdot 10^{-3}$	20.3
2.00	0.503	10.0	10.16	13.39	$1.1 \cdot 10^{-3}$	32.2
1.75	0.500	11.4	11.4	17.6	$3.3 \cdot 10^{-4}$	30.4
1.50	0.500	11.9	11.9	24.2	$2 \cdot 10^{-5}$	7.5
1.25	0.500	11.0	11.0	35.5	$2 \cdot 10^{-8}$	0.075

1.3 · 10³⁴

Числа таблицы внутренне согласованы, однако их точность зависит от принятых значений внешних параметров. При изменении последних результаты также изменяются, но соотношение между данными для разных R в общем сохранится.

Используя данные таблицы, находим диссипацию короны методом, аналогичным использованному выше (N). Общее число атомов, улетающих из короны за 1 сек, равно $1.3 \cdot 10^{34}$, что составляет $2.1 \cdot 10^{10}$ г/сек, или $6.7 \cdot 10^{17}$ г/год. За 10^{10} лет улетит одна трехсоттысячная массы Солнца — величина, не имеющая космогонического значения. Рассмотрение таблицы показывает, что к границам короны β и ΔT растут, а Φ и N меняются медленно, эффективный слой отлета протонов понизился. Наличие магнитного поля, а возможно, что слабое поле во внешней короне есть, может только замедлить отлет частиц, т. е. уменьшить N и ΔT , а β приблизить к 0.5.

Учет наличия в короне других элементов, увеличивающих средний молекулярный вес, соответственно увеличит β и, пропорционально, T_e и T_p .

До сих пор мы не учитывали теплопроводность. Объясняется это, во-первых, невозможностью учесть ее более или менее строго, так как тогда нужно иметь условие теплового баланса для электронного газа, что требует знания неизвестной мощности источников нагрева электронного газа; во-вторых, тем, что теплопроводность несколько затушевывает роль факторов, учитывавшихся прежде, не изменяя их качественно.

Рассмотрим в общих чертах влияние теплопроводности. По известной формуле плотность потока тепла $F = -\gamma \frac{dT}{dR}$, где коэффициент теплопроводности $\gamma = \frac{1}{3} kn\bar{\lambda}\bar{v}$; $\bar{\lambda}\bar{v}$ — усредненное по v значение произведения длины свободного пробега $\lambda(v)$ на скорость. Учитывая только сильные отклонения при взаимодействии с ионами, Росселанд [20] получил для верхнего предела коэффициента теплопроводности ионизованной материи выражение

$$\gamma = \frac{16}{Ze^4} \left(\frac{2k^7 T^5}{\pi^3 m} \right)^{1/2},$$

где Z — средняя степень ионизации. Однако в расчет Росселанда нужно внести существенные изменения. Для теплопроводности существенны быстрые частицы. Длину свободного пробега частиц, движущихся со скоростью больше тепловой, определяют не близкие столкновения, а далекие, слабые взаимодействия, причем увеличение торможения определяется множителем $\ln \frac{3}{2} \frac{(kT_e)^{3/2}}{V \pi e^3 V n}$, равным 23 в условиях внешней короны. Таким образом, λ , а следовательно, и γ уменьшаются в 23 раза.

В результате находим для электронной теплопроводности $\gamma_e \approx 8 \cdot 10^8$ и для протонной $\gamma_p \approx 2 \cdot 10^7$.

Сравним плотность потока энергии при $R = 2 R_\odot$ вследствие протонной теплопроводности при полученном нами распределении темпе-

ратур с потерей энергии короной над 1 см^2 указанной сферы вследствие диссипации протонов. Положим $\frac{dT_p}{dR} = -8 \cdot 10^{-6}$, тогда $F = 160 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ С 1 см^2 улетает примерно $1.2 \cdot 10^{11}$ протонов/сек. Каждый из них уносит избыточную над тепловой энергию $\approx 5 \cdot 10^{-10}$ эрга. Следовательно, всего уносится около $60 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Потоки оказываются одного порядка.

Для электронов F значительно больше, а так как их диссипация в целом такая же, теплопроводность должна нагревать внешнюю корону, и равновесие установится при более высокой температуре, когда градиент T уменьшится, а рассеяние увеличится. Поскольку диссипация сильно зависит от T , последняя изменится незначительно, тем более что часть теплового потока проходит дальше $3 R_\odot$, восполняя потери на диссипацию из самых внешних частей короны. Повышение T_e из-за теплопроводности будет больше, чем повышение T_p , так что появятся разность электронной и протонной температур и поток энергии от электронов к протонам.

Ранее мы получили T_e из наблюдаемого градиента электронной концентрации. Превышение потока тепла над потерями может быть объяснено тем, что диссипация несколько (но не на много) больше вычисленной, или тем, что принятое распределение плотности (являющееся грубо усредненным приближением к действительности) противоречит физическим законам (в пределах точности наших расчетов) и не может осуществиться в какой-либо области реальной короны без небольшого изменения.

Качественно все особенности табл. 3 — падение T_e и T_p и рост $T_e - T_p$ к границам короны — сохранятся, но градиенты температур и разность $T_e - T_p$ будут меньше.

В заключение определим, какое увеличение диссипации совместимо с рассмотренными механизмами передачи энергии.

Допустим, что диссипация короны увеличилась на два порядка, т. е. из столба над 1 см^2 сферы $2 R_\odot$ вылетает $1.2 \cdot 10^{13}$ протонов в 1 сек. Они уносят энергию $7.6 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^2 \text{ сек.}$ Эта энергия должна компенсироваться теплопроводностью или передачей тепла от электронов к протонам. Оценим, какое понижение температуры протонного газа может создать такой поток энергии. В случае теплопроводности $F = -\gamma \frac{dT}{dR}$, откуда имеем $-\frac{dT}{dR} = \frac{F}{\gamma} = \frac{6 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^7} = 3 \cdot 10^{-4}$.

Трудно допустить, что такой градиент будет на расстоянии меньше, чем $3.5 \cdot 10^9$ ($0.05 R_\odot$), поскольку речь идет о направлении, в котором диффузия и теплопередача происходят свободно. Понижение температуры в этом случае $\Delta T = \frac{dT}{dR} \Delta R = 10^6$, что явно абсурдно.

В случае второго механизма компенсации понижение температуры определяется формулой (24) или ей подобной и приводит к еще более абсурдному результату. Таким образом, диссипация может превышать вычисленную не больше чем в несколько десятков раз.

Литература

1. С. Allen. M. N. **106**, 137, 1946.
 2. И. С. Шкловский. АЖ **25**, 145, 1948.
 3. И. С. Шкловский. Докторская диссертация. МГУ, 1949.
 4. M. Waldmeier. Mitt. d. Aarg. Ges. **22**, 1945; 151, 1947.
 5. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. **21**, 109, 1942; **22**, 18, 1942; **21**, 120, 1942; **20**, 195, 1940.
 6. Е. Я. Бугославская. Докторская диссертация. МГУ, 1948.
 7. E. Milne. Trans Cambr. Phil. Soc. **82**, 83, 1923.
 8. В. А. Крат. ДАН СССР **55**, 207, 1947.
 9. H. Van de Hulst. Ap. J. **105**, 471, 1947.
 10. Н. А. Капцов. Электрические явления в газах. 1947.
 11. И. С. Шкловский. АЖ **22**, 81, 1945.
 12. А. Б. Северный. АЖ **14**, № 2, 1, 1939.
 13. С. Б. Пикельнер. Известия Крымской астрофизической обсерватории **3**, 55, 1948.
 14. О. А. Мельников. АЖ **24**, 73, 1947.
 15. И. С. Шкловский. АЖ **24**, 25, 1947.
 16. H. Alfven. M. N. **107**, 211, 1947.
 17. V and. Nature **151**, 728, 1943.
 18. T. Gold. M. N. **109**, 115, 1949.
 19. А. Энгель и М. Штеенбек. Физика и техника электрического разряда в газах, т. I, стр. 240, 1935.
 20. С. Росселанд. Астрофизика на основе теории атома, стр. 51, ОНТИ, 1936.
-

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ В СПЕКТРАХ НЕКОТОРЫХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗВЕЗД

И. П. Доброправин

Распределение энергии в спектрах β Pegasi, ρ Persei и α Herculis исследовалось в пределах $4000 < \lambda < 8000 \text{ \AA}$ по спектрограммам, полученным академиком Г. А. Шайном и автором в Симеизе в 1936—1939 гг. Непрерывный спектр этих звезд, «восстановленный» проведением плавной кривой через точки максимальной интенсивности, сравнивался со спектром α Arietis. Зависимость разностей логарифмов интенсивностей наблюдаемой звезды и α Arietis от $1/\lambda$ резко уклоняется от прямолинейной, соответствующей излучению обеих звезд по закону Планка. Кривая наблюдаемых отклонений от прямой хорошо повторяет кривую интенсивности полос окиси титана; очевидно, что поглощение в полосах молекулы окиси титана сильно понижает интенсивность излучения по всему спектру, в том числе и в точках, имеющих наибольшую наблюдаемую интенсивность.

Учет понижения яркости этого «условного» непрерывного спектра показывает, что изменение температуры звезды от 3000 до 2500° вызовет уменьшение визуальной яркости звезды на 3.7 зв. в., фотографической яркости на 3.2 зв. в. при уменьшении болометрической яркости всего на 0.8 зв. в.

На основании опубликованных материалов других авторов можно предварительно проследить постепенное закономерное увеличение отклонений зависимости $\Delta \log I_\lambda$ от $1/\lambda$ от прямолинейной при переходе от звезд класса F к звездам класса M (звезда сравнения класса A0).

Изучение распределения энергии в непрерывном спектре звезд, как относительного по сравнению с какой-либо стандартной звездой (чаще всего со звездами класса A0), так и абсолютного, по сравнению с лабораторным источником излучения с известной температурой, является одной из основных задач звездной спектrophотометрии. В большинстве случаев такие исследования имеют конечной целью установление так называемой цветовой температуры звезды, одного из важных параметров ее физического состояния.

При всех работах по определению цветových температур звезд, естественно, необходимо предполагать, что в рассматриваемой области спектра звезда излучает, хотя бы приближенно, как абсолютно черное или серое

тело, иначе понятие цветовой температуры теряет смысл. Существенно и еще одно условие: точки в спектре звезды, выбранные для сравнения интенсивностей излучения ее и стандартного источника излучения, должны быть достаточно свободны от линий поглощения, блендирующихся друг с другом при данной разрешающей силе спектрального прибора. Это второе условие будет невыполнимо в том случае, когда имеет место сильное физическое блендирование, т. е. крылья широких линий поглощения взаимно перекрываются, и непрерывный спектр в строгом смысле слова перестает существовать, что становится все более заметным при переходе к поздним спектральным классам.

Предположение, что звезда излучает как абсолютно черное тело, имеет весьма приближенный характер. Хотя Беккер [1] в своем обзоре результатов спектрофотометрических работ так формулирует общий вывод: «Энергия, излучаемая звездами, кроме ультрафиолетовой части спектра, хорошо представляется Планковской кривой», однако вывод этот имеет весьма ограниченное значение, так как даже для звезд ранних спектральных классов наблюдаются существенные отклонения от закона излучения черного тела. Положение становится еще более сложным в случае звезд поздних спектральных классов. В статье, посвященной вопросу о звездных температурах, Паннекук [2] пишет по поводу распределения энергии в спектрах звезд при температурах 3000—4000° (стр. 492): «Здесь есть и другой источник неопределенности. Сомнительно, чтобы при таких низких температурах мы могли пользоваться «сглаженной» формулой для коэффициента поглощения там, где он зависит только от ионизации небольших количеств натрия и калия. Даже если бы мы могли наблюдать и измерять непрерывный спектр, его градиент давал бы сведения скорее об изменении коэффициента поглощения, чем о температуре звезды. Но хорошо известно, что, вследствие огромного числа линий поглощения, составляющих в основном молекулярные полосы, понижение непрерывного спектра находится вне всякого сомнения. Поэтому для таких низкотемпературных звезд градиент видимого спектра, наблюдаемого современными средствами, не может дать реального значения температуры».

Хотя по современным представлениям коэффициент непрерывного поглощения при низких температурах определяется не ионизацией натрия и калия, а поглощением радиации отрицательными ионами водорода, все остальное в приведенном высказывании Паннекука сохраняет свою силу. Даже более того — непрерывный спектр у низкотемпературных звезд, вероятно, невозможно наблюдать не только современными средствами, но невозможно вообще, так как у этих звезд должно быть велико физическое блендирование, крылья соседних линий уже взаимно перекрываются, [и непрерывный спектр, в собственном смысле слова, просто не существует.

При этом нужно отметить, что приходится рассматривать вопрос об излучении газа, имеющего резко переменный коэффициент поглощения

как по длине волны, так и по глубине вследствие сильной зависимости числа молекул от температуры газа. Таким образом, само понятие непрерывного спектра для низкотемпературных звезд, атмосфера которых богата молекулами, в известной степени теряет смысл, а исследование распределения энергии в их спектре становится задачей, исключительно сложной, но представляющей большой наблюдательный и теоретический интерес.

Интересно в связи с этим отметить замечание Брилли [3], что: «Форма кривой излучения, с ее отклонениями от кривой излучения черного тела, представляет собой некоторую характеристику фотосферических слоев звезды, и можно ожидать ее связи с основными параметрами звезды: абсолютной яркостью, массой, плотностью . . .»

Большинство авторов, исследовавших распределение энергии в спектрах звезд, ограничивается для низкотемпературных звезд лишь указанием, что отклонения от планковского закона излучения очень велики, и нет возможности приписать этим звездам сколько-нибудь уверенно определенную цветовую температуру. Однако характер наблюдаемых отклонений до настоящего времени изучен очень мало.

Так, Шайн [4] в статье об эмиссионных линиях в спектрах долгопериодических переменных звезд указывает (стр. 79), что отношение яркости спектра в области около $H\delta$ к яркости области спектра около $H\gamma$ ($H\delta:H\gamma$) растет у долгопериодических переменных звезд при переходе к более поздним спектральным подразделениям, а у α Ceti в фазах, далеких от максимума яркости, спектр около $H\delta$ даже ярче, чем около $H\gamma$, что находится в полном противоречии с законом Планка. На ту же депрессию в спектре, переходящую даже в своего рода инверсию у звезд поздних подразделений класса М, указывается и в работе Шайна и Газе [5].

Аналогичное замечание делает в одной из своих работ и Беккер [6]. Указывая на уменьшение показателя цвета для звезд поздних подразделений класса М, Беккер делает вывод, что возрастающие отклонения кривой излучения звезды от закона излучения черного тела оказывают большее влияние на величину показателя цвета, чем температурное изменение кривой. Он приписывает это сильному селективному поглощению в атмосферах звезд для длинноволновой части спектра.

Яркое доказательство наличия сильного поглощения в сине-фиолетовой области спектра звезд класса N дано в работе Шайна и Струве [7]; показано, что поглощение весьма значительно и связано с изменением общего характера спектра в этой области, в частности, с очень сильным уменьшением ширины спектральных линий, особенно заметным у линий H и $K\ Ca^+$.

Меррилл [8] отмечает, что у долгопериодических переменных падение интенсивности в сторону коротких волн в значительной степени компенсируется уменьшением поглощения света в молекулярных полосах при переходе к более коротковолновой части спектра. В отдельных случаях, например у R Leonis в периоды ее малой яркости, наиболее яркой может

оказаться область спектра между $4000 - 4226 \text{ \AA}$ с плоским максимумом около $4050 - 4100 \text{ \AA}$.

Из приведенных выше замечаний видно, что совершенно специфическое распределение энергии в спектрах низкотемпературных звезд отмечалось многими авторами, но не было опубликовано сколько-нибудь систематического исследования этих отклонений. Между тем, изучение общего характера распределения энергии в спектре низкотемпературных звезд является необходимой ступенью в изучении других вопросов, например: интенсивности линий в их спектрах, интенсивности полос поглощения молекул и т. д. Задачей настоящей работы и является изучение распределения энергии в спектрах трех низкотемпературных звезд.

Наблюдения, послужившие материалом для настоящей работы, производились в 1936—1940 гг. академиком Шайном совместно с автором, на $40''$ рефлекторе Симеизской обсерватории. Использовался однопризмный спектрограф с «длинной» камерой (фок. = 760 мм).

Цель работы — изучение распределения энергии в спектрах низкотемпературных звезд и, в дальнейшем, изучение соотношения интенсивностей поглощения в различных полосах молекулы окиси титана. К сожалению, в период войны и блокады Ленинграда погибла значительная часть обработанного материала, а также серия спектрограмм, полученных в 1940 г., поэтому мы вынуждены ограничиться пока только первой частью задачи — исследованием распределения энергии в спектрах трех звезд, основываясь на сохранившейся части материала. Нам кажется, что полученные результаты представляют некоторый интерес, несмотря на незначительный объем использованного материала.

Список спектрограмм, использованных в настоящей работе, приведен в табл. 1.

Дисперсия спектрографа была равна:

$$\begin{aligned} 26.5 \text{ \AA/мм при } \lambda &= 4000; \\ 61 \text{ \AA/мм при } \lambda &= 5000; \\ 214 \text{ \AA/мм при } \lambda &= 7500. \end{aligned}$$

Интересно отметить одну особенность спектрограмм, снятых в 1936 г. Для получения в хорошем фокусе возможно большей части спектра, по мысли Шайна, была сконструирована особая кассета, дающая возможность фотографировать спектр одновременно на двух кусках фотопластинок: обычной, для области до $5000 \text{ \AA}$, и на панхроматической или инфракрасной, для больших длин волн. При этом кусок «красной» пластинки находился несколько в иной плоскости, чем обычная пластинка, в соответствии с фокальной кривой спектрографа. К сожалению, в 1938—1939 гг. эта методика не применялась, и фотографирование производилось только на панхроматических пластинках, чувствительных примерно до $6800 \text{ \AA}$. Между тем, как выяснилось в дальнейшем, было исключительно важно фотографирование спектра до $7500 \text{ \AA}$.

Список спектрограмм

Дата	Звезда	$F(z)$	Сорт фотопластинок	Область спектра, Å
1936 г. 15/IX	α Herculis β Pegasi α Arietis ρ Persei	1.288 1.068 1.118 1.050	Imperial 1200 + Hypersensitive Panchromatic + Agfa 730	4000—8000 4000—8000 4000—7800 4000—8000
19/IX	β Pegasi α Arietis ρ Persei	1.140 1.077 1.010	Imperial 1200 + Hypersensitive Panchromatic + Agfa 730	4000—7550 4000—7550 4000—7550
21/IX	β Pegasi α Arietis ρ Persei	1.049 1.151 1.082	Imperial 1200 + Hypersensitive Panchromatic + Agfa 730	4000—7550 3900—7700 {4000—4500 7250—7550
23/IX	α Herculis α Arietis	1.312 1.081	Imperial 1200 + Hypersensitive Panchromatic + Agfa 730	3900—7600 3900—7600
1938 г. 29/IX	α Arietis β Arietis	1.108 1.189	Hypersensitive Panchromatic	3900—6900 3900—6900
3/X	α Arietis β Arietis	1.196 1.277	Hypersensitive Panchromatic	4000—6900 4000—6700
19/X	α Arietis β Arietis ρ Persei	1.128 1.205 1.022	Hypersensitive Panchromatic	3950—7000 3900—6750 4200—7000
1939 г. 6/VIII	α Herculis β Pegasi β Arietis α Arietis	1.343 1.044 1.341 1.279	Astra IX (Ilford)	4050—6450 4050—6450 3900—6400 3900—6500
11/IX	α Herculis β Pegasi β Arietis α Arietis	1.300 1.044 1.180 1.184	Astra III (Ilford)	4400—6800 4200—6700 4000—6100 4200—6800
14/IX	α Herculis β Pegasi β Arietis α Arietis ρ Persei	1.300 1.050 1.180 1.180 1.050	Astra III (Ilford)	4250—6600 4300—6600 4250—6600 4250—6600 4350—6600

Калибровка негативов производилась фотографированием спектра искусственного источника света со ступенчатой щелью.

При фотографировании спектров звезд бралась довольно широкая щель (максимально до 0.060 мм).

Программа наблюдений, определившаяся после ряда проб, включала 3 звезды класса M:

β Pegasi — спектр M 2; абс. ярк. — 0.4
 ρ Persei — » M 4 » » — 0.7
 α Herculis — » M 5 » » — 2.1

и как звезду сравнения

α Arietis — спектр К 2, абс. ярк. + 0.1.

В дальнейшем, в 1938 — 1939 гг. в программу была дополнительно включена

β Arietis — спектр А 5,

но переход к фотографированию только на панхроматических пластинках, без инфракрасных, к сожалению, лишил возможности провести сравнение и с этой звездой во всей интересующей области спектра.

Полученные спектрограммы в дальнейшем обрабатывались при помощи регистрирующего микрофотометра. Так как первой задачей было исследование распределения энергии в непрерывном спектре звезд, непрерывный спектр «восстанавливался» проведением плавной кривой через наиболее высокие точки микрофотограммы, считая, что они являются «остатками» непрерывного спектра. Далее, с этой кривой снимались отсчеты почернения в точках через 50 Å в области 3900—5100 Å, через 100 Å—до 6200 Å, затем, до предела сфотографированной области спектра, — снова через 50 Å.

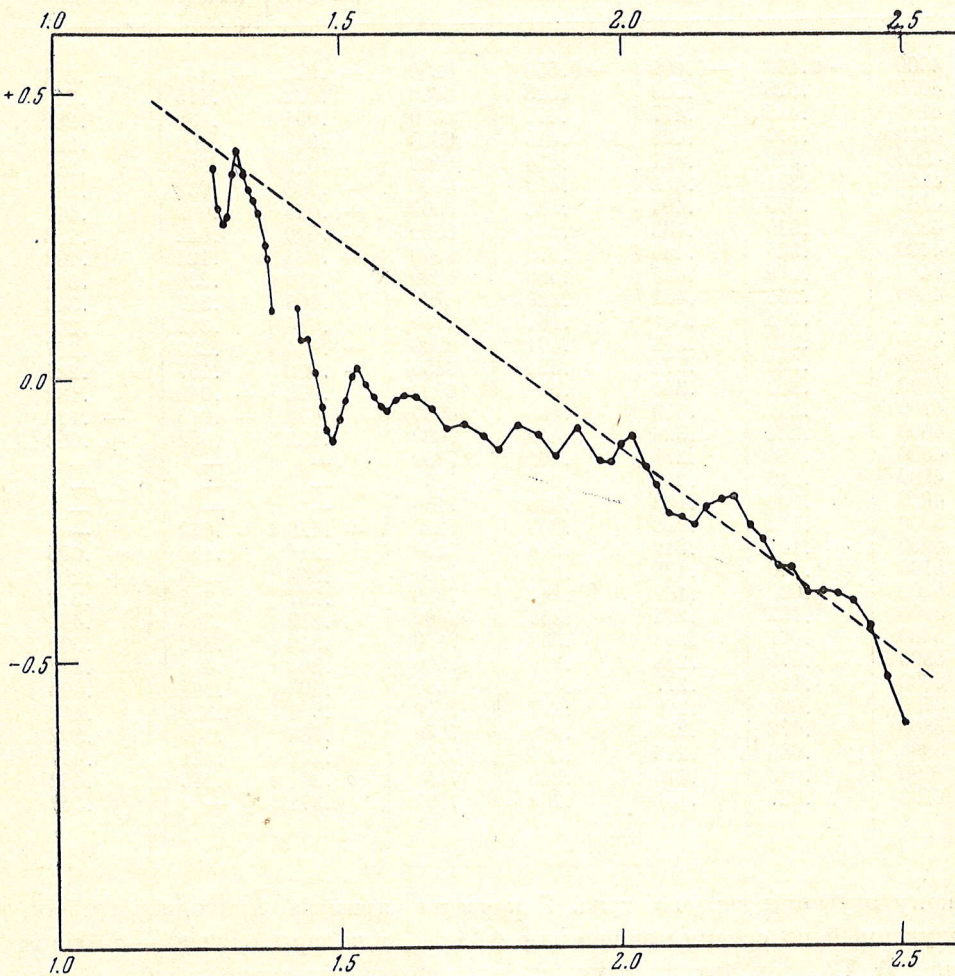
Шкала длин волн на микрофотограммах строилась по наиболее интенсивным линиям в спектре звезды, по головам полос окиси титана, а в инфракрасной области опорными точками служили теллурические полосы А и В.

Полученные значения отсчетов почернения переводились в интенсивности обычным методом при помощи характеристических кривых; для того чтобы избежать «скачков» при переходе от одной характеристической кривой к соседней, условная интенсивность излучения в каждой точке спектра находилась по двум смежным характеристическим кривым, и из двух полученных значений бралось среднее, причем веса принимались обратно-пропорциональными разностям длин волн рассматриваемой точки и точек, для которых построены характеристические кривые.

Полученные интенсивности в дальнейшем приводились к зениту, исправлялись за атмосферное поглощение. Учет атмосферного поглощения производился по таблицам Смитсоновского института [9], приведенным к высоте обсерватории над уровнем моря (350 м). Такой приближенный учет атмосферного поглощения не мог внести значительных ошибок, так как, как видно из табл. 1, разности зенитных расстояний наблюдаемых звезд всегда были малы. Кроме того, как видно из дальнейшего, главное внимание уделялось не значению спектрофотометрического градиента для данной звезды, а отклонениям наблюдаемого распределения энергии в ее спектре от того распределения, которое наблюдалось бы, если бы излучение звезды следовало закону Планка. На величину этих отклонений не вполне точный учет атмосферного поглощения не мог оказать влияния.

Из исправленных интенсивностей образовывались для каждой длины волны разности логарифмов ($\log I_\lambda$), для исследуемой звезды и для звезды сравнения — α Arietis и β Arietis ($\Delta \log I_\lambda$).

Полученные для данной пары звезд по наблюдениям в разные дни значения $\Delta \log I_\lambda$ затем усреднялись; в зависимости от уверенности сравнения данного дня (качество спектрограмм и т. д.) отдельным значениям был приписан вес $1/2$. Полученные средние величины $\Delta \log I_\lambda$ приведены в табл. 2.



Фиг. 4. Разности логарифмов интенсивностей в спектрах β Persei минус α Arietis. По оси абсцисс отложены $1/\lambda$ — (в μ^{-1}), по оси ординат $\Delta \log I_\lambda$. Пунктирная прямая проведена через точки $\lambda = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7500 \text{ \AA}$.

В дальнейшем рассматриваются разности $\Delta \log I_\lambda$ каждой из звезд и α Arietis; сравнения с β Arietis, не охватывающие всей области спектра, использовались лишь в качестве дополнительного материала.

Построение графика зависимости $\Delta \log I_\lambda$ данной звезды и α Arietis от $1/\lambda$, как и следовало ожидать, не дало прямых, соответствующих

Разности логарифмов интенсивностей данной звезды и звезды сравнения

$$\Delta \log I_{\lambda} = \log I_{*\lambda} - \log I_{0\lambda}$$

А. Сравнения с α Arietis

λ	Звезда			λ	Звезда		
	β Pegasi	ρ Persei	α Herculis		β Pegasi	ρ Persei	α Herculis
4000	-0.609	-0.609	-0.558	6200	- .022	- .145	- .301
4050	.525	.589	.523	6250	.032	.115	.316
4100	.435	.477	.470	6300	.054	.137	.289
4150	.390	.428	.415	6350	.047	.100	.258
4200	.376	.461	.434	6400	.029	.095	.231
4250	.371	.482	.477	6450	- .003	.032	.206
4300	.375	.494	.533	6500	+ .025	.069	.117
4350	.330	.433	.533	6550	+ .009	.042	.158
4400	.325	.444	.575	6600	- .034	.125	.192
4450	.279	.425	.586	6650	.069	.236	.304
4500	.253	.421	.620	6700	.109	.317	.343
4550	.205	.381	.601	6750	.084	.312	.289
4600	.210	.358	.601	6800	- .044	.230	.257
4650	.222	.374	.584	6850	+ .022	.157	.224
4700	.253	.340	.520	6900	.078	+ .049	.132
4750	.241	.319	.466	6950	.074	+ .016	- .120
4800	.234	.326	.419	7000	.132	.052	+ .068
4850	.184	.271	.364	7050	-	-	-
4900	.150	.248	.299	7100	-	-	-
4950	.099	.188	.228	7150	-	-	-
5000	.112	.218	.265	7200	+ .126	+ .052	-
5050	.146	.216	.244	7250	.214	.170	- .005
5100	.140	.195	.224	7300	.244	.229	+ .200
5200	.080	.189	.242	7350	.297	.307	.318
5300	.132	.274	.358	7400	.319	.346	.468
5400	.091	.253	.388	7450	.340	.387	.500
5500	.079	.242	.397	7500	.364	.414	.537
5600	.124	.277	.419	7550	.406	.364	.593
5700	.098	.256	.397	7600	.368	.335	.412
5800	.078	.234	.401	7650	.284	.251	.392
5900	.086	.213	.365	7700	.272	.221	.407
6000	.046	.176	.345	7750	.301	.245	.452
6100	.027	.151	.269	7800	.371	-	.547

закону изучения черного тела. В качестве примера приводим график, полученный по средним значениям $\Delta \log I_{\lambda}$, для пары ρ Persei — α Arietis (фиг. 1). Во всех других случаях были получены такие же более или менее сложные кривые, интерпретация которых и взаимное сравнение было далеко не легким делом.

Большое различие получаемых кривых обуславливается, как легко видеть, одновременным влиянием двух эффектов:

а) изменением общего наклона кривой, определяемого разностью обратных величин цветовых температур исследуемой звезды и звезды сравнения $\left(\frac{1}{T_*} - \frac{1}{T_0}\right)$, и

Б. Сравнения с β Arietis

λ	Звезда				λ	Звезда			
	β Pegasi	ρ Persei	α Herculis	α Arietis		β Pegasi	ρ Persei	α Herculis	α Arietis
4000	—	—	—	—0.089	5300	+0.230	+0.138	+0.229	+0.550
4050	—0.666	—	—0.476	— .012	5400	.283	.182	.195	.573
4100	.555	—	.449	+ .017	5500	.307	.198	.168	.578
4150	.525	—	.383	.015	5600	.278	.216	.161	.615
4200	.508	—0.678	.425	.012	5700	.330	.218	.174	.614
4250	.445	.633	.447	.109	5800	.322	.252	.197	.632
4300	.364	.528	.418	.181	5900	.373	.252	.282	.667
4350	.277	.406	.385	.185	6000	.430	.292	.308	.669
4400	.307	.399	.449	.216	6100	.454	.355	.368	.668
4450	.270	.378	.441	.244	6200	.389	.353	—	.665
4500	.193	.351	.407	.283	6250	.478	.397	—	.683
4550	.159	.303	.420	.272	6300	.413	.399	—	.679
4600	.125	.258	.400	.292	6350	.561	.410	—	.684
4650	.118	.250	.368	.314	6400	.505	.526	—	.724
4700	.111	.209	.330	.328	6450	—	.471	—	.708
4750	.098	.162	.294	.343	6500	.590	.478	—	.736
4800	— .034	.115	.186	.372	6550	—	—	—	.775
4850	+ .040	.068	— .072	.414	6600	—	.544	—	.773
4900	.085	.031	+ .007	.422	6650	—	—	—	.798
4950	.108	— .004	.078	.413	6700	—	—	—	.833
5000	.099	+ .069	.094	.429	6750	—	—	—	.858
5050	.070	.120	.118	.446	6800	—	—	—	.827
5100	.084	.116	.145	.438	6850	—	—	—	.867
5200	.155	.105	.214	.460	6900	—	—	—	.747

б) изменением отклонений наблюдаемых значений $\Delta \log I_\lambda$ от прямой, соответствующей, по закону Планка, данной разности цветовых температур.

В первую очередь представлялось интересным разделить эти два фактора.

Ряд опубликованных материалов, а также снимки спектра окиси титана в вольтовой дуге, полученные автором в лабораториях Государственного оптического института в Ленинграде и Научно-исследовательского физического института Ленинградского государственного университета в 1935—1940 гг., показывали, что полосы окиси титана практически отсутствуют в области спектра в коротковолновую сторону от 4200 Å. С другой стороны, они очень слабы и в инфракрасной области, около $\lambda = 7500$ Å. Можно считать, что соответствующие участки спектра и у звезд менее искажены поглощением, вызываемым молекулой окиси титана, чем другие области спектра. Для выделения первого, температурного, эффекта было решено проводить прямую через точки $\lambda = 4100$ Å и $\lambda = 7500$ Å. Во избежание сильного влияния отдельных, случайных погрешностей измерений в этих точках при вычислении соответствующих прямых брались средние значения $\Delta \log I_\lambda$: в первом случае из

величин для $\lambda\lambda=4050$; 4100 и 4150 Å, а во втором — 7450; 7500 и 7550 Å. Эти средние величины относились соответственно к $1/\lambda = 2.440$ ($= \frac{1}{4100} \times 10^4$) и $1/\lambda = 1.333$ ($= \frac{1}{7500} \times 10^4$).

Как будет видно далее, выбор упомянутых точек в спектре был достаточно обоснован.

Для контроля уверенности проведения такой прямой для данной пары звезд, кроме определения наклона прямой по средним значениям $\Delta \log I_\lambda$ из всех наблюдений, были проделаны определения по отдельным дням в тех случаях, когда это представлялось возможным. Результаты этих определений — величины x (угловые коэффициенты прямых) приведены в табл. 3.

Таблица 3

Угловые коэффициенты редуционных прямых по сравнениям с α Arietis и «формальные температуры» звезд

Звезда	x средний	ϵ_x	$\Delta\Phi$	Φ	T
β Pegasi	—0.741	± 0.042	1.707	5.10	2810°
ρ Persei	.799	.083	1.840	5.23	2740°
α Herculis	.914	.079	2.105	5.50	2600°

Угловые коэффициенты по наблюдениям в отдельные дни

З в е з д а	1 9 3 6 г.			
	15/IX	19/IX	21/IX	23/IX
β Pegasi	—0.781	—0.658	—0.787	—
ρ Persei	.803	.678	.962	—
α Herculis	.870	—	—	—4.016

Как и следовало ожидать, величина x имеет большую вероятную ошибку в случае α Herculis и ρ Persei, чем для β Pegasi, в соответствии с их спектральными классами, развитием полос окиси титана и переменностью яркости звезд. Однако вероятные ошибки углового коэффициента прямой не слишком велики.

Введем понятие «формальная температура», которую мы определим следующим образом. По среднему значению x из сравнения данной звезды и α Arietis находим разность спектрофотометрических градиентов по известному соотношению

$$\Delta\Phi = 2.303 x, \text{ где } 2.303 = \log_e 10.$$

Приняв далее для α Arietis $\Phi = 3.39$, по гриничским определениям [10], и прибавляя соответствующие $\Delta\Phi$, переходим от полученной вели-

чины спектрофотометрического градиента Φ к температуре, которую и назовем «формальной температурой». Полученные таким образом значения температур звезд также приведены в табл. 3. Совершенно очевидно, что этим температурам трудно дать какое-либо иное содержание, кроме чисто формального, но они представляют интерес для дальнейшего.

Вычисляя далее для каждого значения $1/\lambda$ соответствующую точку прямой, проходящей через $1/\lambda = 2.440$ и $1/\lambda = 1.333$, и обозначая полученное значение через $(\Delta \log I_\lambda)_0$, находим разности

$$A(\lambda) = \Delta \log I_\lambda - (\Delta \log I_\lambda)_0,$$

которые, очевидно, являются характеристикой отклонения наблюдаемого относительного распределения энергии в спектре звезды от распределения, следующего из закона Планка, или, по крайней мере, от закона излучения, определяемого соотношением

$$I_\lambda = B(\lambda T) k(\lambda), \quad (*)$$

где $B(\lambda T)$ — функция Планка, а $k(\lambda)$ — некоторая функция только длины волны, не зависящая от температуры.

Величины $A(\lambda)$, полученные таким образом, приведены в табл. 4.

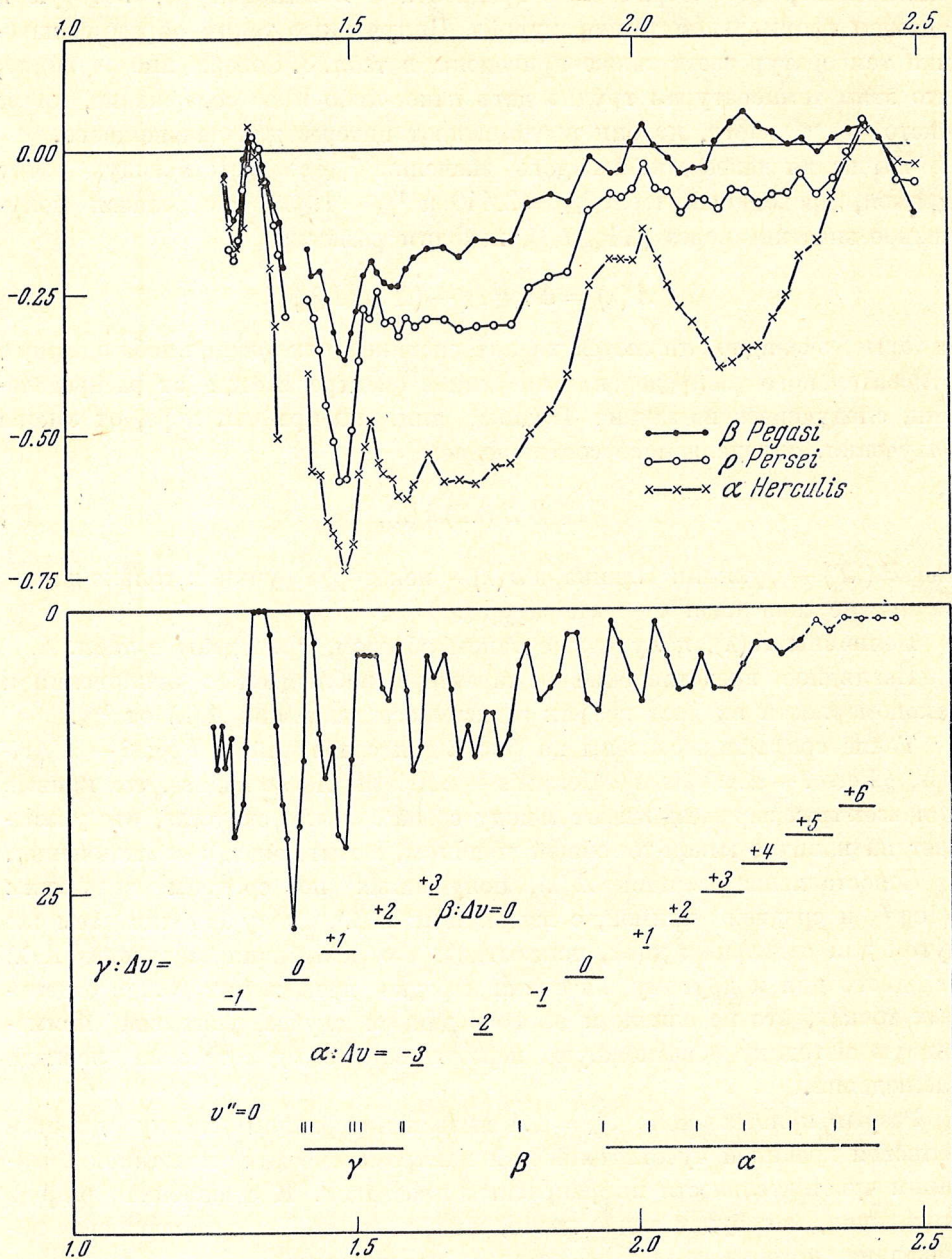
Наглядное представление о характере наблюдаемых отклонений и закономерности их дает график зависимости величины $A(\lambda)$ от $1/\lambda$.

Такие графики построены на фиг. 2 для сравнений β Pegasi — α Arietis, ρ Persei — α Arietis и α Herculis — α Arietis. Легко видеть, что кривые для всех трех пар звезд имеют между собой большое сходство, что указывает на наличие какой-то общей причины, вызывающей эти отклонения.

Сопоставление величин $A(\lambda)$, полученных по средним значениям $\Delta \log I_\lambda$ и средней прямой, с величинами $A(\lambda)$, полученными тем же путем для отдельных дней, показывает, что колебания значений $A(\lambda)$ от одного дня к другому невелики и редко превосходят 0.1 в отдельных точках, что не слишком много в данном случае, учитывая примененную методику и возможную переменность звезд в течение периода наблюдений.

Разрыв кривых около $1/\lambda = 1.4$ вызван интервалом между длинноволновой границей чувствительности панхроматических пластинок и началом чувствительности инфракрасных пластинок. К сожалению, разрыв этот попал, как будет видно далее, на область очень интенсивного поглощения, которая из-за этого осталась неизученной.

Рассмотрение величины отклонений $A(\lambda)$ показывает, что соотношение (*) более общее, чем закон Планка, для изучаемых трех звезд класса М не выполняется, и отклонения увеличиваются при переходе к более поздним спектральным подразделениям. Так, если эти отклонения уже велики у β Pegasi, то у ρ Persei они примерно вдвое, а у α Herculis — в 3—4 раза больше. Подобие же кривых, как отмечалось выше, достаточно хорошо.



Фиг. 2. Вверху — отклонения разностей логарифмов интенсивностей в спектрах звезда минус α Arietis от прямой, проведенной через точки $\lambda = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7500 \text{ \AA}$. Внизу — интенсивность полос молекулы TiO. Горизонтальные штрихи ниже кривой показывают расположение в спектре основных последовательностей полос ($\Delta v = \text{const}$) систем α , β , γ . Вертикальные штрихи внизу соответствуют положению полос, имеющих нормальный нижний колебательный уровень ($v'' = 0$)

Отклонения от редуционных прямых:

 $A(\lambda)$ — по разностям логарифмов интенсивностей звезда — α Arietis; $A(\lambda)$ — величины $A(\lambda)$, редуцированные к разностям звезда — α Lyrae

λ	$1/\lambda$	β Pegasi		ρ Persei		α Herculis		β Andromedae (по Кинле)	
		$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$1/\lambda$	$\overline{A_k(\lambda)}$
4000	2.500	−0.114	−0.114	−0.064	−0.094	−0.034	−0.064	2.524	−0.210
4050	.469	−.053	−.052	−.069	−.068	−.027	−.026	.480	−.021
4100	.439	+ .014	+ .013	+ .019	+ .018	−.002	−.003	.453	+ .016
4150	.410	+ .038	+ .023	+ .045	+ .030	+ .027	+ .012	.416	+ .002
4200	.381	+ .030	+ .021	−.012	−.021	−.019	−.028	.380	+ .003
4250	.353	+ .015	+ .064	−.055	−.008	−.087	−.040	.348	+ .058
4300	.326	−.009	+ .064	−.089	−.016	−.168	−.095	.335	+ .094
4350	.299	+ .016	+ .101	−.049	+ .036	−.193	−.108	.342	+ .125
4400	.273	+ .001	+ .091	−.081	+ .009	−.258	−.168	.294	+ .151
4450	.247	+ .028	+ .130	−.083	+ .019	−.293	−.191	.274	+ .148
4500	.222	+ .036	+ .147	−.099	+ .012	−.350	−.239	.252	+ .224
4550	.198	+ .064	+ .183	−.078	+ .041	−.353	−.234	.236	+ .179
4600	.174	+ .043	+ .168	−.074	+ .051	−.375	−.250	.210	+ .217
4650	.150	+ .013	+ .143	−.109	+ .021	−.380	−.250	.196	+ .216
4700	.128	−.034	+ .097	−.093	+ .038	−.336	−.205	.168	+ .231
4750	.105	−.039	+ .096	−.090	+ .045	−.303	−.168	.155	+ .235
4800	.083	−.048	+ .081	−.115	+ .022	−.276	−.139	.125	+ .210
4850	.062	−.014	+ .123	−.076	+ .061	−.240	−.103	.112	+ .212
4900	.041	+ .004	+ .139	−.070	+ .065	−.195	−.060	.082	+ .203
4950	.020	+ .040	+ .170	−.027	+ .103	−.143	−.013	.068	+ .221
5000	.000	+ .012	+ .133	−.073	+ .048	−.198	−.077	.038	+ .211
5050	1.980	−.037	+ .074	−.087	+ .024	−.195	−.084	.022	+ .213
5100	.961	−.045	+ .054	−.081	+ .018	−.193	−.094	1.994	+ .166
5200	.923	−.013	+ .054	−.106	−.039	−.239	−.172	.974	+ .133
5300	.887	−.092	+ .014	−.219	−.113	−.394	−.288	.925	+ .083
5400	.852	−.077	+ .033	−.226	−.116	−.456	−.346	.874	+ .167
5500	.818	−.090	+ .005	−.242	−.147	−.496	−.401	.821	+ .129
5600	.786	−.159	−.068	−.303	−.212	−.548	−.457	.766	+ .110
5700	.754	−.156	−.061	−.308	−.213	−.555	−.460	.709	+ .121
5800	.724	−.159	−.058	−.310	−.209	−.586	−.485	.654	+ .097
5900	.695	−.188	−.087	−.312	−.211	−.577	−.476	.608	+ .033
6000	.667	−.169	−.071	−.297	−.199	−.582	−.484	.586	+ .021
6100	.639	−.171	−.093	−.294	−.216	−.532	−.454	.556	+ .050
6200	.613	−.185	−.125	−.309	−.249	−.587	−.527	.537	+ .047
6250	.600	−.204	−.149	−.290	−.215	−.615	−.560	.524	+ .062
6300	.587	−.236	−.185	−.322	−.271	−.609	−.558	.510	+ .084
6350	.575	−.238	−.188	−.295	−.245	−.579	−.529	.496	−.008
6400	.562	−.230	−.181	−.300	−.251	−.564	−.515	.482	−.017
6450	.550	−.212	−.162	−.247	−.197	−.550	−.500	.474	−.001
6500	.538	−.193	−.143	−.293	−.243	−.472	−.422	.469	−.017
6550	.527	−.217	−.167	−.275	−.225	−.523	−.473	.460	+ .032
6600	.515	−.279	−.230	−.368	−.319	−.568	−.519	.446	+ .016
6650	.504	−.313	−.266	−.487	−.440	−.690	−.643	.441	+ .009
6700	.492	−.361	−.318	−.578	−.535	−.740	−.697	.432	+ .015
6750	.482	−.344	−.306	−.581	−.543	−.695	−.657	.426	+ .018
6800	.471	−.312	−.278	−.508	−.474	−.674	−.640	.418	+ .026
6850	.460	−.254	−.224	−.443	−.413	−.651	−.621	.412	−.043
6900	.449	−.206	−.180	−.344	−.318	−.569	−.543	.403	−.073
6950	.439	−.218	−.195	−.287	−.264	−.566	−.543	.398	−.080
7000	.429	−.167	−.149	−.259	−.240	−.387	−.369	.389	−.070
7050	.418	—	—	—	—	—	—	.383	−.023
7100	.408	—	—	—	—	—	—	.374	−.013
7150	.399	—	—	—	—	—	—	.368	−.006
7200	.389	−.203	−.201	−.281	−.279	—	—	.360	−.002

Таблица 4 (окончание)

λ	$1/\lambda$	β Pegasi		ρ Persei		α Herculis		β Andromedae (по Кинле)	
		$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$A(\lambda)$	$\overline{A(\lambda)}$	$1/\lambda$	$\overline{A_k(\lambda)}$
7250	1.379	—0.122	—0.122	—0.181	—0.181	—0.506	—0.506	1.354	+0.005
7300	.370	— .099	— .099	— .129	— .129	— .309	— .309	.336	+ .031
7350	.360	— .053	— .052	— .059	— .058	— .200	— .199	.292	— .033
7400	.351	— .038	— .036	— .028	— .026	— .058	— .056	.260	— .046
7450	.342	— .024	— .021	+ .006	+ .009	— .034	— .031	.229	— .057
7500	.333	— .006	— .001	+ .026	+ .031	— .006	— .001	.196	— .072
7550	.324	+ .029	+ .037	— .031	— .023	+ .042	+ .050	.172	— .036
7600	.316	— .015	— .006	— .067	— .058	— .146	— .137		
7650	.307	— .106	— .096	— .158	— .148	— .174	— .164		
7700	.299	— .123	— .114	— .194	— .185	— .167	— .158		
7750	.290	— .101	— .100	— .177	— .176	— .130	— .129		
7800	.282	— .037	— .044	—	—	— .045	— .058		

Следует напомнить, что в данном случае речь идет не об отклонениях фактически наблюдаемого спектра, со всеми поглощениями в полосах, а об отклонениях условного непрерывного спектра, «восстановленного» по наиболее ярким точкам соответствующих спектрограмм. Таким образом, можно сделать вывод, что и эти наиболее яркие точки оказываются в очень большой степени сниженными какими-то причинами.

Представляло интерес сравнить графики значений $A(\lambda)$ с распределением интенсивности полос окиси титана. Ввиду отсутствия данных об интенсивности этих полос в поглощении, пришлось ограничиться данными об их интенсивности в эмиссии, взяв данные из сводной таблицы в работе автора [11] о полосах окиси титана в спектрах звезд. Для этой цели интенсивности полос окиси титана были просуммированы по участкам спектра длиной 50 Å. Результаты подсчетов приведены в табл. 5.

Необходимо иметь в виду, что каждая полоса имеет значительное протяжение по длине волны, и полосы отненены в сторону длинных волн. Для приближенного учета влияния этого обстоятельства были вычислены для каждого участка спектра средние величины из значения ΣI_λ данного участка спектра и соседнего, со стороны коротких волн, взятого с весом $1/2$. Полученные значения $\overline{\Sigma I_\lambda}$ приведены в четвертом столбце табл. 5.

Откладывая теперь значения $\overline{\Sigma I_\lambda}$ по аргументу $1/\lambda$ (для удобства сравнения будем откладывать значения $\overline{\Sigma I_\lambda}$ вниз от нулевой линии), получим кривую, приближенно характеризующую изменение с длиной волны поглощения, обусловленного полосами окиси титана. Кривая эта нанесена также на фиг. 2. Внизу черточками отмечены участки спектра, охватываемые основными последовательностями полос окиси титана ($\Delta\nu = \text{const}$). Из этой кривой, как и из табл. 5, видно, что в областях спектра около $\lambda = 4000 \text{ Å}$ и $\lambda = 7500 \text{ Å}$ интенсивность полос окиси титана мала, что подтверждает еще раз правильность выбора этих точек в качестве основных.

Интенсивность полос окиси титана по лабораторным данным

λ	$1/\lambda$	ΣI	$\overline{\Sigma I}$	λ	$1/\lambda$	ΣI	$\overline{\Sigma I}$
3975	2.516	—	—	6025	1.660	4	4
4025	.484	—	—	6075	.646	7	6
4075	.454	—	(1)*	6125	.632	2	4
4125	.425	—	(1)*	6175	.620	17	12
4175	.395	—	(1)*	6225	.606	13	14
4225	.367	—	(1)*	6275	.594	4	7
4275	.340	—	(2)*	6325	.581	2	3
4325	.312	—	(1)*	6375	.568	11	8
4375	.286	4	3	6425	.556	5	7
4425	.260	4	4	6475	.544	3	4
4475	.235	2	3	6525	.533	4	4
4525	.210	4	3	6575	.521	4	4
4575	.186	6	5	6625	.510	4	4
4625	.162	8	7	6675	.498	18	13
4675	.139	7	7	6725	.487	22	21
4725	.116	2	4	6775	.476	19	20
4775	.094	10	7	6825	.466	8	12
4825	.072	6	7	6875	.454	18	15
4875	.052	3	4	6925	.444	7	11
4925	.030	0	1	6975	.434	1	3
4975	.010	12	8	7025	.424	0	0
5025	1.990	3	6	7075	.413	19	13
5075	.970	3	3	7125	.404	19	19
5125	.952	0	1	7175	.394	33	28
5175	.932	14	9	7225	.384	14	20
5225	.914	5	8	7275	.374	19	17
5275	.896	0	2	7325	.365	5	10
5325	.878	3	2	7375	.356	0	2
5375	.860	7	6	7425	.346	0	0
5425	.844	7	7	7475	.337	0	0
5475	.826	8	8	7525	.328	0	0
5525	.810	0	3	7575	.320	11	7
5575	.794	8	5	7625	.312	12	12
5625	.778	12	11	7675	.303	20	17
5675	.762	13	13	7725	.294	20	20
5725	.746	7	9	7775	.286	6	11
5775	.731	10	9	7825	.278	18	14
5825	.716	15	13	7875	.270	6	10
5875	.702	8	10	7925	.262	18	14
5925	.688	16	13	7975	.254	6	10
5975	.674	3	7				

* В литературе отмечаются очень слабые полосы окиси титана в области 4050—4350 Å без данных об их интенсивности.

Сопоставляя полученную кривую с кривыми для $A(\lambda)$, построенными для β Pegasi, ρ Persei и α Herculis, видим, что общий ход «звездных» кривых и кривой интенсивности полос окиси титана в достаточной степени параллелен. Повторим еще раз, что распределение относится к наиболее ярким точкам в спектре, которые соединялись плавной кривой. Отсюда очевидно, что эти наиболее интенсивные точки спектра уже значительно искажены и, повидимому, в основном именно поглощением в полосах окиси титана. Молекулярное поглощение в атмосфере звезды, как и следовало ожидать, определяет, таким образом, весь характер

спектра низкотемпературных звезд, а не является как бы внешним поглощением, наложенным на непрерывное излучение глубоких слоев звезды.

Обращает на себя внимание сильная депрессия в спектре α Herculis в области с центром около 4600 Å. Как видно из кривой распределения интенсивности полос окиси титана, в этой области полосы еще довольно слабы. Необходимо, повидимому, искать какой-то другой источник поглощения, ответственный за понижение интенсивности спектра α Herculis в этой области.

Недавно Нассау, ван Альбада и Кинан [12] сообщили об обнаружении ими в инфракрасной области спектра звезд спектрального класса M2 — M8, в основном — долгопериодических переменных, новой интенсивной системы молекулярных полос, пока не отождествленных с полосами какой-либо известной молекулы. Это лишний раз указывает, что в атмосферах звезд класса M наряду с доминирующей молекулой окиси титана должны быть очень многочисленны и другие молекулы, обнаружение полос которых затруднено большой интенсивностью полос окиси титана. Возможно, что система полос какой-либо неидентифицированной пока молекулы, одной или даже нескольких, и является причиной депрессии в спектре α Herculis около 4600 Å.

Академик Г. А. Шайн обратил мое внимание на возможную роль отрицательных ионов кислорода (O^-). К сожалению, данные о коэффициенте поглощения этого иона слишком неопределенны (см., например, [13]). Вилдт и Чандрасекар [14] указывают на возможное наличие поглощения ионом O^- в спектре гиганта M2, по сравнению его со спектром карлика того же типа в области $\lambda < 4050 \text{ Å}$, вне изучаемой нами области спектра.

Таким образом, вопрос о причине интенсивного поглощения в области $\lambda = 4600 \text{ Å}$ у α Herculis, а, вероятно, в меньшей степени и у двух других звезд, еще подлежит дальнейшему изучению.

Необходимо выяснить, в какой мере полученные результаты зависят от разрешающей силы спектральной аппаратуры.

Если рассматривать полосы как одно целое, считая каждую из них областью непрерывного поглощения, легко видеть, что даже очень широкая щель, примененная при фотографировании спектров и соответствующая в инфракрасной части спектра полоске шириной до 20 Å, не может вызвать значительного понижения интенсивности спектра, а вызовет лишь смещение точки максимальной «остаточной» интенсивности в сторону длинных волн, очень мало снижая ее. Иная картина будет в том случае, если мы должны рассматривать полосу не как одно целое, не как область непрерывного поглощения, а как совокупность множества отдельных линий вращательной структуры. В этом случае конечная разрешающая сила оптического прибора вызовет значительное фиктивное понижение интенсивности спектра.

Выясним, имеется ли в наиболее интенсивной части полосы физическое блендирование, т. е. взаимное наложение линий вращательной

структуры, или только блендирование оптическое, обусловленное конечной разрешающей силой спектрографа?

Для расстояния линий в ветвях полос R и P мы имеем соответственно выражения [15]

$$\Delta\nu_R = (B'_e + B_e) + 2(B'_e - B_e)(J + 1);$$

$$\Delta\nu_P = -(B'_e + B_e) + 2(B'_e - B_e)J.$$

Для желто-зеленой системы полос окиси титана (система α) имеем [16]:

$$B'_e = 0.490 \text{ см}^{-1}; \quad B_e = 0.535 \text{ см}^{-1}$$

откуда

$$|\Delta\nu| \approx (1.025 \pm 0.090 J) \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом, в «начале» полосы системы α , где J мало, расстояние между линиями в каждой ветви $\Delta\nu \approx 1 \text{ см}^{-1}$, что у $\lambda = 5000 \text{ Å}$ соответствует 0.25 Å . Но полоса имеет 6 ветвей (3 ветви R и 3 ветви P), что дает для расстояния между линиями в среднем примерно 0.04 Å .

Воспользуемся формулой для полной полуширины линий, вызываемой термическим эффектом Доплера [17].

$$2\Delta'\lambda = 7.16 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda \cdot \sqrt{T/\mu},$$

где λ — длина волны; T — кинетическая температура и μ — атомный вес.

Подставим $\lambda = 5000 \text{ Å}$, $T = 3000^\circ$ и $\mu = 16 + 48 = 64$ для молекулы окиси титана и получим

$$2\Delta'\lambda = 0.025 \text{ Å}.$$

Итак, уже вследствие одного термического доплеровского расширения линии в «начале» полосы и у головы ее будут находиться на грани физического блендирования. Влияние турбулентции и эффекта затухания вызовет наличие физического блендирования в значительной части полосы, при том в ее наиболее интенсивной части. Следовательно, в этой части полосы влияние конечной разрешающей силы оптического прибора не будет заметно искажать результаты. Но нас более интересует другая часть полосы — та часть, где на данную полосу накладывается голова следующей. Очевидно, это и будет точка максимальной остаточной интенсивности в спектре. В этом случае J должно быть велико, и линии вращательной структуры разделены значительными промежутками.

Рассмотрим для примера последовательность $\Delta\nu = 0$ системы α . Разность волновых чисел полос (0.0) и (1.1) равна 170 см^{-1} , а соответствующие значения J будут: в ветви P , не образующей головы, $J \approx 50$, а в ветви R $J \approx 75$. Расстояния между линиями вращательной структуры

будут в среднем ($J \approx 60$) уже около 6 см^{-1} . Учитывая наличие 6 ветвей, а, следовательно, 6 линий в данном интервале, и принимая, с явным преувеличением, что в пределах доплеровской ширины линия поглощает полностью, мы получим, что из спектра в этом интервале будет вырезан участок длиной $0.15 \text{ \AA}$ (0.025×6), что при $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ соответствует 0.6 см^{-1} , т. е. 0.1 полного интервала. В этом случае, если бы линии вращательной структуры «вырезывались» из чистого, планковского непрерывного спектра, конечная разрешающая сила прибора могла бы понизить «эффективный» непрерывный спектр всего на 10% или уменьшить логарифм интенсивности примерно на 0.04 — величину совсем другого порядка, чем наблюдаемые понижения. Наибольшие искажения конечная разрешающая сила прибора внесет в средней части полосы, где нет уже физического блендирования, но линии еще достаточно тесно расположены. Эти части полос не могут оказать влияния на результат настоящей работы, так как исследуется распределение энергии в «эффективном» непрерывном спектре, «восстановленном» по наиболее высоким точкам микрофотограмм. Разрешающая сила прибора, очевидно, будет значительно искажать контур полосы, что необходимо учитывать при работах, связанных с изучением хода интенсивности поглощения в пределах полосы.

Таким образом, можно прийти к выводу, что наличие сильного поглощения, вызываемого молекулярными полосами, имеет следствием коренное перераспределение энергии в спектрах низкотемпературных звезд и вызывает очень большие отклонения от кривой излучения черного тела даже в наиболее ярких точках спектра. Можно ли относить все наблюдаемое поглощение, все наблюдаемые очень большие отклонения только за счет присутствия полос окиси титана или же они как бы налагаются на другие источники поглощения, действуя совместно с ними, — сказать сейчас, конечно, еще нельзя, и необходимы большие дополнительные исследования.

Величины $A(\lambda)$ в табл. 4, отклонения фактически наблюдаемого распределения интенсивности в спектре от прямой, соответствующей «формальной» температуре и проходящей через точки спектра с $\lambda = 4100$ и $\lambda = 7500 \text{ \AA}$, основаны на разностях интенсивностей ($\Delta \log I_\lambda$) в спектрах звезд класса М и звезды К2. Вполне естественно предположить, что распределение энергии в спектре звезды К2 уже само по себе далеко от планковского или определяемого соотношением (*). Представляет интерес сопоставить распределение энергии в спектре М-звезд со звездой класса А.

Для этой цели и было предпринято спектрографирование β Arietis в 1938—1939 гг. Но, как указывалось выше, область спектра, в которой фотографировалась β Arietis, оказалась недостаточно широкой, и в ней отсутствовала вторая основная точка у $\lambda = 7500 \text{ \AA}$. Таким образом, наши наблюдения не давали материала для редукции величин $A(\lambda)$ к спектру звезды А0.

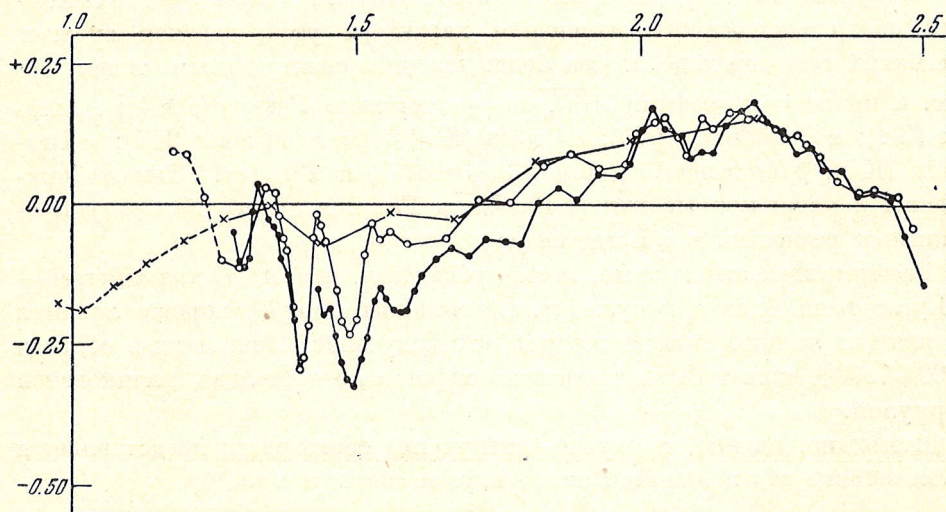
Пришлось пойти обходным путем. В работах Кинле и его сотрудников [18] имеется обширный материал по монохроматическим интенсивностям ряда звезд. Взяв за основную звезду α Lyræ, мы произвели сравнение с ней ряда звезд класса К тем же методом, каким произведены сравнения в настоящей работе. Средняя кривая значений $A(\lambda)$ для звезд α Ursæ Majoris, α Cassiopeiae, α Bootis и β Geminorum, несколько сглаженная, и была условно принята для редукции сравнений с α Arietis к сравнениям с α Lyræ. Выбор именно этих звезд был обоснован рядом предварительных вычислений значений $A(\lambda)$, исходя из других опорных точек в спектре, имеющих в области спектра, охваченной сравнениями α Arietis и β Arietis.

Называя величины, снятые с этой редукционной кривой, через $A_0(\lambda)$, а отклонения для исследуемых нами звезд, редуцированные к α Lyræ, через $\overline{A}(\lambda)$, очевидно, можем найти $\overline{A}(\lambda)$ из соотношения

$$\overline{A}(\lambda) = A(\lambda) + A_0(\lambda).$$

Значения $\overline{A}(\lambda)$ также приведены в табл. 4.

Интересно было сопоставить полученные нами результаты с данными, опубликованными другими авторами. Для этой цели оказалось возмож-



Фиг. 3. Отклонение разностей логарифмов интенсивностей в спектрах β Pegasi минус α Lyræ от прямой, проведенной через точки $\lambda = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7500 \text{ \AA}$ по данным автора (— · — · —), Кинле и сотрудников (— ○ — ○ —) и Холла (x-x-x-x)

ным использовать результаты упомянутых выше работ Кинле и его сотрудников [18], а также работу Холла [19]. В программе Кинле имеется одна звезда, общая с нашей программой, — β Pegasi, в работе Холла β Pegasi, α Arietis и β Arietis. Данные Кинле могут быть обработаны непосредственно принятым нами методом, совершенно аналогично нашим

материалам, и на фиг. 3 нанесена полученная нами кривая для β Pegasi, редуцированная к α Lyrae (величины $\overline{A(\lambda)}$), и кривая, полученная по данным Кинле, — $\overline{A_k(\lambda)}$, вычисленная непосредственно по $\Delta \log I_\lambda$ для разностей β Pegasi — α Lyrae.

Наблюдения Холла охватывают область спектра от $\lambda = 4560 \text{ \AA}$ до $\lambda = 10320 \text{ \AA}$, т. е. в них отсутствует первая опорная точка ($\lambda = 4100 \text{ \AA}$). Пришлось поэтому принять, что $\overline{A_n(\lambda)}$ для разности β Pegasi — α Lyrae при $\lambda = 4560 \text{ \AA}$ ($\overline{A_n(4560)}$) должно совпадать со средним значением $\overline{A(\lambda)}$ для β Pegasi — α Lyrae при $\lambda, \lambda = 4500, 4500$ и $4600 \text{ \AA}$ по данным нашим и Кинле. Используя полученную таким путем «условную» опорную точку и вторую опорную точку при $\lambda = 7500 \text{ \AA}$, вычисляем значения $\overline{A_n(\lambda)}$, также нанесенные на фиг. 3. Кривая, полученная по данным Холла, естественно, имеет более плавный характер, чем кривые, построенные по данным нашим и Кинле, так как Холл измерял интенсивность не в отдельных точках спектра, а для участков шириной около $500 \text{ \AA}$.

Кривые, представленные на фиг. 3, идут в достаточной степени согласованно, учитывая совершенно различные инструменты, применявшиеся при наблюдениях, и возможную переменность β Pegasi.

Монохроматические интенсивности звезд, опубликованные Кинле и его сотрудниками [18], дают возможность сделать также предварительный обзор постепенного изменения характера распределения энергии в спектре при переходе ко все более поздним спектральным типам. На фиг. 4 приведены графики $\overline{A_k(\lambda)}$ по разностям α Persei (с F 4); α Aurigae (G 1); α Cassiopeiae (K0); α Bootis (K0); β Ursae Minoris (K 5); γ Draconis (K 5), β Andromedae (M0), β Pegasi (M2) и α Lyrae. Там же приведены и наши кривые для β Pegasi, ρ Persei и α Herculis, редуцированные к разностям с α Lyrae ($\overline{A(\lambda)}$).

Рассматривая эти кривые, легко убедиться, что $\overline{A_k(\lambda)}$ для α Persei — α Lyrae очень близки к нулю, т. е. величины $\Delta \log I_\lambda$ хорошо ложатся на прямую линию. Отсюда следует, что излучение обеих звезд в области $4100\text{--}7500 \text{ \AA}$ может быть достаточно хорошо представлено планковской формулой.

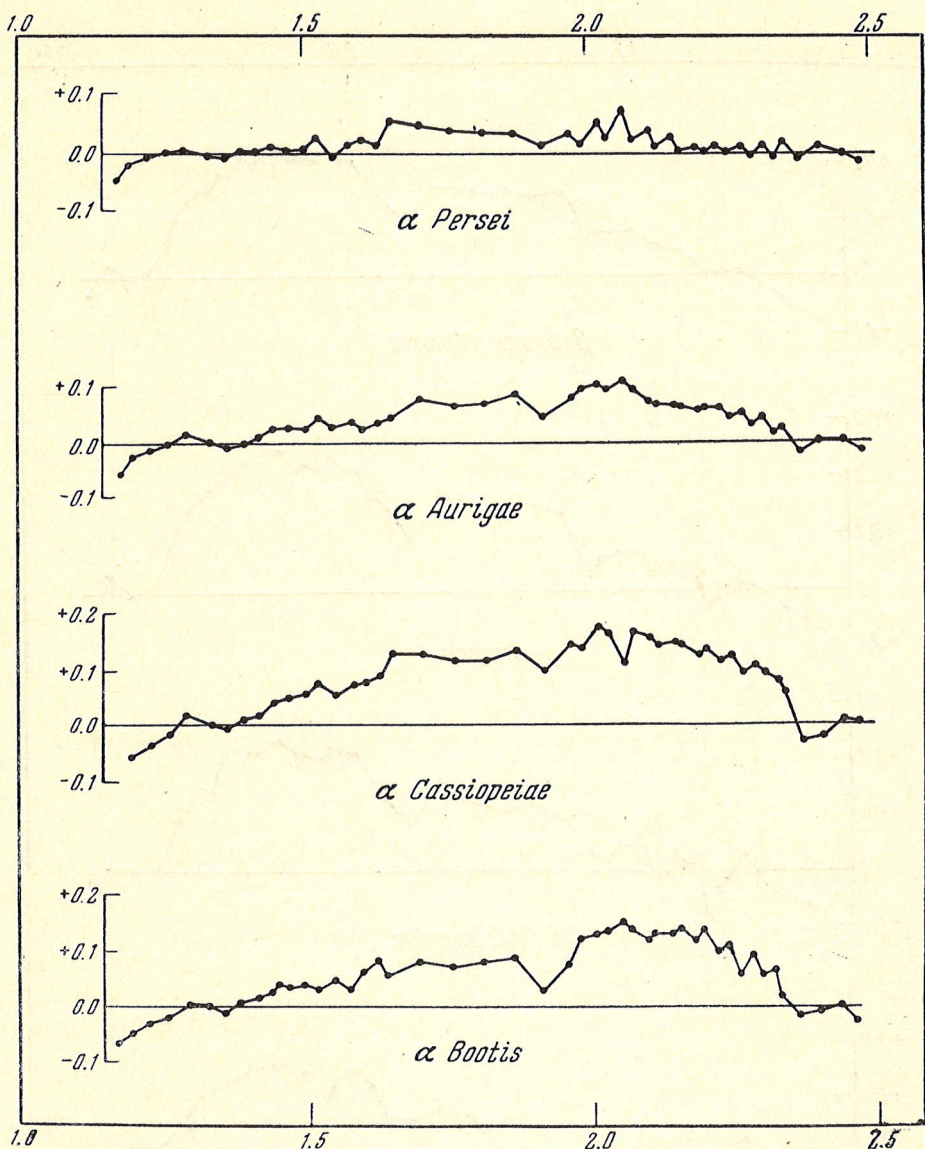
Возможно, однако, и другое — излучение обеих звезд представляется более общим соотношением, аналогичным соотношению(*)

$$I(\lambda, T) = K(\lambda, T) B(\lambda, T),$$

где, как и ранее, $B(\lambda, T)$ — функция Планка, а $K(\lambda, T)$ — некоторая функция, характеризующая отклонения от закона Планка. В этом случае наши кривые будут характеризовать изменение функции $K(\lambda, T)$ с изменением спектрального типа или температуры.

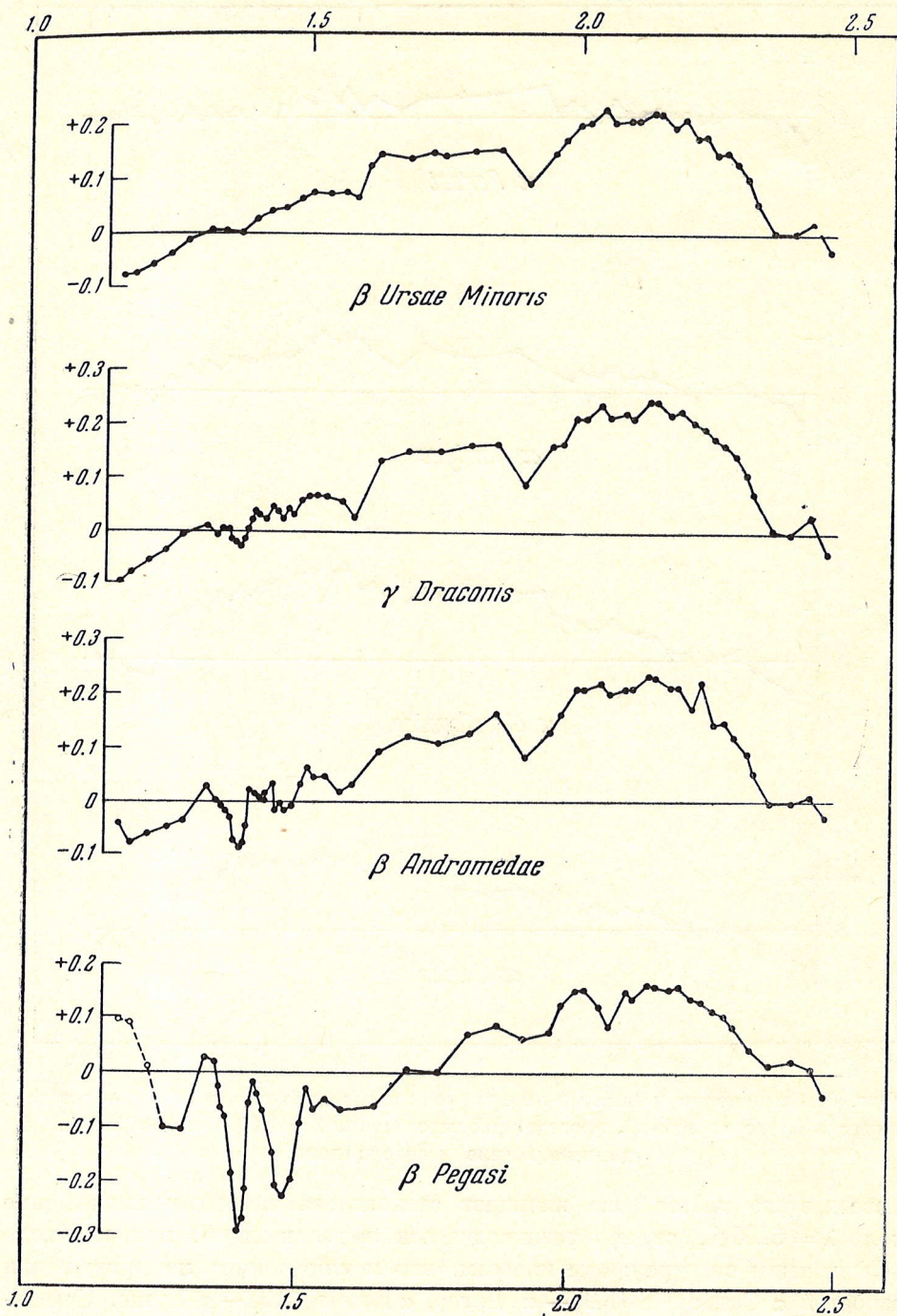
Функция $K(\lambda, T)$, очевидно, мало меняется при переходе от спектрального класса A к классу F.

Для α Aurigae $\overline{A_k(\lambda)}$ уже значительны, что указывает на заметное изменение функции $K(\lambda, T)$ при переходе от класса A к классу G.

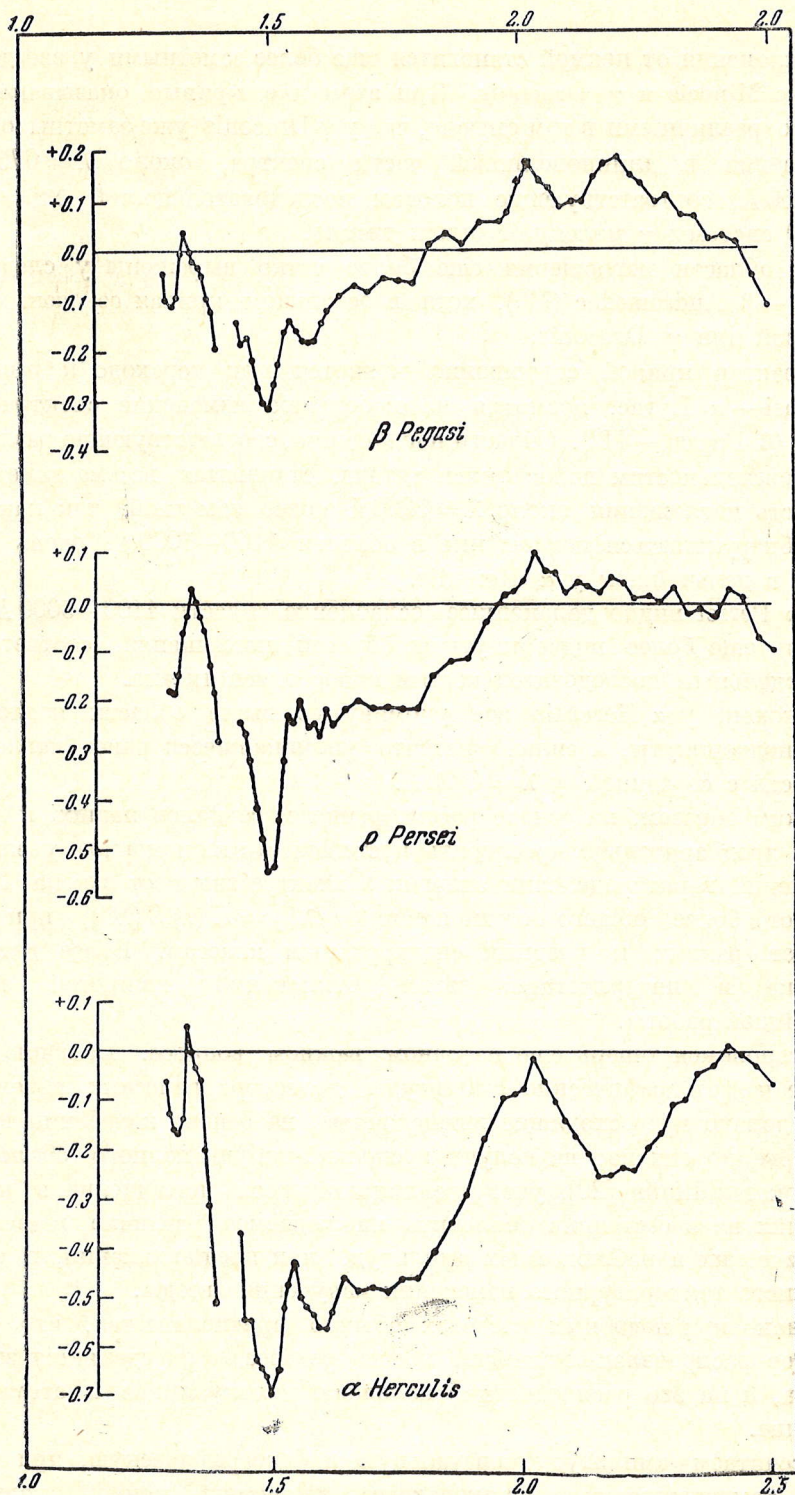


Фиг. 4а. Отклонение разностей логарифмов интенсивностей в спектрах — звезда минус α Lyrae от прямой, проведенной через точки $\lambda = 4100$ Å и $\lambda = 7500$ Å. По данным Кинле и сотрудников

У звезд этого класса уже начинает становиться заметным поглощение около $\lambda = 5200$ Å, сильно развивающееся в дальнейшем, при переходе к следующим спектральным классам, что можно видеть на кривых для разностей α Cassiopeiae (K0) — α Lyrae, α Bootis (K0) — α Lyrae. Сравнение кривых для этих двух звезд показывает, что функция $K(\lambda, T)$ достаточно постоянна для данного спектрального класса, а не является случайной, характеризующей только данную звезду. К такому же выводу приводят и сравнения других кривых, не приведенных на фиг. 4.



Фиг. 46. Отклонение разностей логарифмов интенсивностей в спектрах—звезда минус α Лугае от прямой, проведенной через точки $\lambda = 4100\text{A}$ и $\lambda = 7500\text{A}$.
По данным Кинле и сотрудников



Фиг. 4в. Отклонение разностей логарифмов интенсивностей в спектрах — звезда минус α Lyrae от прямой, проведенной через точки $\lambda = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7500 \text{ \AA}$. По данным автора.

Отклонения от прямой становятся еще более заметными у звезд K5 — β Ursae Minoris и γ Draconis. При этом две кривые оказываются несколько различными в том смысле, что у γ Draconis уже заметны области поглощения в длинноволновой части спектра, около $\lambda = 6750 \text{ \AA}$ и $\lambda = 7150 \text{ \AA}$, соответствующие полосам последовательностей $\Delta v = +1$ и $\Delta v = 0$ системы γ молекулы окиси титана.

Эти области поглощения еще более четко выражены у следующей звезды — β Andromedae (M0), хотя в остальном кривая ее очень близка к кривой для γ Draconis.

Характер кривой совершенно меняется при переходе к разностям β Pegasi — α Lyrae, несмотря на небольшое изменение спектрального класса (β Pegasi — M2). Области поглощения, соответствующие различным последовательностям полос окиси титана, становятся весьма заметными, а область поглощения около $\lambda = 5200 \text{ \AA}$ менее заметной, так как начинает обнаруживаться поглощение в области 4100—5000 $\text{\AA}$, очень характерное в дальнейшем у α Herculis.

У ρ Persei видно дальнейшее ослабление области 4100—5000 $\text{\AA}$; становятся еще более подчеркнутыми области поглощения, соответствующие отдельным последовательностям полос окиси титана.

Наконец, у α Herculis все упомянутые выше области поглощения очень подчеркнуты, и сильно развито упоминавшееся ранее поглощение в области с серединой у $\lambda = 4600 \text{ \AA}$.

Таким образом, на основе рассмотрения материалов наших и Кинле можно предварительно проследить постепенное закономерное увеличение отклонений в распределении энергии в спектре звезд от закона Планка (или от более общего соотношения $I(\lambda T) = K(\lambda) B(\lambda T)$) при переходе от ранних к поздним спектральным классам. Более детальное изучение и интерпретация этих отклонений являются задачей дальнейшей работы.

Остановимся теперь еще на одном важном вопросе. Большие визуальные и фотографические амплитуды долгопериодических переменных звезд, далеко превосходящие вычисляемые на основе колебаний их температуры, до сих пор не получили сколько-нибудь полного объяснения. Как показал Шайн [20], учет увеличивающегося поглощения в полосах и линиях не в состоянии объяснить наблюдаемое различие в величине теоретических и наблюдаемых амплитуд, при предположении, в остальном, чисто температурного изменения излучения звезды.

Однако при подобных расчетах обычно предполагается, что общий характер распределения энергии в спектре звезды определяется законом Планка, и на это распределение наложено молекулярное и атомное поглощение.

Рассчитаем амплитуду, визуальную и фотографическую, при учете, кроме температурного, планковского, изменения кривой излучения звезды также и изменения величин $\overline{A(\lambda)}$. Радиус звезды принимаем постоянным.

Интенсивность излучения может быть рассчитана по формуле:

$$I_k = \int_0^\infty B(\lambda, T) \alpha(\lambda, T) D(\lambda) S(\lambda) d\lambda,$$

где индекс k обозначает фотографическую или визуальную яркость; $B(\lambda, T)$ — функция Планка; $\alpha(\lambda, T) = 10^{A(\lambda T)}$ — значения отклонений от прямой линии (табл. 4); $D(\lambda)$ — прозрачность атмосферы и $S(\lambda)$ — чувствительность приемника (глаза или фотопластины). При этом мы пренебрегаем потерями в оптике прибора, что в данном случае несущественно, так как при $\lambda > 4000 \text{ \AA}$ потери эти мало зависят от длины волны.

Очевидно, что формула, написанная в таком виде, содержит еще одно предположение, и именно: излучение для звезды класса A0 в рассматриваемой области спектра с достаточной точностью может быть представлено законом Планка, или, что то же самое, для звезды A0 мы принимаем $K(\lambda, T) \equiv 1$ ($4000 < \lambda < 7800 \text{ \AA}$).

За исходные данные при расчете примем: $T_1 = 2994^\circ$, $T_2 = 2475^\circ$, величины $B(\lambda, T)$ для этих температур берем из статьи Брилля [21], величины $A(\lambda, T)$ — из табл. 6, по данным Кинле для β Andromedae и по нашим данным для α Herculis. «Формальная температура» этих звезд, соответственно, 3100 и 2600°.

Значения $D(\lambda)$ — те же, что приняты при обработке наблюдений, а $S(\lambda)$ взяты из статьи Боттлингера [22], соответственно, для обычной, несенсибилизированной фотопластины и глаза.

Вычисление значений I_k производилось графическим интегрированием. Условно отождествляя «формальную температуру» с эффективной и вычисляя болометрическую амплитуду при изменении T от 3000 до 2500°, получим результаты, приведенные в табл. 6.

Таблица 6

Амплитуда изменения яркости звезды при понижении ее температуры от 3000 до 2500°

Изменение болометрической яркости равно 0.79 зв. в.		
Изменение яркости	Амплитуда изменений	
	фотографической зв. в.	визуальной зв. в.
а) Без учета изменения формы кривой распределения энергии в спектре (изменение яркости серого тела)	2.50	1.62
б) При учете изменения формы кривой распределения энергии	3.01	3.18
в) При учете изменения формы кривой распределения энергии в спектре и влияния поглощения в полосах и линиях	3.22	3.68

Из таблицы видно, что учет изменения формы кривой распределения энергии увеличивает фотографическую амплитуду изменения яркости на

0.51 зв. в., а визуальную — на 1.56 зв. в., в результате чего фотографическая амплитуда оказывается даже меньше визуальной, обратно тому, что должно быть при изменении яркости, обусловленном колебаниями температуры, в случае подчинения излучения закону Планка.

Можно учесть приближенно не только изменение распределения энергии в наиболее высоких точках спектра, но и поглощение в самих полосах и линиях, воспользовавшись для этой цели результатами, полученными Г. А. Шайном [20]. Учитывая и этот фактор, получим окончательно табл. 6):

амплитуда фотографическая	3.22 зв. в.
» визуальная	3.68 » »

Таким образом, вследствие влияния изменения кривой отклонений от закона излучения черного тела и поглощения в полосах и линиях, амплитуда изменения яркости при изменении температуры от 3000 до 2500° увеличивается по сравнению с чисто температурной в фотографических лучах на 0.72 зв. в., а в визуальных лучах — на 2.06 зв. в.

Меррилл [8, стр. 49] приводит таблицу изменения температур долгопериодических переменных звезд от максимума к минимуму яркости, по данным Петитта и Никольсона.

Из этой таблицы видно, что «формальная температура» α Herculis близка к максимальной температуре долгопериодических переменных звезд. Пока мы не можем сказать, будут ли и в дальнейшем значения $A(\lambda)$ расти при понижении температуры, как это имеет место при переходе от звезды класса M0 (β Andromedae) к звезде класса M5 (α Herculis), или же наступит своего рода «насыщение», и величины $A(\lambda)$ далее расти не будут. Этот вопрос требует дальнейшего исследования. Несомненно, во всяком случае, что изменение характера «условного» непрерывного спектра низкотемпературных звезд должно вызвать значительное добавочное понижение яркости в фотографических, а особенно в визуальных лучах, объясняя тем самым также и аномальные изменения показателя цвета. Будет ли это добавочное увеличение амплитуды достаточным для полного объяснения наблюдаемых больших амплитуд долгопериодических переменных звезд, пока нельзя сказать.

Результаты настоящей работы имеют предварительный характер. Необходимо расширение наблюдательного материала, охват им большего числа звезд, а также более широкой области спектра. Наряду с изучением низкотемпературных звезд с постоянной или мало меняющейся яркостью чрезвычайно интересно исследовать тем же методом долгопериодические переменные звезды и неправильные переменные. Весьма интересно сопоставить характер распределения энергии в спектрах звезд классов M и S. Такая работа намечена в дальнейшем.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность академику Г. А. Шайну за его постоянный интерес к работе и многочисленные советы и указания.

Литература

1. W. Becker. Handb. d. Astroph. **7**, 450, 1936.
 2. Паннекоек. Ap. J. **84**, 481, 1936.
 3. Brill. Handb. d. Astroph. **5/1**, 194, 1932.
 4. G. Shajn. Zs. f. Ap. **10**, 73, 1935.
 5. В. Ф. Газе и Г. А. Шайн. Известия Крымской астрофизической обсерватории **1**, ч. 1, 75, 1947.
 6. Ссылка в статье G. Kuiper. Ap. J. **88**, 465, 1938.
 7. G. Shajn a. O. Struve. Ap. J. **106**, 86, 1947.
 8. P. Merrill. Spectra of longperiod variable stars. Chicago, 1940.
 9. Smithsonian Physical Tables, 611, 9 ed., 1934.
 10. M. N. **100**, 189, 1940.
 11. П. П. Добронравин. Цирк. ГАО, № **24**, 3, 1938.
 12. J. Nassau, G. van Albada a. P. Keenan. Ap. J. **109**, 333, 1949.
 13. D. Bates. M. N. **106**, 128, 1946.
 14. R. Wildt a. S. Chandrasekhar. Ap. J. **100**, 87, 1944.
 15. В. Н. Кондратьев. Строение атомов и молекул. М. Изд. АН СССР, 1946, стр. 223.
 16. H. Sponer. Molekülspektren **1**, 34—35, Berlin, 1935.
 17. См., например, формулу (43.11) в книге Уинзольда «Физика звездных атмосфер», стр. 174, «И. Л.», М., 1948.
 18. H. Kienle, H. Strassl a. J. Wempe. Zs. f. Ap. **16**, 201, 1938. H. v. Hoff. Zs. f. Ap. **18**, 157, 1939.
 19. J. Hall. Ap. J. **94**, 71, 1941.
 20. G. Shajn. M. N. **94**, 642, 1934.
 21. Brill. Handb. d. Astroph. **5/1**, 135, Tabl. 2, 1934.
 22. Bottlinger. Handb. d. Ap. **2/1**, 360, Tabl. 3, 4, 1928.
-

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ИОНОВ В ВОЗБУЖДЕННЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ *

И. С. Шкловский

Из полученных Гротрианом, Шайном, Алленом и Лио значений эквивалентных ширин корональных линий вычисляются концентрации корональных ионов в возбужденных состояниях на различных высотах. При этом учитывается различие в яркостях короны, наблюдаемой в разные эпохи. В частности, делается попытка получения распределения электронных концентраций для короны 1936 и 1940 гг., используя данные о фраунгоферовой составляющей свечения короны. Найденные распределения электронной концентрации значительно отличаются от усредненной формулы Баумбаха. Результаты вычислений концентраций корональных ионов, сведенные в табл. 7 и 8, являются основой для подробного обсуждения проблемы химического состава и ионизации короны, которое будет проведено в следующих работах этого цикла.

Отождествление девятнадцати из двадцати четырех корональных линий [1] открыло возможность приступить к изучению химического состава солнечной короны. Основные результаты этого отождествления могут быть сведены в следующую табл. 1.

В табл. 1 приведены относительные интенсивности корональных линий, причем за 100 принята интенсивность зеленой линии $\lambda = 5303 \text{ \AA}$. Данные взяты согласно наблюдениям Гротриана, Шайна, Аллена и Лио. Для получения абсолютных интенсивностей достаточно знать эквивалентную ширину $\Delta\lambda$ какой-нибудь корональной линии. Изучая спектрограммы внутренней короны, Гротриан [3] пришел к выводу, что эквивалентные ширины корональных линий практически постоянны для различных участков короны. Это значит, что монохроматическая яркость короны и яркость короны в непрерывном спектре суть одинаковые функции расстояния от лимба. Отсюда получается, что монохроматическое излучение единицы объема короны пропорционально «непрерывному» излучению.

* Настоящая статья является первой из цикла работ, посвященных подробному исследованию химического состава и состояния ионизации солнечной короны.

Таблица 1

Длина волны	Интенсивность по Гротриану	Интенсивность по Шайну	Интенсивность по Аллену	Интенсивность по Уло	Переход	Вероятность перехода	Потенциал возбуждения, вольт	Потенциал ионизации, вольт
1	2	3	4	5	6	7	8	9
3328	1.0	—	—	—	Ca XII $2s^2 2p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	488сек. ⁻¹	3.72	589
3388.1	16	—	—	—	Fe XIII $3s^2 3p^2 {}^1D_2 - {}^3P_2$	87	5.96	325
3601.0	2.1	—	—	—	Ni XVI $3s^2 3p^2 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	193	3.44	455
3642.9	—	—	—	—	Ni XIII $3s^2 3p^4 {}^1D_2 - {}^3P_1$	18	5.82	359
3986.9	0.7	4.7	1.9	—	Fe XI $3s^2 3p^4 {}^1D_2 - {}^3P_1$	9.5	4.68	261
4086.3	1.0	1.0	0.9	—	Ca XIII $2s^2 2p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$	319	3.03	655
4231.4	2.6	3.5	4.5	—	Ni XII $3s^2 3p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	237	2.93	518
4359.0	—	—	—	—	A XIV $2s^2 2p^2 {}^3P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	108	2.34	682
5116.03	4.3	—	5.0	—	Ni XIII $3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$	157	2.42	350
5302.8	100	100	100	100	Fe XIV $3s^2 3p^2 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	60	2.34	355
5446*	—	—	—	—	Ca XV $2s^2 2p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1 (?)$	95	4.46	814
5536	—	—	—	—	A X $2s^2 2p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	106	2.24	421
5694.4	—	—	—	1.2	Ca XV $2s^2 2p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0 (?)$	75	2.18	814
6374.5	8.1	40.9	24	18	Fe X $3s^2 3p^5 {}^2P_{1/2} - {}^2P_{1/2}$	69	1.94	233
6701.83	5.4	2.0	—	2.0	Ni XV $3s^2 3p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0$	57	1.85	422
7059.62	—	—	—	2.2	Fe XV $3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	—	31.7	390
7891.94	—	—	—	13	Fe XI $3s^2 3p^4 {}^3P_1 - {}^3P_2$	44	1.57	261
8024	—	—	—	0.3	Ni XV $3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	22	3.39	422
10746.8	—	—	—	55	Fe XIII $3s^2 3p^2 {}^3P_1 - {}^3P_0$	14	1.15	325
10797.9	—	—	—	35	Fe XIII $3s^2 3p^2 {}^3P_2 - {}^3P_1$	9.7	2.30	325

* Эта линия открыта в 1947 г. вне затмения Вальдмейером [2]. Поведение ее совершенно аналогично поведению замечательной желтой линии λ 5694. Отождествление последней Эдлен считал несколько сомнительным, так как до недавнего времени не была обнаружена вторая линия Ca XV, присутствие которой в спектре короны следует из теоретических соображений (см. [17]).

Последним же, как хорошо известно, является томсоновское рассеяние излучения фотосферы на свободных электронах. Следовательно, монохроматическое излучение единицы объема короны, находящейся на расстоянии r от центра Солнца, выраженном в долях солнечного радиуса, будет

равно

$$\mathcal{G}_\lambda = 4\pi \cdot \Delta\lambda \cdot \sigma \cdot N_e(r) \cdot \int I_\lambda(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (1)$$

где $\sigma = \frac{8\pi}{3} (e^2/mc^2)^2 = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ — эффективное сечение рассеяния на свободных электронах.

$$I_\lambda(\theta) = I_\lambda^0 \cdot \frac{1 + \beta_0 \cdot \cos \theta}{1 + \beta_0};$$

I_λ^0 — интенсивность центра солнечного диска; β_0 — коэффициент потемнения Солнца к краю для рассматриваемой области спектра.

Интегрирование распространяется по всем элементам солнечной поверхности, видимым из точки r короны.

$$\left. \begin{aligned} \int I_\lambda(\theta) \cdot d\Omega / 4\pi &= 1/2 \frac{I_\lambda^0}{1 + \beta_0} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{r^2}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\beta_0}{2} \left[1 - r \left(1 - \frac{1}{r^2} \right) \right] \ln \sqrt{\frac{r+1}{r-1}} \right\}, \\ \text{для } r > 1.2 \text{ имеем} \\ \int I_\lambda(\theta) \frac{d\Omega}{4\pi} &= 1/2 \frac{I_\lambda^0}{(1 + \beta_0)} \left\{ \frac{1}{2r^2} + \frac{1}{8r^4} + \right. \\ &\quad \left. + \dots + \beta_0 \left(\frac{1}{3r^2} + \frac{1}{15r^2} + \dots \right) \right\} = I_\lambda^0 \cdot W_\lambda, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где W_λ — обобщенный коэффициент дилуции, учитывающий потемнение Солнца к краю [4].

Приводим табл. 2 значений W_λ для различных значений β_0 : 1 («красная»), 1.7 («желто-зеленая») и 4 («синяя» часть спектра).

Таблица 2

$r \backslash \beta_0$	0	1	1.7	4
1.18	0.236	0.184	0.178	0.166
1.20	0.22	0.18	0.17	0.16
1.40	0.15	0.12	0.12	0.11
1.60	0.11	0.089	0.084	0.077
1.80	0.083	0.069	0.065	0.060
2.00	0.066	0.055	0.052	0.048
2.20	0.054	0.044	0.042	0.038
2.40	0.045	0.037	0.035	0.032
2.60	0.038	0.031	0.030	0.027
2.80	0.033	0.027	0.026	0.024

Однако Шайн [5] убедительно показал, что заключение Гротриана о постоянстве эквивалентных ширин корональных линий ошибочно. Дело в том, что, по существу, Гротриан измерял не $\Delta\lambda$, а интенсивности

корональных линий вблизи их центра. Это влечет за собой систематическую ошибку при определении $\Delta\lambda$. Шайн показал, что в действительности эквивалентные ширины корональных линий падают по мере удаления от лимба. Это значит, что монохроматическое излучение единицы объема короны убывает с расстоянием быстрее, чем «непрерывное». Несколько позже Шайна к аналогичным результатам пришли Вальдмайер и Лио, наблюдая корону вне затмения. Например, Вальдмайер [6] показал, что вдоль яркого коронального луча, в пределах $1.04 < r < 1.2$, $\mathcal{G}_\lambda \propto r^{-22.4}$, в то время как «непрерывное» излучение, обусловленное томсоновским рассеянием, для самых внутренних частей короны, согласно Баумбаху [4], изменяется как r^{-17} .

Недавно Аллен [7], основываясь на материалах затмения 1940 г., пришел к тому же результату.

В связи с этим нужно заметить, что как у Шайна, так и у Аллена эквивалентные ширины различных линий меняются с изменением ρ различно.

Найдем теперь монохроматическое излучение короны как функцию r в случае, когда $\Delta\lambda$ есть функция ρ .

Если наблюдаемая поверхностная яркость короны в белом свете может быть представлена в виде

$$J(\rho) = \frac{a_1}{\rho^{m_1}} + \frac{a_2}{\rho^{m_2}} + \dots, \quad (3)$$

где a_i и m_i — эмпирически определяемые постоянные (a_i обычно выражаются в миллионных долях яркости центра солнечного диска), а эквивалентная ширина некоторой корональной линии — в виде

$$\Delta\lambda(\rho) = \frac{b_1}{\rho^{l_1}} + \frac{b_2}{\rho^{l_2}} + \dots \quad (4)$$

(причем b_i выражаются в ангстремах), то монохроматическая поверхностная яркость короны будет, очевидно, равна

$$J_\lambda(\rho) = \Delta\lambda(\rho) \cdot J(\rho) = \sum_i \sum_k \frac{a_i b_k}{\rho^{m_i + l_k}} = \sum_s \frac{A_s}{\rho^{q_s}}. \quad (5)$$

Эта яркость выражается в миллионных долях ангстрема участка непрерывного спектра центра солнечного диска вблизи рассматриваемой корональной линии.

Монохроматическая объемная светимость $\mathcal{G}_\lambda(r)$ связана с $J_\lambda(\rho)$ интегральным уравнением Абеля

$$J_\lambda(\rho) = R_\odot \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{G}_\lambda(r) \cdot \frac{dy}{4\pi}, \quad (6)$$

$$r^2 = \rho^2 + y^2$$

где $R_\odot$ — радиус Солнца, выраженный в сантиметрах, а y измеряется

в направлении луча зрения в долях солнечного радиуса. В случае, когда $\mathcal{G}_\lambda(r)$ дается выражением, аналогичным (3) (с заменой ρ на r), уравнение (6) решается элементарно при помощи подстановки

$$y = \rho \operatorname{tg} \varphi.$$

Примем

$$\mathcal{G}_\lambda(r) = \frac{B_1}{r^{p_1}} + \frac{B_2}{r^{p_2}} + \dots \quad (7)$$

Тогда, согласно уравнению (5), будем иметь

$$\begin{aligned} J_\lambda(\rho) &= \sum_s \frac{A_s}{\rho^{q_s}} = \frac{1}{4\pi} \sum_s \frac{2R_\odot B_s}{\rho^{p_s-1}} \cdot \int_0^{\pi/2} \sec^2 \varphi \, d\varphi = \\ &= \frac{1}{4\pi} R_\odot \sum_s \frac{B_s}{\rho^{p_s-1}} \cdot \frac{\Gamma(1/2) \cdot \Gamma\left(\frac{p_s-1}{2}\right)}{\Gamma(p_s/2)}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\gamma(p_s) = \frac{\Gamma(1/2) \cdot \Gamma\left(\frac{p_s-1}{2}\right)}{\Gamma(p_s/2)} = \begin{cases} \pi \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (p_s-3)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (p_s-2)} & \text{для четных } p_s; \\ 2 \cdot \frac{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot \dots \cdot (p_s-3)}{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (p_s-2)} & \text{для нечетных } p_s; \end{cases}$$

для нецелых p_s нужно пользоваться специальными таблицами (см., например, [8]). Как видно из уравнения (8), каждому члену в выражении (5) для наблюдаемой монохроматической поверхностной яркости однозначно соответствует член в выражении (7) для объемной светимости, причем

$$B_s = \frac{4\pi A_s}{R_\odot} \frac{\Gamma(p_s/2)}{\Gamma(1/2) \cdot \Gamma\left(\frac{p_s-1}{2}\right)}. \quad (9)$$

Уравнения (7) и (9) полностью решают задачу перехода от наблюдаемой поверхностной монохроматической яркости к объемной монохроматической светимости.

В том важном при практических расчетах случае, когда поверхностная яркость короны в белом свете задается простым выражением

$$J(\rho) = \frac{a}{\rho^m} \quad (3')$$

а эквивалентная ширина корональной линии — выражением

$$\Delta\lambda(\rho) = \frac{b}{\rho^l} \quad (4')$$

соотношение (8) может быть значительно упрощено и делается более наглядным. Пусть $\mathcal{G}_\lambda = \frac{lB}{r^{p+l}}$;

тогда

$$J_{\lambda}(\rho) = \frac{ab}{\rho^{m+l}} = \frac{R_{\odot}}{4\pi} \cdot \frac{B \cdot b \cdot \gamma(p+l)}{\rho^{p+l-1}} = \frac{R_{\odot}}{4\pi} \cdot \frac{B \cdot b}{\rho^{p-1}} \cdot \frac{\gamma(p)}{\rho^l} \cdot \frac{\gamma(p+l)}{\gamma(p)},$$

или

$$\frac{a}{\rho^m} = \frac{R_{\odot}}{4\pi} \frac{B}{\rho^{p-1}} \cdot \gamma(p) \cdot \frac{\gamma(p+l)}{\gamma(p)}. \quad (10)$$

Из выражений (7) и (9) следует, что объемная светимость короны в белом свете

$$\mathcal{G}(r) = 4\pi \frac{B}{\rho^p} \cdot \frac{\gamma(p+l)}{\gamma(p)}.$$

Следовательно,

$$\mathcal{G}_{\lambda}(r) = \frac{\gamma(p)}{\gamma(p+l)} \cdot \Delta\lambda(r) \cdot \mathcal{G}(r) = \frac{\gamma(p)}{\gamma(p+l)} \cdot 4\pi \Delta\lambda(r) N_e(r) \cdot \sigma \int I_{\lambda}(0) \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (11)$$

Согласно Аллену $J(\rho) \propto \rho^{-7}$, т. е. $p = m + 1 = 8$. Эквивалентная ширина корональных линий как функция ρ задается графически [7]. Каждый из этих графиков можно хорошо аппроксимировать выражением вида (4').

Приводим значения показателя степени l для различных корональных линий, а также величины $\gamma(p)/\gamma(p+l)$, полученные нами согласно наблюдениям Аллена.

Таблица 3

λ	l	$\gamma(p)/\gamma(p+l)$
4231 } 5116 }	2.7	1.20
3801 }		
5987 }	8.7	1.55
4086 }		
5303 }	7.6	1.48
6374 }	3.0	1.22
	2.8	1.20

Входящая в формулу (11) концентрация свободных корональных электронов $N_e(r)$ должна быть определена из градиента яркости короны в непрерывном спектре. Весьма желательно, чтобы $N_e(r)$ вычислялось для совершенно конкретной короны, именно для той, для которой наблюдались $\Delta\lambda$. Применение, например, формулы Баумбаха для $N_e(r)$ не корректно. Эта формула, полезная для теоретических расчетов общего характера, является результатом осреднения 10 наблюдений короны, произведенных при различных фазах солнечной деятельности. Кроме того, в этой формуле имеется осреднение по позиционным углам. Следовательно, она описывает некоторую «идеальную», лишенную структуры стационарную корону. Между тем, реальная корона, с ее богатой структурой (лучи, «опахала», «шлемы»), с ее изменчивостью может значительно

отличаться от идеализированной «баумбаховской» короны. Особенно много для выявления структуры короны сделали советские астрономы Бугославская, Дейч и Всехсвятский [9, 10].

Приведенные в табл. 1 относительные интенсивности корональных линий, полученные различными исследователями, значительно отличаются друг от друга. Как теперь твердо установлено, это различие имеет реальный характер (см. [5], а также многочисленные работы Вальдмайера). В отдельных областях короны относительные интенсивности корональных линий могут быть совершенно разными. Следовательно, данные, приведенные в табл. 1, дают указание лишь на порядок величины относительных интенсивностей.

Исходной величиной для нахождения искомой концентрации корональных ионов в возбужденных состояниях является $\mathcal{E}_\lambda$. Последнюю мы найдем для различных корональных линий по эквивалентным ширинам $\Delta\lambda$, найденным Гротрианом, Шайном, Лио и Алленом.

Результаты вычислений сведены в табл. 4.

В первом столбце этой таблицы приведены длины волн корональных линий. Во втором, третьем и четвертом столбцах даны эквивалентные ширины корональных линий на расстояниях от лимба $2'.5-3'$, согласно Гротриану, Шайну и Аллену. В пятом столбце — интенсивности корональных линий, полученные Лио [11] вне затмения. Они выражены в миллионных долях ангстрема соседнего с данной линией участка непрерывного спектра центра солнечного диска. В шестом столбце приводится интенсивность центра солнечного диска для различных длин волн. Последняя получена Мульдерсом [12] из наблюдений Пласскетта [13] (для видимой части спектра Солнца) и Фабри — Бюиссона [14] (для ультрафиолетовой части спектра). Для более длинных волн (начиная с $\lambda = 7000 \text{ \AA}$) интенсивность спектра центра Солнца получена из наблюдений Аббота [15], редуцированных Миннаэртом [16]. Эти последние наблюдения дают поток излучения (в данной области спектра) со всего солнечного диска. Для получения I_0 нужно воспользоваться наблюдениями потемнения Солнца к краю для различных длин волн. Соответствующие данные получены Миннаэртом [16]. В седьмом столбце приводится коэффициент потемнения Солнца к краю β_0 для различных длин волн, согласно наблюдениям Аббота. Далее следуют значения обобщенного коэффициента диллюции для различных областей спектра; r принято равным 1.18, что соответствует расстоянию от лимба в $2'.8$.

В девятом столбце приводится концентрация свободных электронов в короне 1936 г., полученная Шайном. Из-за отсутствия сведений о точной зависимости $\Delta\lambda(\rho)$ для различных линий мы положим, что $\gamma(p)/\gamma(p+l)=1.3$ как для наблюдений Шайна, так и для наблюдений Гротриана. Как видно из табл. 3, хотя величина l для различных линий может меняться в довольно широких пределах, $\gamma(p)/\gamma(p+l)$ меняется незначительно, и ошибка в принятом значении этой величины не может быть большой. Десятый и одиннадцатый столбцы содержат значение N_e для $r=1.18$, которые

Таблица 4

λ	$\Delta\lambda_{\Gamma}$	$\Delta\lambda_{III}$	$\Delta\lambda_A$	$\delta\lambda_{II}$	$I_{\lambda} \cdot 10^{-13}$	β_0	W_{λ}	N_{eIII}	$N_{e\Gamma}$	N_{eA}	$\mathcal{E}_{\lambda}^{\Gamma} \cdot 10^{10}$	$\mathcal{E}_{\lambda}^{\Pi} \cdot 10^{10}$	$\mathcal{E}_{\lambda}^A \cdot 10^{10}$	$\mathcal{E}_{\lambda}^{\Pi} \cdot 10^{10}$											
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15											
3328 Å	0.5 Å	—	—	—	19	}	}	}	}	}	$0.26 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}}$	—	—	—											
3388	1.1	—	—	20	}							}	}	}	}	}	—	—	—						
3601	1.0	—	—	24													}	}	}	}	}	}	—	—	—
3801	0.1	0.7 Å	0.2 Å	26																			}	}	}
3987	0.2	1.1	0.2	30		}	}	}	}	}	}														
4086	0.3	0.2	0.1	39	}							}	}	}	}	}									
4231	0.8	0.7	0.5	39													}	}	}	}	}	}			
4566	0.3	0.3	—	43																			}	}	}
5115	1.2	—	0.5	40		}	}	}	}	}	}														
5303	27.5	18.3	10	120	}							}	}	}	}	}									
5694	—	—	—	1.5													}	}	}	}	}	}			
6374	2.8	9.4	3	28																			}	}	}
6702	2.2	1.8	—	3.3		}	}	}	}	}	}														
7059	—	—	—	4	}							}	}	}	}	}									
7892	—	—	—	29													}	}	}	}	}	}			
8024	—	—	—	1.3																			}	}	}
10746	—	—	—	240		}	}	}	}	}	}														
10797	—	—	—	150	}							}	}	}	}	}									

мы получили из наблюдений Гротриана и Аллена (см. ниже). Следующие столбцы содержат $\mathcal{E}_\lambda$ (в абсолютных единицах) для всех корональных линий согласно наблюдениям Гротриана, Шайна и Аллена. Эти величины получены по формуле (11).

Наконец, в последнем столбце содержатся объемные светимости корональных линий, полученные из наблюдений Лио вне затмения. Следует заметить, что Лио приводит максимальные значения интенсивностей указанных линий. Его установка позволяет получить распределение интенсивностей для различных позиционных углов на расстоянии $40''$ от лимба, т. е. в самой внутренней части короны ($r = 1.04$). Из полученных таким образом «диаграмм интенсивностей» корональных линий видно (см., например, [14]), что $\delta\lambda$ меняется очень сильно. Например, значение $\delta\lambda = 120 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$ для зеленой линии характерно только для очень ярких корональных конденсаций. В «нормальных» корональных областях на таком расстоянии от лимба $\delta\lambda = 10 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$, зачастую спускаясь ниже $3 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}$.

Переход от $\delta\lambda$ к объемным светимостям может быть сделан следующим образом. Пусть объемная светимость $\mathcal{E}_\lambda(r) = B/r^p$; тогда на основании формулы (9) будем иметь

$$J_\lambda(\rho) = \frac{C}{\rho^{p-1}}; \quad B = \frac{4\pi}{R_\odot} \cdot C \cdot \frac{1}{\gamma(\rho)}.$$

$\rho = 1.04$. Согласно наблюдениям Вальдмайера [6], интенсивность зеленой линии вдоль яркого луча короны убывала, как $\rho^{-21.4}$. Следовательно, $p = 22.4$. Повидимому, это значение хорошо описывает градиент монохроматической светимости в короне. Согласно формуле Баумбаха, в самых внутренних областях короны яркость (в белом свете) убывает, как ρ^{-17} , между тем как эквивалентные ширины $\Delta\lambda$ убывают (для зеленой линии), как ρ^{-3} (см. таблицу 3). Следовательно, $J_\lambda(\rho) = J(r) \cdot \Delta\lambda \propto \rho^{-20}$, что близко к величине, полученной Вальдмайером.

Для

$$\rho = 1.04, \quad J_\lambda(\rho) = \delta\lambda \cdot 10^{-6} \cdot 10^{-8} \cdot I_\lambda^0.$$

Отсюда

$$C = 2.32 \cdot \delta\lambda \cdot 10^{-14} \cdot I_\lambda^0; \quad B = 7.6 \cdot \delta\lambda \cdot 10^{-24} \cdot I_\lambda^0; \quad \mathcal{E}_\lambda(1.04) = 3.2 \cdot 10^{-24} \cdot \delta\lambda \cdot I_\lambda^0.$$

Таким образом, были получены для различных корональных линий величины $\mathcal{E}_\lambda$, приведенные в последнем столбце табл. 4.

Мы пользовались предположением о том, что корона является центрально-симметричным образованием. Разумеется, это предположение не соответствует действительности, особенно для наблюдений Лио вне затмения. Поэтому мы рассмотрим другой крайний случай.

Пусть яркий корональный луч имеет постоянную плотность в направлении визирной линии коронографа, а также некоторую протяженность l . По порядку величины l должно совпадать с диаметром сечения

луча. Положим $l = 2 \cdot 10^{10}$ см, что находится в согласии с «корональными контурами» Вальдмайера и «диаграммами интенсивности» Лию.

Тогда будем иметь

$$\frac{dJ_\lambda}{dl} = \frac{\mathcal{E}_\lambda}{4\pi}; \quad \mathcal{E}_\lambda = \frac{4\pi}{l} \cdot J_\lambda = \frac{4\pi}{l} \delta\lambda \cdot 10^{-14} \cdot I_\lambda^0.$$

Отсюда для зеленой линии $\mathcal{E}_\lambda = 2.8 \cdot 10^{-7}$ эрг/см³·сек., т. е. величина, отличающаяся от приведенной в табл. 4 меньше чем в 2 раза. Качественно такое небольшое различие для столь сильно отличающихся друг от друга моделей объясняется большим значением градиента монохроматической яркости.

Зная $\mathcal{E}_\lambda$, легко можно получить концентрацию корональных ионов на исходном (при излучении данной линии) уровне согласно формуле

$$N_k \cdot A_k \cdot h\nu = \mathcal{E}_\lambda. \quad (12)$$

Эйнштейновские коэффициенты A_k для различных линий приведены в табл. 1. Величины N_k приведены в табл. 5 для различных уровней корональных ионов (см. ниже).

При этом нужно иметь в виду, что N_k для наблюдений Гротриана (восточная часть короны), Шайна и Аллена соответствует $r = 1.18$, а для наблюдений Лию $r = 1.04$, причем имеет место яркая корональная конденсация.

Особого замечания требует линия $\lambda 5694$, принадлежащая (согласно отождествлению Эдлена) Ca XV и обладающая исключительными особенностями. Она видна только по временам в некоторых локальных областях короны, причем ее интенсивность зачастую бывает сравнима с интенсивностью $\lambda 5303$. Ясно, что для нее приведенная в табл. $\mathcal{E}_\lambda$ не имеет определенного смысла, следовательно, иллюзорным является и N_k .

Об этом см. [17].

Переходя к вычислению $N_k(r)$, укажем, что Шайн не дает зависимости $\Delta\lambda(r)$ для каждой корональной линии. Он отмечает, что за исключением линии $\lambda 4231$ А, эквивалентные ширины убывают с ростом r . Им приведен график (см. [5]), дающий зависимость монохроматической объемной светимости $\mathcal{E}_\lambda$ от h — расстояния от лимба, выраженном в минутах дуги — в относительных единицах.

Зная $\mathcal{E}_\lambda$ и N_k для $h = 2'.5$, легко можно по этому графику определить те же величины для любого h .

Аллен также приводит график, дающий зависимость эквивалентных ширин корональных линий от расстояния ρ (см. [7]).

Однако Аллен не выводит из своих наблюдений концентрацию свободных электронов как функцию r . В недавно вышедшей работе [18] он пользуется формулой Баумбаха для J_s и, зная из своих наблюдений J_F/J_s , находит

$$J_c = J_s(1 - J_F/J_s).$$

Такая процедура нам представляется неправильной. J_s меняется довольно значительно от затмения к затмению, между тем как фразунго-ферова компонента, повидимому, должна оставаться постоянной, так как она не связана с Солнцем. Значение J_F (в абсолютных единицах) было получено Алленом. В частности, он показал [18], что член, пропорциональный $\rho^{-2.5}$ в формуле Баумбаха, описывает изменение J_F с расстоянием. Таким образом, считая J_F постоянной от затмения к затмению и известной, мы найдем по измеренным J_F/J_s абсолютные значения J_s и J_c как функции ρ , а отсюда определим $N_e(r)$ для короны 1940 г. (Аллен) и 1929 г. (Гротриан), что, повидимому, представляет известный методический интерес. Данные для интенсивностей приведены в табл. 5.

Таблица 5

r	J_F	Г р о т р и а н			А л л е н			Баумбах
		J_F/J_s	J_s	$J_c = J_s - J_F$	J_F/J_s	J_s	$J_c = J_s - J_F$	
1.2	$3.3 \cdot 10^{-8}$	0.15	$0.22 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-7}$	0.02	$1.65 \cdot 10^{-6}$	$1.62 \cdot 10^{-6}$	$0.55 \cdot 10^{-6}$
1.4	2.3	0.20	0.115	$0.9 \cdot 10^{-7}$	0.06	0.39	$3.7 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$
1.6	1.6	0.27	$5.9 \cdot 10^{-8}$	$4.3 \cdot 10^{-8}$	0.13	$1.2 \cdot 10^{-7}$	$1.0 \cdot 10^{-7}$	$7.0 \cdot 10^{-8}$
1.8	1.2	0.34	3.5	2.3	0.22	$5.5 \cdot 10^{-8}$	$4.3 \cdot 10^{-8}$	3.6
2.0	$9.4 \cdot 10^{-9}$	0.40	2.3	1.4	0.32	2.9	2.0	2.0
2.2	7.4	0.51	1.4	0.7	0.43	1.7	1.0	1.3
2.4	6.0	0.63	0.95	$3.5 \cdot 10^{-9}$	0.54	1.1	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$9.0 \cdot 10^{-9}$
2.6	4.8	0.71	0.68	2.0	0.65	0.74	2.6	6.6

Все интенсивности выражены в долях интенсивности центра солнечного диска. Для сравнения в последнем столбце приведены значения J_s , полученные по формуле Баумбаха. Сразу видно, что корона 1929 г. (Гротриан) была в 3—4 раза менее яркой (имеется в виду поверхностная яркость на одинаковых расстояниях от центра солнечного диска), чем «средняя» корона Баумбаха. Наоборот, корона 1940 г. была в 2—3 раза более яркой, чем «средняя».*

Заметим, что гротриановские значения J_F/J_s относятся к восточному краю Солнца. Эквивалентные ширины корональных линий, которыми мы пользовались, также были им получены для восточного края.

Значения $J_s(\rho)$ и $J_c(\rho)$, даваемые табл. 5, мы теперь представим эмпирической формулой вида $J = c/\rho^m$.

Будем иметь:

$$\begin{aligned}
 J_s(\rho)_{\text{Гротриан}} &= \frac{5.2 \cdot 10^{-7}}{\rho^{4.5}}; \\
 J_c(\rho)_{\text{Гротриан}} &= \frac{5.7 \cdot 10^{-7}}{\rho^{5.5}}; \\
 J_s(\rho)_{\text{Аллен}} &= \frac{3.7 \cdot 10^{-6}}{\rho^7}; \\
 J_c(\rho)_{\text{Аллен}} &= \frac{5.1 \cdot 10^{-6}}{\rho^8}.
 \end{aligned} \tag{13}$$

* Аллен указывает, что щель спектрографа была ориентирована почти параллельно солнечному экватору, где корона была особенно яркой.

Значения J , даваемые эмпирическими формулами (13), совпадают с приведенными в таблице при $\rho = 1.4$ для наблюдений Гротриана и при $\rho = 2.0$ — для наблюдений Аллена.

Отклонения между табличными значениями J и полученными из формул (13) не превышают 10 % в случае наблюдений Гротриана и 25 % в случае наблюдений Аллена. Градиент поверхностной яркости для короны 1940 г. гораздо больше, чем для короны 1929 г.

Согласно (7) и (9); объемная светимость короны в белом свете, рассчитанная на единичный телесный угол, равна

$$\mathcal{E}(r)/4\pi = c/\gamma(n) \cdot \frac{1}{r^n} \cdot \frac{1}{R_\odot} = \sigma N_e(r) I_0 W(r),$$

где $n = m + 1$, откуда

$$N_e(r) = \frac{c}{\gamma(n) \cdot r^n \cdot \sigma \cdot W(r) \cdot R_\odot}. \tag{14}$$

$W(r)$ возьмем из табл. 2 для $\beta_0 = 4$ (фотографическая часть спектра).

По формуле (14) вычислена N_e согласно наблюдениям Гротриана. Что касается наблюдений Аллена, то из-за сравнительно больших ошибок, вводимых аппроксимацией $J = c/\rho^m$, был применен другой метод. Концентрация корональных электронов вычислялась по формулам

$$\frac{E(r)}{4\pi} = J(r) \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{R_\odot} \cdot \frac{1}{\gamma(n)} = \sigma \cdot N_e(r) \cdot I_0 \cdot W(r), \tag{15}$$

откуда

$$N_e(r) = \frac{J(r)}{r \cdot \gamma(n) \cdot R_\odot W(r) \cdot \sigma \cdot I_0}, \tag{16}$$

причем $\rho = r$, а n бралось переменным в зависимости от r , так чтобы для данного интервала изменений r , $J(\rho) = \frac{c}{\rho^{n-1}}$.

Приводим результаты вычислений N_e (табл. 6).

Таблица 6

r	Грот N_e	Грот N_e (ред.)	Аллен N_e	Аллен N_e (ред.)	Баумбах N_e	Баумбах N_e (ред.)
1.18	$2.2 \cdot 10^7$	$2.1 \cdot 10^7$	$2.6 \cdot 10^8$	$2.6 \cdot 10^8$		
1.2	2.0	1.9	2.4	2.4	$7.0 \cdot 10^7$	$5.8 \cdot 10^7$
1.4	1.2	1.1	$7.1 \cdot 10^7$	$6.7 \cdot 10^7$	2.4	1.8
1.6	$8.0 \cdot 10^6$	$6.4 \cdot 10^6$	2.3	1.9	1.1	$7.5 \cdot 10^6$
1.8	5.6	4.0	1.2	$9.5 \cdot 10^6$	$6.1 \cdot 10^6$	3.8
2.0	4.1	2.7	$7.3 \cdot 10^6$	5.0	3.7	2.0
2.2	2.9	1.6	4.1	2.8	2.5	1.2
2.4	2.2	$8.5 \cdot 10^5$	2.9	1.5	1.8	$7.0 \cdot 10^5$
2.6	1.7	5.3	2.1	$8.8 \cdot 10^5$	1.3	4.2

Во втором столбце табл. 6 приведены значения N_e , согласно наблюдениям Гротриана (корона к востоку от солнечного лимба). В третьем — «истинные» значения N_e , освобожденные от влияния пылевой составляющей короны. В четвертом — N_e по данным Аллена, в пятом — «истинные» значения N_e , согласно наблюдениям Аллена. Для сравнения в шестом столбце приводится N_e согласно формуле Баумбаха, а в седьмом — «истинное» значение N_e , полученное из этой формулы Ван де Холстом. Бросается в глаза, что корона 1929 г. для малых r ($1.2 < r < 1.4$) была в 12—13 раз менее плотной, чем в 1940 г. Значения N_e при $r = 1.18$ использованы в табл. 4.

Дальнейшие определения $J_F(\rho)$ (в абсолютных единицах) представляются весьма желательными. Надежные значения $J_F(\rho)$ могут быть использованы как хороший стандарт при спектрофотометрических исследованиях солнечной короны во время затмений.

На основании формул (11) и (12) приводим табл. 7 значений N_k для $r = 1.18$ (Гротриан, Шайн, Аллен) и $r = 1.04$ (Лио).

Таблица 7

Ион	Fe X	Fe XI		Fe XIII			Fe XIV	Ni XII
Уровень	$^2P_{1/2}$	1D_2	3P_1	1D_2	3P_2	3P_1	$^2P_{1 1/2}$	$^2P_{1/2}$
Гротриан	1.2 см^{-3}	0.37	—	1.0	—	—	14	$3.8 \cdot 10^{-2}$
Шайн	24	11.3	—	—	—	—	54	0.40
Аллен	18.5	7.1	—	—	—	—	77	0.77
Лио	120	—	170	—	2900	3200	650	—

Ион	Ni XIII		Ni XV		Ni XVI	Ca XII	Ca XIII	Ca XV (?)
Уровень	1D_2	3P_1	3P_2	3P_1	$^2P_{1 1/2}$	$^2P_{1 1/2}$	3P_1	$^3P_1 (?)$
Гротриан . .	$7.6 \cdot 10^{-3}$	0.23	—	1.05	0.13	$9.1 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	—
Шайн	—	—	—	4.9	—	—	$8.2 \cdot 10^{-2}$	—
Аллен	—	1.5	—	—	—	—	0.13	—
Лио	—	5.3	13	17	—	—	—	7.9

Пользуясь графиками $\Delta\lambda(\rho)$ по Шайну [5] и Аллену [7], а также формулами (11) и (12), мы можем теперь определить концентрации корональных ионов в возбужденных состояниях на различных расстояниях r от центра Солнца. Результаты сведены в табл. 8 (в случае наблюдений Аллена).

Заметим, что при вычислении $\mathcal{G}_\lambda(r)$ по формуле (11) $N_e(r)$ нужно брать без учета поправки за пылевую составляющую свечения короны. Это объясняется тем, что наблюдаемая эквивалентная ширина корональных линий относится к «полному» непрерывному спектру короны, включающему фраунгоферову составляющую.

λ r	3987 Å (Fe XI)			4087 Å (Ca XIII)			4231 Å (Ni XII)		
	$\Delta \lambda$	$\mathcal{E}_\lambda \cdot 10^{10}$	N_h	$\Delta \lambda$	$\mathcal{E}_\lambda \cdot 10^{10}$	N_h	$\Delta \lambda$	$\mathcal{E}_\lambda \cdot 10^{10}$	N_h
1.2	0.2	2.9	6.2	0.1	1.9	0.12	0.5	7.3	0.66
1.4	0.1	0.27	0.58	0.04	0.14	0.009	0.4	1.2	0.11
1.6							0.25	0.17	0.016

λ r	5116 Å (Ni XIII)				5303 Å (Fe XIV)			6374 Å (Fe X)		
1.2	0.5	8.0	1.3	10	157	70	3	36	17	
1.4	0.4	1.3	0.21	7	37	16	2.1	5.4	2.5	
1.6	0.25	0.18		3.7	3.0	1.2	1.6	1.0	0.46	
1.8				2.4	0.72	0.33	0.9	0.22	0.10	
2.0				1.9	0.28	0.12	0.5	$6 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	
2.2				1.5	$9.3 \cdot 10^{-2}$	$4.3 \cdot 10^{-2}$	0.2	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	
2.4				1.1	$3.5 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$				
2.6				0.9	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$				
2.8				0.7	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$				

Литература

1. B. Edlén. Zs. f. Ap. **22**, 30, 1942.
2. M. Waldmeier. Astron. Mitt. d. Eidgenössischen Sternwarte, Zürich, N. 151, 1947.
3. W. Grotrian. Zs. f. Ap. **7**, 26, 1933.
4. S. Baumbach. A. N. **263**, 121, 1937.
5. Г. А. Шайн. ДАН СССР, **28**, 779, 1940; Известия Крымской астрофизической обсерватории **1**, 102, 1947.
6. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. **21**, 120, 1942.
7. C. Allen. M. N. **106**, 137, 1946.
8. Энке — Эмде. Таблицы функций. 1948.
9. С. К. Всехсвятский и Е. Я. Бугославская. ДАН СССР, **25**, 363, 368, 1939. См. также Труды экспедиций по наблюдению полного солнечного затмения 19 июня 1936 г., Бугославская, Всехсвятский и Дейч. Изменения в короне, стр. 27.
10. Е. Я. Бугославская. Докторская диссертация. МГУ, 1947.
11. B. Lyot. M. N. **99**, 580, 1939.
12. G. Mulders. Diss. Utrecht, 1934.
13. H. Plaskett. Publ. Dom. Astron. Observ. **2**, 242, 1923.
14. C. Fabry et H. Buisson. C. R. Academie des Sciences, Paris, **175**, 156, 1922.
15. C. Abbot. Smithson. Ann. **4**, 221, 1922.
16. M. Minnaert. Bull. Astr. Inst. of Netherlands. **2**, 75, 1924.
17. И. С. Шкловский. Известия Крымской астрофизической обсерватории. **5**, 109, 1950.
18. C. Allen. M. N. **107**, 426, 1946.

НОВЫЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НОЧНОГО НЕБА НА УЧАСТКЕ
8000—11 000 Å*В. И. Красовский*

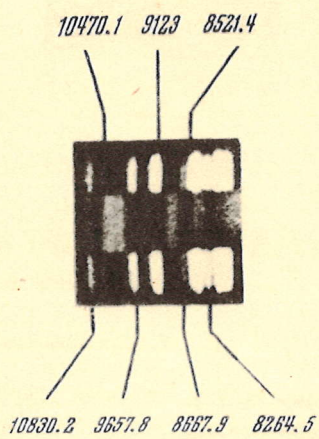
Основным результатом работы является уверенное обнаружение шести ранее неизвестных новых эмиссионных линий или бленд $\lambda\lambda$ 8870, 9391, 9976, 10 217, 10 374 и 10 827 Å. Существенно, что сильные эмиссии ночного неба в области 8000—11 000 Å сосредоточены не в одном, а во многих участках спектра внутри этого диапазона.

В 1949 г. в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в Симеизе была начата работа по измерению длин волн эмиссий ночного неба на участке от 8000 до 11 000 Å. Первые сообщения о способе получения снимков в этой области уже были сделаны ранее.* Для работ текущего года был изготовлен трехпризменный спектрограф с линейной дисперсией около 1200—2400 Å на 1 мм. При фотографировании ширина изображения щели на фотопластинке равнялась 0.03 мм. На снимках удавалось получать раздельно только такие равноинтенсивные линии, расстояние между которыми превышало 0.05 мм. Это соответствовало 60 Å для λ 8400 Å и 120 Å для λ 10 800 Å. Неподвижный спектрограф был всегда направлен на юг на 30° выше горизонта. Для сравнения использовался спектр He и Ar, который экспонировался кратковременными порциями в течение всего времени съемки спектра ночного неба. В течение августа и сентября было получено 12 более или менее удовлетворительных снимков. Почернения в спектре сравнения доходили до 1.3, а в спектре ночного неба — всего только до 0.3.

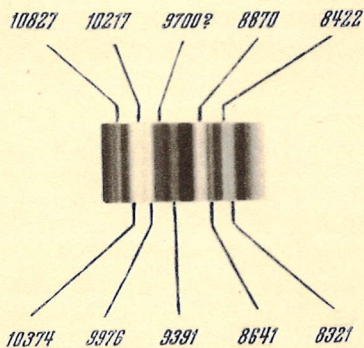
Вначале были получены средние положения линий по шести спектрам: 3 спектра He — Ar на лабораторных снимках и 3 спектра He — Ar на снимках спектра ночного неба. В качестве опорных были использованы следующие линии: He λ 10 830.2 Å и Ar $\lambda\lambda$ 10 470.1, 9657.8, 9123, 8667.9, 8521.4 и 8264.5 Å. Основываясь на средних значениях для отсчетов на

* Имеется в виду фотографирование при помощи электронно-оптического преобразователя [1, 2].

1
2



Фиг. 1. Спектр ночного неба 24/25 августа



Фиг. 2. Расширенный спектр ночного неба
24/25 августа

эти линии, мы определили постоянные формулы Гартмана. Далее были определены индивидуальные поправки для каждого спектра. После этого определялись эффективные значения длин волн для всех линий или полос на снимках спектра ночного неба. В заключение вводились поправки за кривизну линий, определенные по 5 лабораторным спектрам He — Ar.

В табл. 1 представлены результаты обработки 12 снимков. В первой графе указана дата снимка. В следующих колонках указаны длины волн, полученные в результате вычислений. Линейная дисперсия указана в Å на 1 мм для соответствующих длин волн. В средний результат не были включены λλ с сильным отклонением от средних значений. Эти значения указаны в табл. 1 в скобках. В средний результат также не были включены λλ 8321 и 8422 Å по снимкам 24 — 25 августа, так как эти линии оказались на месте линии со средней λ 8383 Å, которая на других снимках не разделялась на две компоненты.

На фиг. 1 воспроизведена репродукция снимка, полученного в ночь с 24 на 25 августа. Репродукция воспроизводит только часть деталей. На фиг. 2 показана репродукция того же спектра ночного неба, полученная на фотобумаге, движущейся в направлении линии. На фиг. 1 обозначены длины волн спектра сравнения, расположенного по краям, на фиг. 2 — длины волн линий спектра ночного неба.

Кроме линий, указанных в табл. 1, повидимому, имеется также линия около 9700 Å. Об этом свидетельствует очень слабое почернение на некоторых снимках. Однако из-за незначительного почернения точное измерение положения оказалось невозможным.

Таблица 1

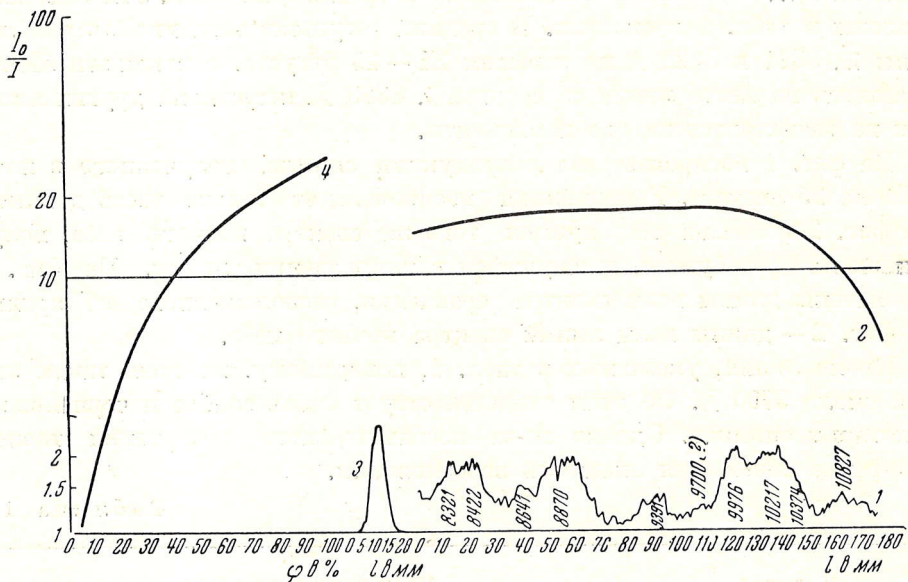
Д а т а	Измеренные длины волн							
1949 г.								
19—20 VIII	8386	8649	8869	9386	9980	10 188	10 351	10 844
22—23 VIII	8380	8615	8871	(9449)	9973	10 228	10 417	10 805
23—24 VIII	8392	8647	8873	9384	9982	10 206	10 376	10 842
24—25 VIII	(8321; 8422)	8637	8852	(9449)	9949	10 230	10 407	10 808
25—26 VIII	8395	8622	8885	9374	(9933)	10 198	10 351	(10865)
26—27 VIII	8392	8656	8864	9395	9972	10 213	10 377	10 827
27—28 VIII	8377	8641	8867	9390	9978	10 228	10 377	10 846
19—20 IX	8382	8645	8874	9397	9978	10 213	10 341	10 820
20—21 IX	8377	8639	8858	9390	9975	10 215	10 376	(10766)
21—22 IX	8377	8642	8871	9399	9982	10 230	10 384	10 819
24—25 IX	8379	8648	8875	9397	9983	10 234	10 371	10 837
25—26 IX	8379	8646	8887	9402	9979	10 219	10 355	10 817
Среднее λ	8383	8641	8870	9391	9976	10 217	10 374	10 827
Вероятная ошибка	±2	±2	±2	±2	±2	±3	±4	±3
Число спектрограмм . . .	11	12	12	10	11	12	12	10
Линейная дисперсия . . .	1200	1300	1400	1650	1950	2 100	2200	2400

Необходимо сделать замечание относительно линии λ 10 374 Å. Эта линия почти сливается с линией λ 10 276 Å, практически образуя

пологий скат этой линии. Ее положение поэтому определялось с большой неуверенностью.

Небезынтересно отметить, что линия λ 9391 Å находится вблизи края полосы поглощения паров воды у 9400 Å.

Все указанные в табл. 1 линии имеют ширину, значительно превосходящую ширину линии спектра сравнения. На фиг. 3 кривая 1 воспроизводит микрофотограмму спектра ночного неба, полученного в ночь с 24 на 25 августа. На микрофотограмме на соответствующих местах цифры указывают длину волны линий, указанных в табл. 1. Для сравнения



Фиг. 3. 1—микрофотограмма спектра свечения ночного неба 24/25 августа; 2—микрофотограмма спектра излучения вольфрамовой лампы с цветовой температурой 2848° К; 3—линия He λ 10 830; 4—характеристическая кривая

кривая 3 воспроизводит профиль линии He λ 10 830.2 Å, почернение которой близко к почернению наиболее интенсивных линий ночного неба. На этих микрофотограммах ширина изображения щели микрофотометра равнялась 0.01 мм. На фиг. 3 по оси ординат в логарифмическом масштабе указывается отношение интенсивности света, прошедшего через неосвещенное место негатива, к интенсивности света, прошедшего через данный участок снимка спектра. Кривая 4 характеризует почернение как функцию стандартизирующего освещения, величина которого в % от максимального значения указана на оси абсцисс. Для сравнения воспроизведена также микрофотограмма спектра излучения вольфрамовой лампочки с цветовой температурой 2848° К, снятого на том же спектрографе и обработанного в аналогичных условиях (кривая 2).

Спектрограммы убеждают нас в том, что то, что нами условно с самого начала называется «линиями», по существу является центрами бленд, которые не удалось с нашим спектрографом разрешить на отдельные компоненты. Подтверждением этому может также служить сравнение некоторых наших коротковолновых «линий» с линиями, полученными при большей дисперсии Мейнелом [3]. Нашей линии λ 8383 Å соответствуют, очевидно, у Мейнела линии 8346, 8379, 8398 и 8431 Å ночного неба и самой тонкой нашей линии λ 8641 Å — 8628 и 8659 Å.

Главным результатом нашей работы является уверенное обнаружение шести новых линий или бленд (λ 10 827, 10 374, 10 217, 9976, 9391 и 8870 Å), ранее никем не обнаруженных.

Наш материал недостаточен, чтобы судить о точном относительном распределении энергии в эмиссионных линиях спектра ночного неба и о колебаниях в их яркости. В настоящее время возможно сделать только несколько общих заключений. Наибольшая интенсивность излучения приходится на время около полуночи. Экспонирование спектра в течение всей ночи не приводит к заметному увеличению почернений по сравнению с почернениями, получаемыми при экспонировании в течение трех часов около полуночи. На снимке спектра ночного неба перед рассветом в районе зодиакального света в течение четырех ночей при одночасовой экспозиции в каждую ночь обнаруживаются только еле заметные почернения, в то время как при четырехчасовой экспозиции около полуночи получается вполне отчетливый снимок спектра.

Эмиссия ночного неба в области от 8000 до 11 000 Å сосредоточена на многих участках этого диапазона. Около 10 400—10 440 Å вообще не существует более интенсивного излучения, а тем более сосредоточения подавляющей части длинноволнового излучения, как это предполагают Стеббинс, Уайтфорд и Свингс [4] [5]. В отличие от этих авторов, наши наблюдения указывают на более интенсивную эмиссию в других областях этого спектра (λ 8000—11 000 Å), а там, где они вообще специально отмечали отсутствие эмиссии, а именно около 8900 Å, имеется излучение более интенсивное, чем около 10 400—10 440 Å.

Для идентификации отдельных составляющих излучения ночного неба необходимо получение снимков спектров со значительно большей дисперсией, чем та, которой мы располагали в 1949 г. Тем не менее наш материал полностью опровергает неверное представление о сосредоточении преобладающей части длинноволнового излучения около 10 400—10 440 Å, — представления, которое благодаря опубликованным работам Стеббинса, Уайтфорда и Свингса получило большую популярность.

В настоящее время проводится работа по исследованию излучения протяженных небесных объектов в области от 8000 до 11 000 Å [2]. Эмиссия ночного неба на этом участке спектра затрудняет получение контрастных снимков. Для получения контрастных снимков, повидимому наиболее благоприятны участки спектра с наименьшей эмиссией около 9700 и 10 600 Å.

В заключение считаю необходимым поблагодарить академика Г. А. Шайна за внимание к нашим работам, а также академиков С. И. Вавилова и А. А. Лебедева за поддержку и помощь при создании необходимой аппаратуры. Также считаю необходимым поблагодарить В. Т. Лукашеню за помощь в налаживании аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. В. И. Красовский. ДАН СССР, **66**, № 1, 53, 1949.
 2. А. А. Калинин, В. И. Красовский и В. Б. Никонов. ДАН СССР, **66**, № 1, 23, 1949.
 3. A. Meinel. Publ. Astr. Soc. of Pac. **60**, 373, 1948.
 4. J. Stebbins, A. Whitford a. P. Swings. Phys. Rev. **66**, N 7/8, 225, 1944.
 5. J. Stebbins, A. Whitford a. P. Swings. Ap. J. **101**, 39, 1945.
-

ЭЛЕМЕНТЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОРБИТЫ КОМПОНЕНТОВ
СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ Н. D. 121648

Г. А. Шайн

На основании полученных в Симеизской обсерватории радиальных скоростей новой спектрально-двойной звезды Н. D. 121648 была определена орбита обоих ее компонентов. Окончательные элементы, полученные для круговой орбиты, следующие: $P = 4.958$ дней; $V_0 = -29.8 \pm 1.2$ км; $K_1 = +92.3 \pm 2.1$ км; $K_2 = 97.0 \pm 2.1$ км; $T_0 = 2\,429\,776.775$ J. D; $a_1 \sin i = 6\,293\,000$ км; $a_2 \sin i = 6\,613\,000$ км; $m_1 \sin^3 i = 1.79 \odot$; $m_2 \sin^3 i = 1.70 \odot$.

Звезда Н. D. 121648 ($\alpha_{1900} = 13^h 51^m.6$, $\delta_{1900} = +26^\circ 25'$, класс F0, визуальная величина 6.69) была объявлена нами как новая спектрально-двойная с раздваивающимися линиями в 1939 г.*

Число наблюдений далеко не достаточно для определения окончательной орбиты. Вследствие уничтожения 40-дюймового рефлектора во время оккупации Крыма в 1941—1944 мы не могли продолжать наблюдения. Возможность возобновить наблюдения не представится ранее 1951 г. Поэтому мы и решили опубликовать предварительные элементы.

Наблюдения охватывают период с 28 мая 1938 г. по 30 июня 1940 г. (число циклов 154). Период оказался равным 4.958 дням, и определить его с большей точностью не представляется возможным. Для определения орбиты мы положили в основу 21 спектрограмму с раздваивающимися линиями и 8 спектрограмм, в которых линии обоих компонентов можно считать совпадающими.

Оба компонента имеют идентичный спектр класса F0. Яркость компонентов, повидимому, близка друг к другу. Глубина линий при раздвоении оказывается очень малой. Число парных линий не велико, не более 15, а в случае недодержки 2—3. Полная амплитуда изменения скоростей немногим меньше 200 км. Из 29 спектрограмм 10 были недодержаны и измерялись с трудом. Имея небольшое число спектрограмм вообще и значительный процент недодержанных, мы получили большое значение для среднего отклонения $O - C$ одной спектрограммы для каждого из

* Pulk. Observ. Circ. № 26—27, 79, 1939.

компонентов. Базируясь на $O - C$ из таблицы наблюдений для спектрограмм с двойными линиями, мы получили в среднем ± 6.8 и ± 8.3 км/сек для 1-го и 2-го компонентов, соответственно. Среднее алгебраическое значение для $O - C$ равно $+1.4$ и -1.6 , соответственно.

Мы не делали попытки улучшить предварительное значение $P = 4.958$ дней посредством введения его в решение по способу наименьших квадратов.

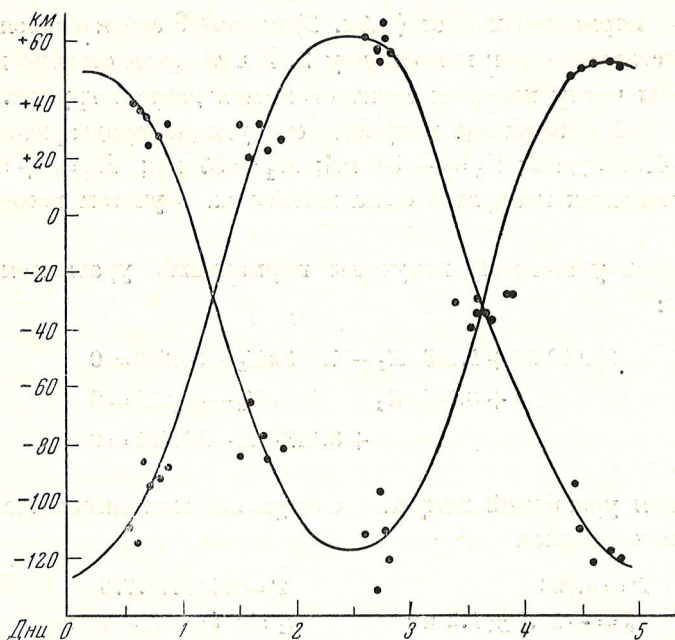
Точно так же не определялись значения поправок к времени прохождения через периастрий и к ω , так как орбита, повидимому, близка к круговой.

Ниже в табл. 1 даны все существенные данные. Фазы отсчитаны от момента $T = 2429\,776.775$ J. D. Веса для всех спектрограмм были приняты одинаковыми. Значения $O - C$ для обоих компонентов получены из вычислений, базирующихся на элементах круговой орбиты.

Таблица 1

№	Дата	J.D.= 2429	Фаза	Компонент 1	O — C,	Компонент 2	O — C,
				скорость, км	км	скорость, км	км
1938							
1	Май 28	047.426	4.435	+ 47	+ 4	— 95	+11
2	Июнь 7	057.407	4.500	+ 45	— 2	—109	+ 2
3	» 11	061.374	3.509	— 40			
4	» 13	063.395	0.572	+ 39		—110	— 8
5	» 19	069.367	1.586	— 66	+ 3	+ 20	+ 7
6	» 23	073.366	0.627	+ 37	+ 2	—114	—16
1939							
7	Май 12	396.499	1.490	— 85	—12	+ 32	+16
8	Июнь 8	423.382	3.583	— 30			
9	» 12	427.383	2.626	—112	+ 8	+ 61	— 5
10	» 14	429.379	4.622	+ 52	— 2	—122	— 4
11	» 16	431.400	1.685	— 79	0	+ 32	+10
12	» 18	433.381	3.666	— 35			
13	» 27	442.378	2.747	— 98	+19	+ 56	— 6
1940							
14	Апрель 20	740.486	3.375	— 31			
15	Май 25	775.449	3.632	— 35			
16	» 27	777.442	0.667	+ 36	+ 5	— 86	+ 8
17	Июнь 9	790.400	3.709	— 37			
18	» 11	792.383	0.734	+ 25	0	— 95	— 7
19	» 13	794.365	2.716	—132	—14	+ 52	—11
20	» 17	798.367	1.760	— 86	0	+ 22	— 8
21	» 18	799.387	2.780	—112	+ 3	+ 66	+ 6
22	» 20	801.365	4.758	+ 52	— 7	—118	+ 6
23	» 21	802.383	0.818	— 28	+11	— 92	—13
24	» 23	804.374	2.809	+122	— 8	+ 60	+ 1
25	» 24	805.390	3.825	— 28			
26	» 26	807.376	0.853	+ 32	+18	— 88	—12
27	» 27	808.392	1.869	— 82	+14	+ 26	—14
28	» 29	810.379	3.856	— 28			
29	» 30	811.367	4.844	+ 50	—12	—122	+ 4

Индивидуальные наблюдения представлены на фиг. 1.



Фиг. 1. Кривая лучевых скоростей Н. D. 121648

Наблюдения были разбиты по фазам на 17 групп. Эта разбивка наблюдений не была совершенно одинаковой для обоих компонентов, и поэтому имеются небольшие различия в средних значениях фаз. Отсутствие точек на кривой скоростей для фазы около 1.25, когда линии не раздваиваются, в основном обязано, повидимому, той случайности, что наблюдатель мог пользоваться инструментом лишь через день.

Таблица 2

Нормальные места

№	Средняя фаза, дни	Средняя скорость, км	Вес	O - C	
				предварит., км	окончат., км
1	3.644	- 33.0	1	+ 9.4	+ 5.5
2	4.468	+ 46.0	2	+ 5.3	+ 0.8
3	4.741	+ 51.5	2	- 4.2	- 7.7
4	0.622	+ 37.3	2	+ 7.2	+ 2.0
5	0.802	+ 28.3	2	+15.2	+ 9.6
6	1.538	- 75.5	1	-10.2	-11.6
7	1.771	- 82.3	1	+ 3.5	+ 5.0
8	2.671	-122.0	2	- 9.5	- 2.7
9	2.778	-110.7	2	- 1.1	+ 4.8
10	4.468	-102.0	2	+ 4.0	+ 6.7
11	4.741	-120.7	2	+ 0.8	+ 2.4
12	0.600	-112.0	1	-15.1	-12.0
13	0.768	- 90.2	3	- 9.5	- 5.8
14	1.673	+ 21.0	1	+ 3.1	+ 0.2
15	1.681	+ 30.0	1	+11.4	+ 8.4
16	2.707	+ 59.7	3	+ 6.4	+ 3.4
17	2.778	+ 58.0	1	+ 7.0	- 2.3

В таблице нормальных мест (табл. 2) первые 9 строк относятся к компоненту 1, остальные — к компоненту 2. В четвертом столбце даны веса, которые равны числу хороших спектрограмм в данной группе.

Для круговой орбиты мы получили следующие предварительные элементы: $P = 4.958$ дней; $V_0 = -31$ км; $K_1 = 87$ км; $K_2 = +91$ км. По способу наименьших квадратов была вычислена с учетом весов круговая орбита.

Из условных уравнений получены нормальные уравнения для круговой орбиты:

$$\begin{aligned} 29.000 dV + 4.128 dK_1 - 1.108 dK_2 - 34.800 &= 0 \\ + 8.864 dK_1 \quad 0 \quad dK_2 - 48.224 &= 0 \\ + 8.818 dK_2 - 51.492 &= 0 \end{aligned}$$

Из решения уравнений получаем следующие окончательные элементы и их вероятные ошибки:

$P = 4.958$	$T = 2\,429\,776.775$
$V_0 = -29.8 \pm 1.2$ км	$a_1 \sin i = 6\,293\,000$ км
$K_1 = 92.3 \pm 2.1$ км	$a_2 \sin i = 6\,613\,000$ км
$K_2 = 97.0 \pm 2.1$ км	$m_1 \sin^3 i = 1.79 \odot$
	$m_2 \sin^3 i = 1.70 \odot$

При решении условных уравнений по способу наименьших квадратов величина Σr^2 уменьшилась с 1889 до 1019.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ИОНОВ В ОСНОВНЫХ КВАНТОВЫХ СОСТОЯНИЯХ *

И. С. Шкловский

Обсуждаются различные механизмы возбуждения корональных ионов. Оказывается, что если во внутренней короне основным механизмом возбуждения является электронный удар, то во внешней при $r > 2$ решающая роль в возбуждении исходных уровней зеленой и красной линий принадлежит излучению фотосферы. Далее дается теория относительных интенсивностей различных корональных линий, принадлежащих одному и тому же иону (Fe XIII, Ni XV, Fe XI, Ni XIII), исходя из механизма возбуждения электронным ударом. Результаты вычислений находятся в удовлетворительном согласии с наблюдениями. Показано, что линии $\lambda\lambda$ 5694 и 5446 не могут быть приписаны Ca XV. Высказано предположение, что области свечения λ 5694 в короне сравнительно холодны. Возможно, что линия λ 5694 обусловлена некоторым переходом Ne VI. Вычисляются концентрации корональных ионов в основных состояниях. Результаты вычислений сведены в табл. 7—10. Оказывается, что отношение концентраций корональных электронов (практически равное концентрации ионов водорода) и Fe XIV остается практически постоянным во всей короне, вплоть до $r = 2.8$. Этот факт имеет принципиальное значение. Однако для окончательного доказательства существования полного перемешивания элементов в короне необходимо учесть концентрации атомов железа в тех стадиях ионизации, которые не имеют линий в доступной наблюдениям части спектра.

В заключение исследовано влияние структуры короны на вычисленные относительные обилия водорода и металлов. Показано, что структура короны не может существенно повлиять на результаты вычислений. Это особенно касается внешней короны.

§ 1. О ВОЗБУЖДЕНИИ ИСХОДНЫХ УРОВНЕЙ КОРОНАЛЬНЫХ ИОНОВ

Для запрещенных корональных линий монохроматическая объемная светимость может быть представлена в следующем виде (см., например, [1]):

$$G_{\lambda}(r) = Z(r) \cdot h\nu \frac{A}{\sum A_{ik} + b_{ik} + C}, \quad (1.1)$$

* См. предыдущую статью этого цикла [6]. В настоящей статье речь будет идти об ионах, дающих линии излучения в доступной наблюдениям части спектра.

где Z — число возбуждений исходного уровня за единицу времени в единице объема; A — вероятность перехода, реализующего данную линию; ΣA_{ik} — сумма вероятностей переходов с данного уровня на все нижележащие уровни; b_{ik} — вероятность удара второго рода; C — вероятность перехода на вышележащие уровни путем поглощения излучения фотосферы. Как показал Эдлен, в условиях короны величины b и C малы по сравнению с A .

Вообще говоря, в короне действует ряд механизмов, приводящих к возбуждению ионов. Эти механизмы суть:

а) рекомбинации корональных электронов на возбужденные уровни;
б) возбуждение вследствие неупругого соударения с какой-нибудь частицей;

в) поглощение излучения фотосферы в частотах корональных линий;

г) переход иона из более «высокого» состояния в рассматриваемое.

Кун Хуанг [2] показал, что действие механизма п. «а» пренебрежимо мало по сравнению с действием механизма п. «б»; как легко понять, это следует из малости эффективного сечения рекомбинаций по сравнению с эффективным сечением возбуждения соударением.

Заметим, что наиболее частыми будут соударения корональных ионов с электронами (вследствие относительно большой концентрации и высокой скорости последних). Задача вычисления эффективного сечения неупругого столкновения электрона с ионом для сравнительно малых термических относительных скоростей является исключительно трудной. В случае планетарных туманностей для иона ОIII (основная конфигурация $2s^2 2p^2$) квантово-механический расчет методом парциальных сечений был выполнен Мензелом и Хэббом [3]. Для этого иона

$$N_1 b_{12} \equiv Z_{cm} = N_1 \cdot N_e \cdot \frac{8.54 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} (2I_2 + 1) \cdot \Omega'(1.2) \cdot e^{-h\nu/kT_e} \quad (1.2)$$

В формуле (1.2) индексы «1» и «2» символизируют начальное и конечное состояние иона; T_e — электронная температура короны; N_1 — концентрация корональных ионов в основном состоянии; I_2 — внутреннее квантовое число для возбужденного уровня; $h\nu$ — энергия возбуждения; $\Omega'(1.2)$ — безразмерный параметр, значения которого для различных переходов иона ОIII приводятся в табл. 1.

Таблица 1

	3P_0	3P_1	3P_2	1D_2
1S_0	0.39	0.39	0.39	0.54
1D_2	0.44	0.44	0.44	—
3P_2	0.81	0.75	—	—
3P_1	0.57	—	—	—

В сущности говоря, только один ион в короне — CaXV — имеет такую же конфигурацию, как и ОIII. Нужно еще указать, что вычисления Мензела и Хэбба для случая ОIII основывались на предположении о существовании рессел-саундерсовской связи. Дело в том, что от характера связи зависят «угловые» собственные функции рассматриваемой квантово-механической системы, состоящей из возбуждающего электрона и возбуждаемого иона. В каком направлении будут действовать отклонения от LS-связи, не ясно. Повидимому, будет иметь место также зависимость $\Omega'(ik)$ от Z — заряда иона, в силу кулоновского взаимодействия между последним и возбуждающим электроном. Мензел указывает, что эта зависимость не может быть сильной [4]. Однако есть основания полагать, что основная особенность формулы (1.2), именно — аномально большая величина сечений (в десятки раз больше газокINETических), является характерной для возбуждения электронным ударом подуровней одной и той же конфигурации (см. [5]). Заметим, что из табл. 1 следует, что величины $\Omega'(ik)$ для разных переходов меняются незначительно.

Ввиду того, что вероятности переходов для корональных линий малы, можно ожидать, что роль поглощения излучения фотосферы при возбуждении ионов будет мала по сравнению с неупругими соударениями. Например, в случае планетарных туманностей, как хорошо известно — исходные уровни при излучении небулярных линий возбуждаются электронным ударом. Однако, как указал Эдлен [1], в короне условия для радиативного возбуждения ионов гораздо более благоприятны.

Отношение числа актов возбуждения корональных ионов поглощением излучения фотосферы к числу актов возбуждения электронным ударом будет равно

$$\frac{Z_{\text{фот}}}{Z_{\text{ст}}} = \frac{B_{12} U_{12}}{b_{12}} = \frac{A \cdot e^{h\nu/kT_e} \cdot T_e^{1/2} \cdot W_{12}}{N_e \cdot 8.54 \cdot 10^{-6} (2J_1 + 1) \Omega'(e^{h\nu/kT_0} - 1)}, \quad (1.3)$$

где T_0 — температура Солнца; W_{12} — коэффициент дилуции. Полагая $T_e = 10^6$ (это значение будет обосновано дальше), а $\Omega' = 0.5$, будем иметь

$$\frac{Z_{\text{фот}}}{Z_{\text{ст}}} = \frac{A \cdot W_{12} \cdot 10^9}{(2J_1 + 1) \cdot N_e \cdot 4.27 (e^{h\nu/kT_0} - 1)}. \quad (1.3')$$

Сопоставляя формулу (1.3') с табл. 1, 2 и 7 в [6], можно убедиться, что наивыгоднейшие условия для фотовозбуждения будут для линий $\lambda 5303$, $\lambda 10798$, $\lambda 10747$ и $\lambda 6374$. Для красной и зеленой линий при $r > 2.1$ и при N_e , соответствующем наблюдениям Аллена (корона 1940 г.), фотовозбуждения будут происходить чаще, чем возбуждения электронным ударом.

В случае, когда решающая роль в возбуждении корональных ионов принадлежит электронным ударам, объемная монохроматическая светимость будет, согласно формуле (1.2), пропорциональна $N_1 N_e$. Если при

этом состоянии ионизации короны для достаточно большого интервала значений r остается постоянным, т. е. отношение $N_1/N_e = \text{const}$,* и относительное обилие рассматриваемого элемента (например, железа) не зависит от r , то $\mathcal{E}_\lambda(r) \propto N_e^2(r)$. В случае, когда преобладают процессы фотовозбуждения излучением фотосферы, $\mathcal{E}_\lambda(r) \propto N_e(r) \cdot W(r)$. В короне $W(r)$ меняется с r гораздо медленнее, чем $N_e(r)$ (см., например, табл. 2 и 6 в [6]). Следовательно, можно ожидать, что для линий, возбуждаемых излучением, $\mathcal{E}_\lambda$ будет убывать с расстоянием медленнее. На основании табл. 2, 6 и 8 в [6] приводим значения $\mathcal{E}_\lambda(r)$ для различных линий, а также значения $N_e^2(r)$ и $N_e(r) \cdot W(r)$ в относительных единицах, полученные согласно наблюдениям Аллена [9].

Таблица 2а

λ r	3987	4086	4231	5116	5303	6374	N_e^2	$N_e \cdot W$
1.2	100	100	100	100	100	100	100	100
1.4	9.4	7.4	16	16	23	15	7.8	19
1.6			2.3	2.2	1.9	2.8	0.63	3.8
1.8					0.46	0.61	0.15	1.5
2.0					0.18	0.17	0.044	0.62
2.2					0.59	0.031	0.014	0.28
2.4					0.022		0.0039	0.12
2.6					0.013		0.0013	0.062

Анализируя табл. 2а, можно сделать следующие выводы. Зависимость $\mathcal{E}_\lambda(r)$ для линий $\lambda 3987$ и $\lambda 4086$ такая же, как и для $N_e^2(r)$. Эти линии наблюдаются во внутренней короне, где условия для возбуждения электронным ударом (из-за большого значения N_e) особенно благоприятны. Для линий $\lambda 4231$ и $\lambda 5116$ $\mathcal{E}_\lambda(r)$ убывает с расстоянием гораздо медленнее, как $N_e \cdot W$. Этому явлению можно дать два объяснения: а) эффективные сечения возбуждений электронным ударом исходных уровней этих линий аномально малы, и решающим является фотовозбуждение. В связи с этим заметим, что Шайн [8] также указывает на аномально медленное убывание эквивалентной ширины линии $\lambda 4231$ с расстоянием (линия $\lambda 5116$ Шайном не наблюдалась); б) степень ионизации никеля в короне меняется с изменением r так, что, несмотря на уменьшение концентрации никеля с r , относительное количество Ni XII и Ni XIII растет. Сделать выбор между гипотезами пп. «а» и «б» можно будет на основании дальнейших наблюдений спектра короны. Монохроматическая объемная светимость $\mathcal{E}_\lambda$ для красной линии вплоть до $r \approx 1.6$ убывает сравнительно медленно, примерно как $N_e \cdot W_2$. Затем, вплоть до $r \approx 2$, она меняется парал-

* Нами было показано, что в короне ионизация не зависит от плотности материи, а определяется только кинетической температурой [7]. Таким образом условие $N_1/N_e = \text{const}$ есть условие постоянства кинетической температуры.

тельно N_e , а между $r = 2$ и $r = 2.2$ — еще быстрее. Это особенно отчетливо видно из нижеследующей таблицы:

Таблица 2б

r	$\mathcal{E}_{\lambda_{6374}}$	N_e^2	$N_e \cdot W$
1.6	100	100	100
1.8	22	24	40
2.0	6.1	7.0	16
2.2	1.1	2.2	7

Такая зависимость $\mathcal{E}_\lambda(r)$ может быть объяснена только изменением степени ионизации железа в короне с высотой, т. е. изменением электронной температуры (см. [7]), между $r = 1.2$ и $r = 1.6$. Между $r = 1.6$ и $r = 2.0$ степень ионизации короны (конкретно: отношение FeX/N_e) остается постоянной, и возбуждение ионов осуществляется преимущественно электронным ударом. Между $r = 2.0$ и $r = 2.2$ степень ионизации короны опять меняется, причем концентрация ионов FeX резко убывает.

Что касается изменения $\mathcal{E}_\lambda(r)$ для $\lambda 5303$, то прежде всего нужно заметить следующее. Так как экспозиция у Аллена была очень велика (170 секунд), то при $r = 1.2$ спектрограмма для зеленой линии оказалась передержанной, и оценка $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$ (при $r = 1.2$), повидимому, значительно меньше действительной. С учетом этого обстоятельства, $\mathcal{E}_\lambda(r)$ между $r = 1.2$ и $r \approx 1.9$ меняется так же, как и $N_e^2(r)$, т. е. возбуждение ионов FeXIV в этой области обусловлено электронным ударом. При $r = 2.2$ $\mathcal{E}_\lambda(r)$ меняется, как $N_e(r) \cdot W(r)$, что видно из следующей таблицы:

Таблица 2в

r	$\mathcal{E}_{\lambda_{5303}}$	N_e^2	$N_e \cdot W$
2.2	100	100	100
2.4	37	28	44
2.6	22	9	29

Таким образом, при $r \geq 2.2$ ионы Fe XIV возбуждаются преимущественно излучением фотосферы. На это обстоятельство указывает также и Аллен [10]. В связи с этим им предложен способ эмпирического определения эффективного сечения возбуждения Fe XIV электронным ударом. Он относит эквивалентную ширину зеленой линии не к J_s , а к «непрерывному» свечению короны J_c . Для этого нужно умножить приведенные в табл. 8 $\Delta\lambda$ на J_s/J_c (см. табл. 6). При этом оказывается, что $\overline{\Delta\lambda} = \Delta\lambda \cdot J_s/J_c$, начиная с $r = 2.2$, остается постоянной и равной $2.2 \text{ \AA}$, что, естественно, объясняется фотовозбуждением, ибо как $\mathcal{E}_\lambda(r)$,

так и $\mathcal{E}(r)$ — светимость короны в белом свете — пропорциональны $N_e(r) \cdot W(r)$.

Изменение $\overline{\Delta\lambda}$ с r для $r < 2.2$ обусловлено электронными ударами, роль которых быстро растет с уменьшением r . При $r = 1.6$, $\overline{\Delta\lambda} = 4.3 \text{ \AA}$, т. е. вдвое больше, чем при $r = 2.2$. Это значит, что при $r = 1.6$ $\frac{Z_{\text{фот}}}{Z_{\text{ст.}}} = 1$. Из этого условия непосредственно определяется эффективное сечение возбуждения столкновением $\overline{\sigma}$. Аллен находит $\overline{\sigma} = 2.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ при $T_e = 10^6$. Однако он пользуется при этом N_e , полученным из формулы Баумбаха. Если принять $N_e(1.6) = 1.9 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ (см. табл. 6), то $\overline{\sigma} = 1.1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$. Значение $\overline{\sigma}$ при той же T_e , на основании формулы Мензела — Хэбба (2.2), равно $2.2 \cdot 10^{-17}$, т. е. вдвое больше. Согласие эмпирически определенного σ с теорией нужно считать удовлетворительным, особенно если учесть возможные изменения в степени ионизации короны при переходе от $r = 2.2$ к $r = 1.6$.

Это дает нам основание пользоваться формулой Мензела — Хэбба при дальнейших исследованиях.

§ 2. ОБ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЯХ КОРОНАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Как известно, не существует двух (и более) корональных линий, у которых исходный уровень был бы общий (см., например, [1]). Это означает, что в короне не могут быть линии с постоянным отношением интенсивностей. Относительные интенсивности корональных линий должны зависеть от физических условий, господствующих в короне (например, кинетической температуры). Можно считать установленным, что эти условия различны в различных частях короны и, кроме того, меняются со временем. Это особенно ясно следует из систематических наблюдений короны вне затмения. Вальдмайер ввел термины «зеленые» и «красные» области короны, понимая под первыми те области, где особенно интенсивна линия $\lambda 5303 \text{ \AA}$, а под вторыми — линия $\lambda 6374 \text{ \AA}$. Лيو [11] (и независимо Шайн [12]) еще до отождествления корональных линий разбили последние на некоторые группы. В пределах каждой из групп относительные интенсивности корональных линий остаются более или менее постоянными, хотя отношение интенсивностей линии, принадлежащих к разным группам, может меняться в широких пределах.

Такое эмпирическим образом установленное поведение различных групп корональных линий тесно связано с тем обстоятельством, что в короне имеются ионы, каждый из которых ответствен за излучение нескольких корональных линий. Эти ионы суть:

Fe XI $\lambda 3987 \text{ \AA}$ и $\lambda 7892 \text{ \AA}$; Ni XIII $3643 \text{ \AA}$ и $5116 \text{ \AA}$;
 Fe XIII $\lambda 3388 \text{ \AA}$, $\lambda 10747 \text{ \AA}$ и $\lambda 10798 \text{ \AA}$;
 Ni XV $\lambda 6702 \text{ \AA}$ и $\lambda 8024 \text{ \AA}$;
 Ca XV (?) $\lambda 5694 \text{ \AA}$ и $\lambda 5446 \text{ \AA}$.

(Относительно последних двух линий подробную дискуссию см. ниже). Задача теории — объяснить наблюдаемые относительные интенсивности линий, принадлежащих к одному и тому же иону. При этом нужно учесть, что для сравнения с теорией должны быть использованы лишь одновременные наблюдения интенсивностей в определенной области короны.

Такие наблюдения могут быть выполнены вне затмения. Особенно надежными являются полученные Лию относительные интенсивности инфракрасных линий Fe XIII и красных линий Ni XV.

Конфигурации $3s^23p^4$ (Fe XI и Ni XIII) принадлежат следующие уровни: 3P_2 (основной), 3P_1 , 3P_0 , 1D_2 и 1S_0 . Те же уровни существуют и для конфигурации $3s^23p^2$ (Fe XIII и Ni XV) с той лишь разницей, что порядок Р-термов не обращен. Разберем сперва случай Fe XIII.

Введем новые обозначения для термов этого иона — их последовательность будем отмечать цифрами 0, 1, 2 и т. д., где 0 соответствует терму 3P_0 . Как было показано выше, во внутренней короне процессы фотовозбуждения для уровней Fe XIII будут малы по сравнению с соударениями. Условия стационарности «населенностей» N_i различных уровней этого иона можно записать следующей системой линейных уравнений:

$$N_0 b_{01} + N_2 (A_{21} + b_{21}) + N_3 (A_{31} + b_{31}) + N_4 (A_{41} + b_{41}) = N_1 \left(A_{10} + \sum_{k=0}^4 {}'b_{1k} \right);$$

$$N_0 b_{02} + N_1 b_{12} + N_3 (A_{32} + b_{32}) + N_4 (A_{42} + b_{42}) = N_2 \left(A_{20} + A_{21} + \sum_{k=0}^4 {}'b_{2k} \right);$$

$$N_0 b_{03} + N_1 b_{13} + N_2 b_{23} + N_4 (A_{42} + b_{43}) = N_3 \left(\sum_{i=0}^2 {}'A_{3i} + \sum_{k=0}^4 {}'b_{3k} \right); \quad (2.1)$$

$$N_0 b_{04} + N_1 b_{14} + N_2 b_{24} + N_3 b_{34} = N_4 \left(\sum_{i=0}^3 A_{4i} + \sum_{k=0}^3 b_{4k} \right).$$

Знак $\sum {}'b_{ik}$ означает суммирование по всем уровням, за исключением i . Условие стационарности для основного («нулевого») уровня является следствием системы (2.1).

Приняв $T_e = 10^6$, $N_e = 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ (что должно соответствовать самим внутренним областям короны, наблюдавшимся Лию), будем на основании (1.2) иметь следующее простое выражение для b_{ik} :

$$b_{ik} = 4.3 (2 I_i + 1)^{-1} \cdot \Omega(ik).^* \quad (2.2)$$

* Величины $\Omega'(ik)$ связаны с $\Omega(ik)$ соотношением

$$\Omega(ik) = (2 J_i + 1) (2 J_k + 1) \cdot \Omega'(ik).$$

Введение величины Ω вместо Ω' для наших целей представляет то удобство, что можно одним выражением (2.2) представить вероятность ударов первого рода ($i < k$) и второго рода ($i > k$).

Вероятности переходов вычислены Эдленом [4] и могут быть сведены в следующую табл. 3.

В каждом из столбцов приведены вероятности переходов для FeXIII, Ni XV, Fe XI и Ni XIII. Вероятность перехода $^1S_0 - ^3P_1$ во всех случаях подавляюще превосходит другие вероятности переходов с уровня 1S_0 .

Таблица 3

	3P_0				3P_1				3P_2				1D_2			
	Fe XIII	Ni XV	Fe XI	Ni XIII	Fe XIII	Ni XV	Fe XI	Ni XIII	Fe XIII	Ni XV	Fe XI	Ni XIII	Fe XIII	Ni XV	Fe XI	Ni XIII
1S_0	0		0.002		72	221	910	18	87	229	3				14	
1D_2							9.5									
3P_2	0.01	0.05			9.7	22										
3P_1	14	57					0.25	0.01			44	157				
3P_0											0.02	0.06				

В самом деле, только в этом случае имеет место магнитно-дипольное излучение, а во всех остальных электрическое квадрупольное, вероятность которого много меньше. Заметим, что соответствующие линии лежат в недоступной наблюдениям ультрафиолетовой части спектра. Вследствие указанной особенности вероятностей переходов мы примем, что всякий процесс возбуждения уровня 1S_0 эквивалентен возбуждению уровня 3P_1 . Это значит, что мы можем ограничиться рассмотрением только первых четырех уровней, заменив в первом уравнении (2.1) b_{01} на $b_{01} + b_{04}$, а члены $N_i(A_{i1} + b_{i1})$ — на члены $N_i(A_{i1} + b_{i1} + b_{i4})$. Тогда уравнения (2.1) переписутся:

$$N_0(b_{01} + b_{04}) + N_2(A_{21} + b_{21} + b_{24}) + N_3(A_{31} + b_{31} + b_{34}) = N_1 \left(A_{10} + \sum_{k=0}^4 b_{1k} \right) \quad (2.3)$$

$$N_0 b_{02} + N_1 b_{12} + N_3(A_{32} + b_{32}) = N_2 \left(A_{20} + A_{21} + \sum_{k=0}^4 b_{2k} \right);$$

$$N_0 b_{03} + N_1 b_{13} + N_2 b_{23} = N_3 \left(A_{30} + A_{31} + A_{32} + \sum_{k=0}^4 b_{3k} \right)$$

(в левой части последних двух уравнений системы (2.3) мы опустили члены $N_4 A_{42}$ и $N_4 A_{43}$ по двум причинам: во-первых, вероятности переходов малы, во-вторых, N_4 (населенность уровня 1S_0) должна быть относительно небольшой из-за большого значения вероятности перехода $^1S_0 - ^3P_1$).

Заметим далее, что величины b_{ik} порядка $2-3 \text{ сек}^{-1}$, т. е. много меньше A_{ik} (лишь в случае перехода $^3P_2 - ^3P_1$ у Fe XIII $A_{21} = 9.7 \text{ сек}^{-1}$).

Решая систему (2.3), найдем: $\frac{N_1}{N_0} = 2.3$; $\frac{N_2}{N_0} = 2.8$; $\frac{N_3}{N_0} = \frac{1}{3}$. Сравним теперь нашу теорию с наблюдениями. Согласно Лио [11], отношение интенсивностей двух инфракрасных корональных линий $\lambda\lambda 10798$ и 10746 равно 35:55. Так как интенсивности корональных линий должны быть пропорциональны выражению $N_h A \cdot h\nu$, то отношение интенсивностей двух указанных линий будет равно:

$$\frac{I_{\lambda 10798}}{I_{\lambda 10746}} = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{9.7}{14} \cdot \frac{10.746}{10.798} = 47/55,$$

где мы подставили только что полученное теоретическое отношение $N_2/N_1 = 1.2$. Согласие теории и наблюдений нужно считать удовлетворительным, если учесть некоторую неопределенность в принятых значениях N_e и T_e , а также ошибки наблюдений.

К сожалению, результаты наблюдения Гротрианом линии $\lambda 3388$, дающие N_3 (см. табл. 7 в [6]), не могут быть сравнены с выведенными из наблюдений Лио значениями N_2 и N_1 . Оба эти наблюдения приводились в разные эпохи, когда основные характеристики короны — N_e и T_e — были различны. В частности, как это было показано в [6], N_e во время наблюдений Гротриана была аномально низкая. Полагая $N_e = 2.7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1.4 \cdot 10^6$ (что, повидимому, соответствовало условиям наблюдения Гротриана), будем иметь следующее решение системы (2.3):

$$x_1 = \frac{N_1}{N_0} = 0.11; \quad x_2 = \frac{N_2}{N_0} = 0.16; \quad x_3 = \frac{N_3}{N_0} = \frac{1}{250}.$$

В этом случае большая часть ионов Fe XIII находилась в основном состоянии 3P_0 (в отличие от условий наблюдений Лио, когда величины x , x_2 и x_3 сравнимы).

Хорошее согласие теоретических относительных интенсивностей с наблюдаемыми также указывает на применимость формулы Мензела-Хэбба к корональным ионам.

Совершенно аналогично можно рассчитать ион Ni XV. Однако в этом случае переход $^1D_2 - ^3P_2$ дает линию, лежащую в недоступной для наблюдений части спектра. Следовательно, из наблюдений нельзя получить N_3 , что несколько ограничивает возможности проверки теоретических результатов.

Решая систему, аналогичную (2.3) для Ni XV, при тех же значениях N_e и T_e , найдем:

$$x_1 = 0.147; \quad x_2 = 0.172; \quad x_3 = 0.041.$$

Лио вне затмения наблюдал две линии четырнадцатикратно ионизованного никеля $\lambda 6702$ и $\lambda 8024$. Их интенсивности относятся, соответственно, как 4:1 (см. табл. 2). Так как обе линии лежат в одной и той же части спектра, наблюдались одновременно и одним и тем же инструментом, то оценке Лио нужно придать большой вес.

Теоретическое отношение интенсивностей этих линий, очевидно, равно

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{57}{22} \cdot \frac{8024}{6702} = 2.7,$$

что достаточно близко к наблюдаемому.

В случае ионов Fe XI и Ni XIII нужно учесть, что 3P -термы образуют инверсионную последовательность. Система уравнений, аналогичных (2.3), запишется:

$$\begin{aligned} N_2(b_{21} + b_{24}) + N_3(A_{31} + b_{31} + b_{34}) + N_0(A_{01} + b_{01} + b_{04}) &= N_1(A_{12} + \sum b_{1k}); \\ N_2b_{20} + N_3(A_{30} + b_{30}) + N_1b_{10} &= N_0(A_{01} + A_{02} + \sum_k b_{0k}); \\ N_2b_{23} + N_1b_{13} + N_0b_{03} &= N_3(A_{31} + A_{32} + A_{30} + \sum b_{3k}). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Весьма близкий к уровню 3P_1 уровень 3P_0 является «относительно метастабильным». В самом деле, как видно из табл. 10, вероятности переходов $^3P_0 - ^3P_1$ и $^3P_0 - ^3P_2$ ничтожно малы. Кроме того, переход $^1D_2 - ^3P_0$ имеет также весьма малую вероятность (так как в этом случае магнитно-дипольное излучение отсутствует, а электрическое квадрупольное, как обычно, дает очень малую вероятность перехода).

Решая систему (2.4), будем иметь:

а) $x_1 = 0.12$;	$x_3 = 0.061$	для $N_e = 2.6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$,	$T_e = 10^6$
б) $x_1 = 0.048$;	$x_3 = 0.019$	» $7.8 \cdot 10^7$	»
в) $x_1 = 0.039$	$x_3 = 0.014$	» $6.0 \cdot 10^7$	»
г) $x_1 = 0.025$;	$x_3 = 0.0092$	» $3.8 \cdot 10^7$	»
д) $x_1 = 0.017$;	$x_3 = 0.0063$	» $2.4 \cdot 10^7$	»

Случай «а» соответствует наблюдениям Аллена, «б», «в» и «д» — Аллена и Шайна, «д» — Гротриана (см. табл. 6 в [6]).

В короне имеются 2 линии Fe XI: $\lambda 3987$, наблюдавшаяся Гротрианом, Алленом и Шайном, и $\lambda 7892$, наблюдавшаяся Лию. Согласно табл. 1 в [6], отношение интенсивностей

$$\frac{I(\lambda 3987, \text{Гротриан})}{I(\lambda 7892, \text{Лио})} = 0.054.$$

Теоретическое отношение интенсивностей должно быть равно

$$\frac{I_3}{I_1} = \frac{N_3}{N_1} \cdot \frac{9.5}{44} \cdot \frac{7892}{3987} = \begin{cases} 0.21 & (\text{случай «а»}) \\ 0.15 & (\text{» «б»}) \end{cases}$$

Если использовать полученную Шайном интенсивность линии $\lambda 3987$, то

$$\frac{I(3987, \text{Шайн})}{I(7892, \text{Лио})} = 0.300,$$

т. е. в 5.5 раза больше, чем у Гротриана.

Расхождение в оценках интенсивности линии $\lambda 3987$ Шайна и Гротриана можно объяснить следующим образом. В 1929 г., когда наблюдал Гротриан, корона (в большей своей части) была более «горяча». Это должно иметь следствием относительно малое обилие ионов Fe X и Fe XI по сравнению с ионами Fe XIV. Действительно, оценки интенсивности красной линии $\lambda 6374$, принадлежащей Fe X, у Шайна и Гротриана расходятся в 5 раз в том же направлении. Состояние ионизации короны во время наблюдений Шайна и Лио, повидимому, было почти одинаково. Поэтому результаты их наблюдений над различными линиями Fe XI сравнимы и дают удовлетворительное согласие с теорией.

В случае Ni XIII решение системы (2.4) будет:

$$\text{а) } x_1 = 0.045; \quad x_3 = 0.023$$

$$\text{б) } x_1 = 0.014; \quad x_3 = 0.0070$$

$$\text{в) } x_1 = 0.0072; \quad x_3 = 0.0034$$

$$\text{г) } x_1 = 0.0042; \quad x_3 = 0.0020$$

где случаи «а», «б», «в» и «г» имеют тот же смысл, что и для Fe XI. В короне имеются 2 линии Ni XIII $\lambda 3643$ и $\lambda 5116$. Первая линия очень слаба. Шайном, Алленом и Гротрианом она не наблюдалась. Если положить ее эквивалентную ширину $\Delta\lambda = 0.1 \text{ \AA}$ (что равно эквивалентной ширине самых слабых корональных линий в этой области спектра), то ее объемная монохроматическая светимость $\mathcal{E}_\lambda = 8 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3 \cdot \text{сек}$ и $N_k = 8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Для другой линии Ni XIII — $\lambda 5116$, согласно наблюдениям Гротриана, $N_k = 0.24 \text{ см}^{-3}$. Отсюда наблюдаемое отношение $N_3/N_1 = 0.33$, в то время как на основании теории должно быть 0.50.

Таким образом, для всех случаев, когда наблюдалось несколько линий, принадлежащих одному и тому же корональному иону, согласие теории с наблюдениями нужно считать удовлетворительным, особенно если учесть ошибки наблюдений и несовершенство теории. Формула Мензела-Хэбба может, очевидно, служить первым приближением к описанию возбуждения корональных ионов неупругими столкновениями с электронами.

К сожалению, не существует данных, позволяющих сделать аналогичный расчет для Ca XIII. У этого иона наблюдается только одна линия $\lambda 4087$. Остальные линии, возникающие при переходах между подуровнями основного состояния, находятся в недоступной наблюдениям части спектра. Это делает невозможным сколько-нибудь уверенное определение концентрации ионов Ca XIII в основном состоянии.

§ 3. ЛИНИИ Ca XV В СПЕКТРЕ КОРОНЫ

Особый интерес представляют две линии $\lambda 5694$ и $\lambda 5446$, приписываемые Ca XV. Поведение первой из них сильно отличается от поведения других корональных линий. Повидимому, эта линия наблюдалась еще

в 1869 г. Юнгом при первых спектроскопических исследованиях короны. 68 лет ее никто не наблюдал — она была заново открыта Лио в 1937 г.

Вальдмайер [13] показал, что эта линия излучается отдельными, весьма активными областями солнечной короны, расположенными над большими группами пятен. В некоторых из таких областей интенсивность этой линии превышала интенсивность зеленой линии, хотя последняя была усилена. Тесным образом эта линия связана с хромосферными извержениями и протуберанцами «типа солнечных пятен». Отдельные области излучения этой линии могут существовать недели (в одном случае 3 солнечных оборота).

Есть основания предполагать, что эти самые внутренние области короны, расположенные в окрестностях извержений и протуберанцев указанного выше типа, повидимому, являются ответственными за возмущения ионосферы и магнитного поля земли. Вполне возможно, что желтая корональная линия $\lambda 5694$ является «индикатором» каких-то грандиозных физических процессов, происходящих в той интересной области солнечной атмосферы, которая лежит между хромосферой и короной. Эти процессы могут вызывать вышеуказанные геофизические возмущения.

Представляется весьма важным подтвердить или опровергнуть эдленовское отождествление. Если бы указанное отождествление было правильным, это имело бы существенное значение для уяснения картины физических процессов, протекающих над большими и активными группами пятен. Дело в том, что потенциал ионизации Ca XV резко выделяется своей величиной среди потенциалов ионизации других корональных ионов. Он равен 812 в, в то время как, например, у Fe XIV эта величина равна 355 в, а у Fe X — 233 в. Как мы показали [7], наблюдаемая ионизация короны может быть вполне объяснена ее высокой кинетической температурой. Для того чтобы образовалась достаточно большая концентрация Ca XV , нужно, чтобы электронная температура короны в областях свечения желтой линии была равна 5—10 миллионам градусов (!). Следовательно, эти области — самые «горячие» части солнечной атмосферы. Это обстоятельство, очевидно, должно определять характер протекающих там физических процессов, которые, как указывалось выше, могут иметь большое геофизическое значение.

С другой стороны, если бы было доказано, что желтая линия не принадлежит Ca XV , это указало бы новые пути для исследования активных областей короны над большими группами пятен.

Эдленовское отождествление линии $\lambda 5694$ приводит к большой трудности. Экстраполируя разности термов основной конфигурации $2s^2 2p^2$ (изоэлектронная последовательность CI , NII , OIII ...), Эдлен нашел, что для Ca XV указанные разности термов $^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_0$ и $^3\text{P}_2 - ^3\text{P}_1$ имеют почти одинаковую величину, а именно: $17\,700\text{ см}^{-1}$, что близко к волновому числу желтой корональной линии — $17\,550\text{ см}^{-1}$. Сразу видно, что совпадение здесь далеко не такое, как для подавляющего большинства других корональных линий (как правило, там совпадают четыре

значащих цифры). Это объясняется невозможностью в этом случае провести экстраполяцию достаточно точно. Линия $\lambda 5694$ может быть приписана как переходу ${}^3P_2 - {}^3P_1$, так и переходу ${}^3P_1 - {}^3P_0$. Эдлен, совершенно произвольно, выбрал последний переход. Ясно, что, согласно этому отождествлению, в короне (точнее, в тех ее областях, где наблюдается желтая линия) должна наблюдаться вторая линия Ca XV с длиной волны, близкой к $5694 \text{ \AA}$. Очевидно, поведение такой линии (например, локализация областей излучения) должно быть подобным поведению желтой линии. Однако до самого последнего времени никаких наблюдательных данных, подтверждающих существование такой линии, не имелось. Поэтому Эдлен считал свое отождествление сомнительным.

Недавно Вальдмайер [14] сообщил, что при исследовании спектра замечательной корональной конденсации 25/VII 1947 г., возникшей над активной группой пятен, им была открыта новая линия $\lambda 5446$. Так как поведение этой линии было вполне подобно поведению линии $\lambda 5694$, то Вальдмайер отождествил ее с Ca XV ${}^3P_2 - {}^3P_1$. Интенсивность этой линии была примерно в 5 раз меньше, чем интенсивность линии $\lambda 5694 \text{ \AA}$.

Таким образом, казалось бы, основная трудность эдленовского отождествления отпадает. Для проверки справедливости предположения Вальдмайера о природе линии $\lambda 5446$ мы рассчитаем относительную интенсивность двух этих линий в предположении, что Вальдмайер прав.

Мы будем рассматривать две возможности:

- а) переход ${}^3P_2 - {}^3P_1$ дает линию $\lambda 5446$, а переход ${}^3P_1 - {}^3P_0$ — линию $\lambda = 5694 \text{ \AA}$. Это есть предположение Эдлена — Вальдмайера;
- в) переход ${}^3P_2 - {}^3P_1 \rightarrow \lambda 5694$, переход ${}^3C_2 - {}^3P_1 \rightarrow \lambda 5446$.

Как указывалось выше, из-за неточности эдленовского отождествления обе возможности совершенно равновероятны.

Система термов основной конфигурации Ca XV $2s^2 2p^2$ такая же, как у Fe XIII $3s^2 3p^2$, т. е. ${}^3P_0 < {}^3P_1 < {}^3P_2 < {}^1D_2 < {}^1S_0$. Первоочередной задачей является вычисление точных значений вероятностей переходов. Это можно сделать, зная длины волн двух линий: ${}^3P_2 - {}^3P_1$ и ${}^3P_1 - {}^3P_0$.

Как хорошо известно, по мере продвижения вправо в каком-нибудь изоэлектронном ряду наблюдается постепенный переход от рессел-саундерсовской L — S-связи к J — J-связи, так что спектральные закономерности для какого-нибудь в высокой степени ионизированного атома подчиняются теории промежуточной связи. Эта теория, достигшая в последние годы больших успехов, легла в основу эдленовского отождествления. Волновые числа различных термов конфигурации $2s^2 2p^2$ могут быть записаны следующим образом [1]:

$${}^1S_0 = F_0 + \frac{5}{2}F_2 - \frac{1}{2}\zeta + \sqrt{\frac{225}{4}F_2^2 + \frac{15}{2}F_2\zeta + \frac{9}{4}\zeta^2};$$

$${}^1D_2 = F_0 - 2F_2 + \frac{1}{4}\zeta + \sqrt{9F_2^2 - \frac{3}{2}F_2\zeta + \frac{9}{16}\zeta^2};$$

$$^3P_2 = F_0 - 2F_2 + \frac{1}{4}\zeta - \sqrt{9F_2^2 - \frac{3}{2}F_2\zeta + \frac{9}{16}\zeta^2}; \quad (3.1)$$

$$^3P_1 = F_0 - 5F_2 - \frac{1}{2}\zeta;$$

$$^3P_0 = F_0 + \frac{5}{2}F_2 - \frac{1}{2}\zeta - \sqrt{225/4 \cdot F_2^2 + \frac{15}{2}F_2\zeta + \frac{9}{4}\zeta^2}.$$

Постоянная F_0 не имеет для нашей задачи никакого значения (рассматриваются ведь только разности термов); hF_2 — энергия электростатического взаимодействия электронов в атоме, $h\zeta$ — энергия магнитного взаимодействия спин — орбита.

Из уравнений (3.1) видно, что отношение разностей двух каких-либо пар термов есть функция отношения $\zeta/5F_2 = \chi$. Например:

$$\frac{^3P_2 - ^3P_1}{^3P_1 - ^3P_0} = \frac{\frac{3}{5} + \frac{3}{4}\chi - \sqrt{\frac{9}{25} - \frac{3}{10}\chi + \frac{9}{16}\chi^2}}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{3}{2}\chi + \frac{9}{4}\chi^2}}. \quad (3.2)$$

Безразмерная величина χ называется «параметр промежуточной связи». В случае чистой L—S-связи $\chi = 0$, для J — J-связи $\chi \rightarrow \infty$. Величиной χ определяется структура уровня. Решив уравнение (3.2) относительно χ , мы сможем, очевидно, каждому отношению $^3P_2 - ^3P_1 / ^3P_1 - ^3P_0$ поставить в соответствие определенное значение χ . Зная же эту величину, из уравнений (3.1) без труда найдем отношение $^1D_2 - ^3P_2 / ^3P_2 - ^3P_1$. Так как $^3P_2 - ^3P_1$ известно, можно непосредственно получить волновое число для перехода $^1D_2 \rightarrow ^3P_2$, 3P_1 , что необходимо для дальнейшего вычисления вероятностей переходов.

В интересующих нас случаях мы будем иметь дело только с магнитно-дипольным излучением. Правила отбора для этого излучения сводятся к требованиям $\Delta J = 0, \pm 1$ (за исключением перехода $0 \rightarrow 0$). Вероятность перехода при этом, согласно Шортли [15] и Пастернаку [16], будет равна

$$A_m = 2.69 \cdot 10^{-11} \frac{\nu^3}{2J+1} S_m(\chi), \quad (3.3)$$

где $S_m(\chi)$ — безразмерный параметр, так называемая «сила линии» (аналог силы осциллятора для дипольного излучения). Он является для данной конфигурации и данного перехода непрерывной функцией параметра связи. Мензел [17], Шортли и другие затабулировали $S_m\chi$ как функцию χ для различных конфигураций и переходов.

Таким образом, наша задача сводится к вычислению χ для конфигурации $2s^2 2p^2$ иона Ca XV.

Предположение а

В этом случае

$$R_L = \frac{P_2 - P_1}{P_1 - P_0} = \frac{5694}{5446} = 1.0455.$$

Отсюда, согласно (3.2), находим $\chi = 0.453$.

Согласно (3.1)

$$\frac{{}^1D_2 - {}^3P_2}{{}^3P_2 - {}^3P_1} = \frac{2V^{9/25} - {}^{3/10}\chi + {}^{9/16}\chi^2}{{}^{3/5} + {}^{3/4}\chi - V^{9/25} - {}^{3/10}\chi + {}^{9/16}\chi^2} = 3.26.$$

Откуда волновое число для перехода ${}^1D_2 - {}^3P_2$ равно 59.600 см^{-1} , а длина волны — 1670 Å . Для перехода ${}^1D_2 - {}^3P_1$ $\lambda = 2520 \text{ Å}$.

По вычисленному значению χ из таблиц (см. [17]) находим S_m , а затем, по формуле (3.3) — вероятности переходов.

Таблица 4

Переход	S_m	A_m
${}^3P_2 - {}^3P_1$	0.29	95
${}^3P_1 - {}^3P_0$	1.94	75
${}^1D_2 - {}^3P_1$	0.0612	631
${}^1D_2 - {}^3P_2$	0.214	542

Теперь мы займемся определением относительных населенностей различных уровней Ca XV. Задача совершенно такая же, как и в случае Fe XIII, поэтому применима система уравнений, аналогичная (2.3), куда нужно подставить значения A_m , только что нами вычисленные.

В предыдущем параграфе мы видели, что формула Мензела — Хэбба [3] для вероятности возбуждения электронным ударом удовлетворительно описывает наблюдаемое отношение интенсивностей линий Fe XIII, Ni XV, Fe XI и Ni XIII. Тем с большей уверенностью эту формулу мы можем применять к интересующему нас случаю конфигурации $2s^2 2p^2$, так как именно для этой конфигурации O III она была выведена. При этом заметим следующее. Желтая линия наблюдается, как правило, в корональных конденсациях, где концентрация свободных электронов значительно выше, чем в окружающих областях внутренней короны. Например, Вальдмайер указывает, что в этих конденсациях объемная светимость зеленой линии в десятки раз больше, чем в «нормальных» корональных областях, а это можно объяснить только большой плотностью конденсаций.

Систему (2.3) мы будем решать при четырех предположениях о значениях коэффициентов b_{ik} .

$$b_{ik}^{(1)} = \frac{10 \cdot \Omega(ik)}{2J_i + 1}; \quad b_{ik}^{(2)} = \frac{3\Omega(ik)}{2J_i + 1}; \quad b_{ik}^{(3)} = \frac{\Omega(ik)}{2J_i + 1}; \quad b_{ik}^{(4)} = \frac{1}{3} \frac{\Omega(ik)}{2J_i + 1},$$

что соответствует значениям $N_e \cdot T_e^{-1/2}$, равным, соответственно: $1.17 \cdot 10^6$, $3.5 \cdot 10^5$, $1.17 \cdot 10^5$ и $3.5 \cdot 10^4$. Заметим, что электронная температура в областях свечения желтой линии (в случае, если последняя обусловлена Ca XV) может быть очень высокой; но так как в выражении для b_{ik} она входит под знаком квадратного корня, ее влияние не существенно. Поэтому принятые значения $b_{ik}^{(n)}$ соответствуют изменениям концентрации

свободных электронов от 10^8 до 10^9 см⁻³, т. е. охватывает все возможные случаи.

Решая систему (2.6), получим

$$\left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(1)} = 1.37; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(2)} = 1.60; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(3)} = 2.01; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(4)} = 2.09.$$

Откуда для теоретического отношения интенсивностей линий $\lambda\lambda 5694 \text{ \AA}$ и $5446 \text{ \AA}$ будем иметь

$$\left(\frac{I_{\lambda 5694}}{I_{\lambda 5446}}\right)_{\text{теор}}^a = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^n \cdot \frac{95}{75} \cdot \frac{5446}{5694} = \begin{cases} 1.05; & (1) \\ 1.19; & (2) \\ 1.46; & (3) \\ 1.53, & (4) \end{cases}$$

в резком противоречии с наблюдениями Вальдмайера, которые дают величину, близкую к 5. Таким образом, «предположение а» дает неверный результат и должно быть отброшено.

Предположение б

В этом случае

$$R_L = \frac{P_2 - P_1}{P_1 - P_0} = 0.956; \quad \chi = 0.528.$$

Переход $^1D_2 - ^3P_2$ дает линию $\lambda = 1890 \text{ \AA}$.

Так же как и в случае «предположения а», находим (табл. 5).

Таблица 5

Переход	S_m	A_m
$^3P_2 - ^3P_1$	2.23	66 сек ⁻¹
$^3P_1 - ^3P_0$	1.92	103
$^1D_2 - ^3P_1$	0.273	512
$^1D_2 - ^3P_2$	0.728	580

При тех же принятых значениях b_{ik} , решая систему (2.3), будем иметь

$$\left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(1)} = 0.62; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(2)} = 1.01; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(3)} = 1.03; \quad \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^{(4)} = 1.52$$

$$\left(\frac{I_{\lambda 5694}}{I_{\lambda 5446}}\right)_{\text{теор}}^b = \left(\frac{N_1}{N_2}\right)^n \cdot \frac{66}{103} \cdot \frac{5456}{5694} = \begin{cases} 0.38; & (1) \\ 0.60; & (2) \\ 0.61; & (3) \\ 0.61. & (4) \end{cases}$$

Как видим, «предположение б» приводит к результату, что интенсивность линии $\lambda 5446$ должна быть больше интенсивности линии $\lambda 5694$, что качественно отличается от результатов наблюдений. В пределе, при

$$N_e \rightarrow \infty \frac{N_1}{N_2} \rightarrow 3/5; \frac{I_{\lambda 5694}}{I_{\lambda 5446}} \rightarrow 0.57 \text{ и } 1.02 \text{ соответственно предположениям}$$

а и б. Это следует из того обстоятельства, что при высоких электронных концентрациях спонтанные радиативные переходы становятся пренебрежимо малыми по сравнению с ударами второго рода, что приводит к больцмановскому распределению населенностей различных уровней. При высокой электронной температуре экспонента близка к единице, и населенности будут пропорциональны статистическим весам соответствующих уровней. Эти результаты для предельного случая находятся в резком противоречии с наблюдаемым отношением интенсивностей.

Таким образом, для весьма широкого диапазона изменений N_e и T_e мы получили полное различие между теоретическим и наблюдаемым отношением интенсивностей линий $\lambda 5694$ и $\lambda 5446$.

Между тем, наблюдения Вальдмайера указывают, что никаких других новых корональных линий, кроме $\lambda 5446$, в областях излучения желтой линии не существует. Таким образом, мы приходим к заключению, что линия $\lambda = 5694 \text{ \AA}$ не может быть приписана Ca XV.

Против такого вывода можно привести следующее возражение. Мы основывались на справедливости формулы Мензела—Хэбба, которая, хотя и была выведена для той же конфигурации O III, но при другом значении заряда иона Z и при чистой рессел-саундерсовской связи. Однако на примере ионов Fe XIII и Ni XV, принадлежащих к той же конфигурации p^2 , мы видели, что формула Мензела—Хэбба вполне удовлетворительно описывает наблюдаемые относительные интенсивности. Между тем, как величина Z , так и степень отклонения от рессел-саундерсовской связи, определяемая параметром промежуточной связи χ , у этих ионов примерно такая же, как и у Ca XV. Например, у Fe XIII $\chi = 0.47$, а у Ca XV (гипотеза а) $\chi = 0.45$. Следовательно, параметры $\Omega (ik)$ для ионов Fe XIII, Ni XV и Ca XV должны быть почти одинаковыми.

Таким образом, вышеприведенное возражение отпадает.

Остается, правда, еще одна возможность приписать линию $\lambda 5694$ Ca XV. Эта возможность носит курьезный характер. Именно, может быть у Ca XV разность термов $^3P_2 - ^3P_1$ в точности равна разности термов $^3P_1 - ^3P_0$. Но ясно, что вероятность такого поразительного совпадения ничтожно мала.

Какие пути можно указать для отождествления желтой линии? Характер ее поведения, резко отличающегося от других корональных линий, указывает, что она принадлежит элементу, находящемуся в стадии ионизации, совершенно отличной от стадий ионизации других корональных элементов. Это, естественно, определяется тем, что физические условия в областях свечения этой линии, которые определяют ионизацию (главным образом значение T_e), совершенно отличны от обычных условий в короне. Вальдмайер, исходя из предположения, что отождествление Эдлена правильно, считал, что мы имеем здесь самые горячие области короны.

Мы можем стать, однако, и на противоположную точку зрения. Будем считать, что области свечения $\lambda 5694$ суть наиболее холодные области короны.

Здесь электронная температура является как бы промежуточной между электронной температурой короны и хромосферы. Имеются веские аргументы в пользу существования областей локального охлаждения короны, совпадающих с корональными конденсациями (подробнее об этом см. [18]). В этих областях могут существовать элементы и в более низких стадиях ионизации, чем обычно наблюдаемая в короне.

Особое внимание должно быть обращено на наиболее обильные во Вселенной элементы. К числу их относится неон. Анализируя атмосферу звезды τ Скорпиона, Унзольд пришел к выводу, что неон в этой звезде является третьим по обилию элементом после водорода и гелия. Он в 17 раз более обилен, чем железо. Так как линии нейтрального неона расположены в недоступной наблюдениям части спектра, а его потенциал ионизации весьма высок, то в солнечной атмосфере до сих пор никаких следов неона не обнаружено. Не приходится, однако, сомневаться, что неон должен присутствовать в составе солнечной короны. Две корональные линии $\lambda\lambda 5536$ и 4359 были отождествлены с некоторыми переходами 9- и 13-кратно ионизованного аргона. В лабораторных условиях исследовался спектр неона вплоть до Ne VI. Схема термов первых двух конфигураций Ne VI выглядит следующим образом [19] (табл. 6).

Т а б л и ц а 6

Конфигурация	Терм	ν , см^{-1}
2 $s^2 2p$	$^3P_{1/2}$	0
2 $s 2p$	$^3P_{3/2}$	1 316
	4P	99 300
2 $s 2p^2$	$^2D^{5/2}$	178 998
	$^2D_{3/2}$	179 020
	$^2S_{1/2}$	232 587
	$^2P_{1/2}$	249 292
	$^2P_{3/2}$	250 112

Как видно из табл. 6, переходу $^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$ соответствует волновое число 17525 см^{-1} , что близко к волновому числу желтой корональной линии 17560 см^{-1} .

Разность термов $^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$ определяется с недостаточной точностью, так как она получается из измерения очень малых длин волн (в рентгеновской части спектра).

Имеется, однако, еще одна трудность. Переход ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$ должен дать линию с длиной волны $\lambda = 5962 \text{ \AA}$. Такая линия в короне не наблюдается. Мы, однако, ничего не знаем, какова вероятность перехода этой линии и каковы условия ее возбуждения.

Все же мы не можем окончательно отождествить линию $\lambda 5694$ с вышеуказанным переходом Ne VI ; мы указываем только некоторые возможности для будущего точного отождествления.

Решающим экспериментом, доказывающим, «горячи» или «холодны» области свечения желтой линии, является измерение полуширины ее. К сожалению, такие наблюдения пока не проводились. Это можно сделать вне затмения. Вальдмайер нашел, что в «зеленых» областях полуширина корональных линий всегда больше, чем в красных областях [20]. Этот эффект был предсказан нами теоретически (см. [7]). Так как яркость желтой линии может превосходить яркость зеленой, то измерение полуширины $\lambda 5694$ является вполне реальной задачей.

§ 4. КОНЦЕНТРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ИОНОВ (В ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЯХ)

Мы перейдем теперь к вычислению концентрации корональных ионов в основных состояниях. Что касается концентрации ионов Fe XIII , Fe XI , Ni XV , Ni XIII , то она фактически была вычислена в § 2 при исследовании относительных интенсивностей линий указанных ионов. Там были найдены величины N_k / N_0 для различных возбужденных состояний k . Величины же N_k содержатся в [6] (табл. 7).

Любопытно, что в случае Fe XIII (по наблюдениям Лию) концентрация ионов в возбужденных состояниях P_2 и P_1 больше, чем концентрация в основном состоянии P_0 . Это единственный случай в короне.

Только для зеленой и красной линий имеются данные о значениях объемной светимости для $r > 1.6$. Следовательно, на основании § 2 мы будем для остальных корональных линий считать, что возбуждение исходных уровней осуществляется электронным ударом. Что касается красной и зеленой линий, то, как было показано в § 2, при $r > 2$ возбуждение излучения фотосферы превосходит возбуждение электронным ударом. Поэтому при вычислении концентрации Fe X и Fe XIV в основных состояниях для сравнительно больших r нужно учитывать фотовозбуждение.

Выражение для объемной монохроматической светимости можно написать в виде [ср. (2.1)]

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_\lambda &= N_0 (B_{12} u_{12} W_{12} + b_{12}) h\nu = \\ &= N_0 \left\{ \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} A_{21} (e^{h\nu/kT_0} - 1)^{-1} \cdot W_{12} + N_e \frac{8.54 \cdot 10^{-6}}{T_e^{1/2}} - (2J_2 + 1) \Omega' (12) e^{\frac{-h\nu}{kT_e}} \right\}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Формула (4.1) справедлива лишь тогда, когда основное состояние — дублет. Только в этом случае $A_{12}/\Sigma A = 1$, и можно не учитывать возбуждений рассматриваемого уровня путем каскадных переходов из более высоких состояний. В частности, это условие будет выполняться для зеленой и красной линий.

Из (4.1), зная $\mathcal{G}_\lambda(r)$ (см., например, [6]), легко можно получить для каждого r значения N_0 . При этом мы положим $\Omega'_{12} = 0.5$. Как видно из табл. 9, эта величина для разных переходов меняется мало.

Таблица 9

Ион	Основное состояние	N_0 (по Гротриану)	N_0 (по Шайну)	N_0 (по Аллену)	N_0 (по Лию)
Fe X	$^2P_{11/2}$	450 см ⁻³	2130 см ⁻³	605 см ⁻³	1600 см ⁻³
Fe XI	3P_2	60	595	117	1400
Fe XIII	3P_0	330	—	—	1000
Fe XIV	$^2P_{1/2}$	2270	2100	1060	4500
Ni XII	$^2P_{11/2}$	103	56	80	—
Ni XIII	3P_2	54	—	39	120
Ni XV	3P_0	42	34	—	115
Ni XVI	$^2P_{1/2}$	35	—	—	—
Ca XV	$^2P_{11/2}$	28	—	—	—

В третьем, четвертом и пятом столбцах табл. 7 приведены значения концентрации корональных ионов в основных состояниях согласно наблюдениям Гротриана, Шайна и Аллена. Величины N_0 относятся к внутренней короне ($r = 1.18$). В последнем столбце приведены значения N_0 по наблюдениям Лию, относящимся к более глубоким слоям короны ($r = 1.04$). В этом случае точное значение электронной концентрации неизвестно. Мы положили $N_e = 5 \cdot 10^8$ см⁻³, что близко к условиям, существующим в корональных конденсациях (напомним, что полученные Лию значения $\delta\lambda$ относятся к наиболее ярким — в монохроматическом свете — частям короны, удаленным от лимба на 40"). T_e положена равной 10^6 .

Так как подавляющее большинство корональных ионов должно находиться в основных состояниях, N_0 будет весьма близко к концентрации ионов данного сорта. Единственное исключение — FeXIII. Концентрация этого иона, согласно наблюдениям Лию (см. [6], табл. 7), будет равна

$$N_{\text{Fe XIII}} = N_0 + N_1 + N_2 = 7000 \text{ см}^{-3}.$$

Табл. 8 дает концентрацию ионов FeXIV для различных расстояний от Солнца согласно наблюдениям Шайна.

Таблица 8

h'	N_h	N_e	$N_e^{\text{ред}}$	N_0	$N_e^{\text{ред}}/N_0$
2.0	150 см^{-3}	$1.3 \cdot 10^8 \text{см}^{-3}$	$1.1 \cdot 10^8 \text{см}^{-3}$	3700 см^{-3}	$3.0 \cdot 10^4$
2.5	55	$8.9 \cdot 10^7$	$7.0 \cdot 10^7$	2100	3.3
3.0	37	6.4	5.3	1800	3.0
4.0	19	4.8	3.8	1300	2.9
5.0	8.7	3.6	2.7	860	3.1
6.0	4.3	2.5	1.9	600	3.2

Во втором столбце приведены концентрации возбужденных атомов N_h на различных расстояниях от центра Солнца, в третьем — значения электронной концентрации, полученные Шайном. Так как при обработке наблюдений Шайн не выделял фраунгоферову компоненту свечения короны, то мы произвели грубую редукцию, полагая, что $N_e/N_e^{\text{ред}}$ равно тому же значению, что у Ван де Холста. «Истинные» электронные концентрации приведены в четвертом столбце. В шестом столбце приведены отношения концентраций свободных электронов и ионов FeXIV. В пределах 10% это отношение остается постоянным на протяжении 260 000 км, т. е. во всей внутренней короне. Это обстоятельство имеет принципиальное значение.

В табл. 9 приведены концентрации корональных ионов в основных состояниях согласно наблюдениям Аллена на разных расстояниях от центра Солнца.

Таблица 9

r	N_0^{FeXIV}	N_0^{FeX}	N_0^{FeXI}	N_0^{NiXII}	N_0^{NiXIII}	$N_e^{\text{ред}}$	N_e/N_0^{FeXIV}	N_e/N_0^{FeX}
1.2	960 ⁻³	540	120	30	65	$2.4 \cdot 10^8$	$2.5 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^5$
1.4	790	260	43	25	25	$6.7 \cdot 10^7$	$8.5 \cdot 10^4$	2.6
1.6	180	145		9.4	9.4	1.9	$1.0 \cdot 10^5$	1.4
1.8	78	53				$9.5 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^5$	1.8
2.0	51	24				5.0	$1.0 \cdot 10^5$	2.0
2.2	28	6.5				2.8	$1.0 \cdot 10^5$	$4.7 \cdot 10^5$
2.4	14					1.5	$1.1 \cdot 10^5$	
2.6	11					$8.5 \cdot 10^5$	$8 \cdot 10^4$	

Ввиду того что мы не знаем точного значения эффективных сечений возбуждения ионов электронным ударом, результаты, приведенные в табл. 9, являются несколько неопределенными. Полезно найти верхнюю границу для концентраций ионов в основном состоянии. Для этой цели мы используем результаты Аллена для больших r . Если мы будем считать, что ионы FeX и FeXIV возбуждаются только солнечной радиацией, то, как видно из формулы (4.1), мы получим искомую верхнюю границу для N_0 . В то же время можно считать, что эта верхняя

граница достаточно близка к истинному значению N_0 , если только параметр $\Omega'(1,2)$ не абсурдно велик.

Надежность полученных результатов следует из того обстоятельства, что вероятность фотовозбуждения B_{12} мы знаем достаточно точно. Вероятность спонтанного перехода A_{21} может быть точно вычислена, а плотность излучения Солнца для видимой части спектра, очевидно, определяется из прямых наблюдений.

Табл. 10 содержит вычисленные таким образом верхние границы для $N_e(r)$.

Таблица 10

r	N_0^{FeXIV}	N_0^{FeX}	N_e/N_{FeXIV}	N_e/N_{FeX}
1.6	—	490	—	$3.5 \cdot 10^4$
1.8	—	198	—	6.5
2.0	—	68	—	7.5
2.2	60 см^{-3}	12	$4.7 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^5$
2.4	24	—	6.3	—
2.6	17	—	5.2	—

Из табл. 9 видно, что в пределах $1.4 < r < 2.6$, т. е. на протяжении 770 000 км, отношение N_e/N_{FeXIV} меняется не больше чем на 50%. Значение N_{FeXIV} при $r = 1.2$ получено из эквивалентной ширины зеленой линии, равной (на этом расстоянии) 10 Å. Однако для таких малых расстояний спектрограмма для $\lambda 5303$ оказалась передержанной (экспозиция 170 сек.), и, повидимому, $\Delta\lambda$ определена Алленом очень неуверенно. Вполне возможно, что при $r = 1.2$ $\Delta\lambda$ была гораздо больше величины, приведенной в табл. 4.

Обращает также внимание резкое увеличение отношения N_e/N_{FeX} при $r > 2$. Это может указать на изменение среднего состояния ионизации короны (в сторону увеличения степени ионизации) при $r > 2$. Указанное соображение подтверждается одновременным монотонным увеличением отношения

$$N_e/N_{\text{FeXIV}} \text{ при } r > 2.$$

Как мы неоднократно указывали (см., напр., [2]), солнечную корону следует рассматривать как плазму, т. е. в высокой степени ионизованный, макроскопически квазинейтральный газ. Что касается положительных ионов, нейтрализующих корональные электроны, то ими могут быть только протоны (см. [21]). То обстоятельство, что в спектре короны не наблюдается излучения бальмеровских линий, естественно, объясняется высокой кинетической температурой короны.*

* Строго говоря, если относительное содержание гелия в короне такое же, как и в обрабатываемом слое (что, повидимому, имеет место в действительности ввиду полного перемешивания материи в солнечной атмосфере — см. следующую работу настоящего цикла), то $N_{\text{H}} \approx 5/7 N_e$, если принять $N_{\text{H}}/N_{\text{He}} = 5$ (см. [22]) и учесть, что гелий в короне должен быть дважды ионизован.

Таким образом, найденные выше отношения N_e / N_{Fe} близки к отношениям концентрации атомов водорода и атомов железа в соответствующей стадии ионизации.

Кун-Хуанг [2] вычислил концентрации корональных ионов в возбужденных и основных состояниях. Однако вследствие ошибок, допущенных им, его результаты неправильны. Он пользуется только эквивалентными ширинами корональных линий, полученными Лио [11], и отсюда вычисляет интенсивности корональных линий, отнесенные к зеленой линии. При этом он делает грубую ошибку. Лио выражал интенсивности корональных линий в долях участка непрерывного спектра центра Солнца в окрестностях линий $\delta\lambda$. Следовательно, относительная интенсивность некоторых двух корональных линий $I_1 / I_2 = \frac{\delta\lambda_1}{\delta\lambda_2} \cdot \frac{F_1}{F_2}$, где F есть распределение энергии в непрерывном спектре центра Солнца.

Кун-Хуанг положил $F_1 / F_2 = 1$, что влечет за собой большую ошибку, особенно для инфракрасных линий $\lambda\lambda 10746, 10797$. Например, согласно [2], отношение интенсивностей линий $\lambda 10746$ и $\lambda 5303$ равно 2, а на самом деле — 0.55. Затем он берет для эквивалентной ширины зеленой линии значение $\delta\lambda = 6.75 \cdot 10^{-5} \text{ \AA}$, согласно Вальдмайеру, почему-то не используя наблюдений самого Лио.

Неправильен его переход от концентрации ионов в возбужденных состояниях к концентрациям в основных состояниях. Полученные им значения N_k для состояний P_2 и P_1 Fe XIII Кун-Хуанг представляет формулой Больцмана, что, разумеется, всегда можно сделать. Оказывается, что «температура возбуждения» $T_b = 25\,000^\circ$. С «полученной» таким образом T_b он совершает переход от N_k к N_0 для всех корональных ионов. Между тем, ни о каком больцмановском распределении во внутренней короне не может быть и речи. Населенность различных уровней определяется из элементарных процессов (возбуждение электронным ударом, спонтанные переходы), вероятность которых различна для различных ионов и уровней. Только на больших расстояниях из-за фотовозбуждения может установиться «квазибольцмановское» распределение. Если $B_{12}u_{12} \cdot W_{12} / b_{12} \gg 1$, то имеем условие стационарности для возбужденных уровней Fe X и Fe XIV

$$N_0 \cdot \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \cdot A_{21} \cdot e^{-h\nu_{12} / kT_0} \cdot W_{12} = N_2 \cdot A_{21},$$

откуда

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} e^{-h\nu_{12} / kT_0} \cdot W_{12}, \quad (4.2)$$

где T_0 — радиативная температура Солнца. Мы пренебрегли вынужденными переходами (из-за дилуции) и единицей по сравнению с экспонентной.

Во внутренней короне и для произвольных ионов уравнение (4.2) не выполняется. Следовательно, полученные Кун-Хуангом значения N_0 неверны.*

§ 5. ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ КОРОНЫ НА ВЫЧИСЛЕННЫЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ОБИЛИЯ ВОДОРОДА И МЕТАЛЛОВ

Так как корона должна рассматриваться как почти чисто водородная плазма, то мы можем теперь сделать заключение, что вычисленные величины N_e/N_0 не будут существенно отличаться от относительных обилий водорода и железа в рассматриваемой стадии ионизации. Для того чтобы учесть отношение обилий водорода и железа во всех стадиях ионизации, очевидно, нужно знать концентрацию ионов Fe в тех стадиях ионизации, которые не дают линий в доступной наблюдениям части спектра (например, Fe VIII, Fe IX, Fe XII и т. д.). Однако для решения этой задачи нужно построить теории ионизации солнечной короны, что было сделано нами недавно. В следующей работе мы вернемся к этой проблеме.

Заканчивая настоящую статью, остановимся на следующем обстоятельстве. При вычислении концентрации корональных ионов по эквивалентным ширинам (так же как и при вычислении концентрации свободных электронов по поверхностной яркости короны) существенно предположение о том, что корона является образованием сферически-симметричным. В действительности это, конечно, не так. Исследования советских астрономов (в особенности Е. Вугославской [23]) показали, что корона обладает богатой структурой («лучи», «шлемы», «опахала» и т. д.). В среднем этот эффект был нами учтен тем, что для каждого затмения N_e находилось не по формуле Баумбаха, а согласно наблюдавшейся поверхностной яркости короны.

Однако, как легко понять, сами по себе неоднородности плотности материи в короне должны привести к преувеличению концентрации ионов, если ее определять из наблюдаемых эквивалентных ширин. Монохроматическая поверхностная яркость короны (внутренней) J_λ пропорциональна $\int N_0(r) \cdot N_e(r) \cdot dy$, где N_0 и N_e — истинные концентрации ионов и электронов вдоль луча зрения (так как механизм возбуждения ионов — электронный удар). Полагая, что относительное обилие ионов (в данной стадии ионизации) и водорода постоянно вдоль луча зрения (это будет справедливо, если электронная температура вдоль луча зрения остается постоянной — см. [7]), т. е. $N_0/N_e = \delta = \text{const}$, найдем, что

$$J_\lambda \propto \int N_e^2 dy.$$

* В недавно опубликованной работе Аллен [40] при переходе от N_k к N_0 делает ту же ошибку. При этом, используя значения N_k для различных линий одного и того же иона, полученные из различных разновременных наблюдений, он «получает» среднюю «температуру возбуждения» в короне.

С другой стороны, поверхностная яркость короны в белом свете (на данном расстоянии от центра солнечного диска) пропорциональна $\int N_e \cdot W dy$. Так как $W(r)$ меняется сравнительно слабо, для нашего рассмотрения (носящего качественный характер) можно считать, что $W = \text{const}$. Тогда наблюдаемая эквивалентная ширина, по определению, будет пропорциональна

$$\Delta\lambda \propto \frac{\int N_e^2 dy}{\int N_e dy}. \quad (5.1)$$

Полагая, что $\int N_e dy$ есть заданная постоянная величина, легко видеть, что $\int N_e^2 dy$, вообще говоря, должен зависеть от распределения плотностей электронов вдоль луча зрения, грубо говоря — от наличия конденсаций и разрежений. Рассмотрим крайний случай неоднородности, когда «конденсации» протяженности y_1 чередуются с «пустотами» ($N_e = 0$) протяженности y_2 , причем на отрезке вдоль луча зрения, где имеется несколько «конденсаций» и «пустот», электронная концентрация в конденсациях меняется незначительно. Тогда, очевидно, $\Delta\lambda$ будет в $y_1 + y_2 / y_1$ раза больше, чем в случае, когда плотность будет «сглажена». Следовательно, полученная из $\Delta\lambda$ величина относительного обилия рассматриваемых ионов будет во столько же раз больше истинной.

Согласно исследованиям Бугославской [23], в короне диаметры лучей приблизительно равны расстоянию между лучами. Сами лучи состоят из отдельных «струек», диаметры которых значительно больше расстояния между «струйками». Следовательно, $y_1 \approx y_2$, и найденное значение δ будет примерно вдвое превышать истинное. Однако тот несомненный факт, что промежутки между лучами не являются пустыми, а имеют плотность хотя и меньшую, но сравнимую с плотностью лучей, может существенно уменьшить величину расхождения между полученным (например, в табл. 9 и 10) и истинным значением относительных обилий водорода и ионов Fe X и Fe XIV. Повидимому, расхождения не могут превышать нескольких десятков процентов. Имея в виду это обстоятельство, мы в дальнейшем соответствующей редукции производить не будем.

Заметим, что во внешней короне структура не оказывает заметного влияния на определение относительного обилия водорода и ионов Fe XIV, так как возбуждение ионов осуществляется преимущественно излучением фотосферы. Действительно, поверхностная яркость короны в непрерывном спектре (рассчитанная на единицу длины спектра)

$$J = \sigma I_\lambda \cdot \int N_e(r) \cdot W(r) dy. \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned}
 J_{\lambda} &= \frac{B_{12}}{4\pi} \frac{I_{\lambda}}{c} \cdot 4\pi h\nu \cdot \int N_0(r) \cdot W(r) dy = \\
 &= \frac{B_{12} I_{\lambda}}{c} \cdot h\nu \cdot \delta \int N_e(r) \cdot W(r) dy,
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

где принято, что $\delta = \text{const}$ вдоль луча зрения. Так как $J_{\lambda}/J = \Delta\lambda$, то, заменяя эйнштейновский коэффициент B_{12} на A_{21} , из (5.2) и (5.3) получим:

$$\delta = \frac{8\pi\sigma c}{\lambda^4 \cdot A_{21}} \cdot \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \cdot \Delta\lambda. \tag{5.4}$$

Следовательно, δ , при сделанных предположениях, от структуры короны не зависит. Это еще более увеличивает важность определения δ из наблюдений над $\Delta\lambda$ во внешней короне.

Л и т е р а т у р а

1. B. Edlén, Zs. f. Ap. **22**, 30, 1942.
2. Kun Huang. Ap. J. **101**, 167, 1945.
3. D. Menzella a. M. Hebb. Ap. J. **92**, 408, 1940.
4. D. Menzella a. P. Aller. Ap. J. **102**, 239, 1945.
5. Swings. P. A. S. P № 336, 117, 1945.
6. И. С. Шкловский. Известия Крымской астрофизической обсерватории **5**, 86, 1950.
7. И. С. Шкловский. АЖ **25**, 145, 1948.
8. Г. А. Шайн. Известия Крымской астрофизической обсерватории **1**, 102, 1947.
9. C. Allen. M. N. **106**, 137, 1946.
10. C. Allen a. R. Woolley. M. N. **108**, 292, 1948.
11. B. Lyot. M. N. **99**, 580, 1939.
12. Г. А. Шайн. Известия Крымской астрофизической обсерватории **3**, 64, 1948.
13. M. Waldmeier. Astron. Mitt. d. Eidgenössischen Sternwarte, Zürich N. 146, 1946.
14. M. Waldmeier. Ibid., № 151, 1947.
15. Coudon a. G. Shortley. The theory of atomic spectra. Cambridge Univ. Press, 1935.
16. S. Pasternack. Ap. J. **92**, 129, 1940.
17. D. Menzella. Ap. J. **93**, 178, 1941.
18. И. С. Шкловский. ДАН СССР **63**, 19, 1949.
19. Paul a. Polster. Phys. Rev. **59**, 424, 1941.
20. M. Waldmeier. Zs. f. Ap. **21**, 181, 1942.
21. И. С. Шкловский. АЖ **22**, 88, 1945.
22. M. Minnaert. Observatory **68**, 174, 1948.
23. Е. Я. Бугославская. Докторская диссертация. МГУ, 1947.

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

В. А. Альбицкий

В прилагаемом списке даны 239 приближенных положений малых планет, наблюдаемых за время март—октябрь 1949 г. в Симеизе.

Приближенные положения относятся к 182 малым планетам с опубликованными эфемеридами и 27—к планетам, не имеющим эфемерид. В графе *O—C* даны наблюдаемые поправки эфемерид, опубликованных Институтом теоретической астрономии Академии Наук СССР. Наблюдения производились с двойным астрографом, данные о котором сообщены в списке наблюдений за 1948 г. (Известия Крымской астрофизической обсерватории, том 4).

	1949	У. Т.	α_{1950}	δ_{1950}	<i>m</i>	<i>O—C</i> $\Delta\alpha$ $\Delta\delta$	
		^h ^m	^h ^m		^m	^m	
107 Camilla	Март 20	21 32.3	11 45.6	+ 2°12'	11.0	0.0	0'
340 Eduarda			11 53.6	+ 4 36	13.1	— 0.6	+ 3
927 Ratisbona			11 55.0	+ 5 23	12.5	— 1.8	+ 20
1135 Colchis			11 55.3	— 0 34	14.3	+ 1.3	— 14
104 Klymene			11 56.4	+ 3 31	12.3	— 0.3	+ 1
1212 Francette			11 56.5	+ 5 59	13.9	— 2.8	+ 14
120 Lachesis			11 57.4	— 3 20	11.4	— 3.8	+ 20
73 Klytia			11.57.6	+ 0 50	12.2	+ 1.1	— 9
51 Nemausa			11 58.1	+ 1 24	9.5	— 0.3	+ 2
σ 52			11 59.8	— 1 36	14.0		
σ 53			12 4.4	— 0 15	14.6		
933 Susi			12 5.7	+ 6 49	13.6	+ 2.2	0
289 Nenetta			12 8.8	— 1 4	13.9	— 0.5	+ 3
222 Lucia			12 11.9	+ 2 10	12.8	+ 0.5	— 3
σ 54			12 16.8	+ 2 18	13.5		
161 Athor	Март 23	19 40.5	10 46.0	+15 58	11.6	+ 0.9	— 15
349 Dembowska			10 46.7	+17 12	10.1	— 0.1	0
1366 Piccolo			10 50.2	+16 40	13.6	— 2.0	+ 13
306 Unitas			11 2.3	+12 3	11.3	— 1.6	+ 12
741 Botolphia			11 2.1	+19 37	12.6	+ 5.2	— 19
262 Valda			11 3.0	+16 24	14.2	—24.0	+198
820 Adriana			11 6.2	+12 41	13.5	— 1.0	+ 6
563 Suleika			11 9.3	+22 5	11.3	— 1.0	+ 2

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
		h m	h m		m	m	
597 Bandusia	Март 23	19 40.5	11 18.3	+19°31'	13.5	+1.9	-22'
235 Carolina			11 27.7	+17 45	12.3	-0.2	0
450 Brigitta	Март 23	21 50.6	12 36.9	- 1 51	13.8	-1.1	+ 9
σ 55			12 40.4	- 6 38	13.8		
102 Miriam			12 41.5	- 7 25	13.8	-0.1	+ 1
514 Armida			12 42.7	-10 35	12.6	-2.4	+15
510 Mabella			12 43.4	- 8 39	12.9	+1.9	- 2
σ 56			12 53.7	- 5 47	14.0		
808 Merxia			12 58.8	- 4 58	13.1	+2.6	- 9
578 Happelia			13 9.9	- 4 16	11.8	-5.6	+36
σ 58							
1135 Colchis	Март 26	20 0.6	11 48.6	- 0 40	14.6		
120 Lachesis			11 50.0	- 0 9	14.3	+1.1	-14
σ 52			11 52.6	- 3 2	11.4	-3.8	+21
σ 53			11 54.7	- 1 28	14.0		
σ 59			12 0.0	+ 0 23	14.6		
σ 54			12 2.9	+ 4 58	14.3		
1443 Ruppina			12 12.5	+ 2 48	13.5		
σ 60			12 13.4	- 0 58	14.6	+1.0	- 4
σ 61			12 16.4	+ 2 6	14.3		
			12 16.9	+ 2 11	14.5		
367 Amicitia	Апрель 28	20 55.2	13 34.5	- 5 9	12.2	-0.3	+ 4
713 Luscinia			13 39.2	-12 55	13.4	+0.7	- 3
940 Kordula			13 42.9	- 4 35	13.8	+1.2	- 7
177 Irma			13 45.9	-12 25	13.6	+1.7	-10
1185 Nikko			13 48.8	- 4 29	14.1	+2.7	-20
1186 Turnera			13 53.5	- 8 18	14.8	+1.7	-17
σ 66			13 54.3	-10 49	14.8		
1302 Werra			13 54.5	- 8 24	14.8	0.0	- 1
210 Isabella			13 56.9	-12 4	13.1	+1.3	-14
58 Concordia			13 59.0	- 5 17	11.4	-1.8	+13
567 Eleutheria			14 0.1	- 5 30	12.7	-1.6	+13
239 Adrastea			14 3.9	- 7 48	15.2	+4.0	-14
670 Ottegebe			14 10.7	- 5 50	14.3	+0.2	+ 2
953 Painleva	Апрель 28	23 5.2	15 10.0	-20 2	12.8	+0.2	- 4
178 Belisana			15 10.8	-17 26	11.7	-3.8	+15
1084 Tamariwa			15 11.4	-13 47	12.9	-5.1	+19
22 Kalliope			15 19.4	-11 14	10.3	+0.4	-11
797 Montana			15 25.2	-20 11	12.1	+0.5	+ 4
σ 67			15 27.6	-13 13	13.0		
1088 Mitaka			15 28.1	-17 23	14.1	-2.4	+12
446 Aeternitas			15 28.5	-20 52	11.3	-5.9	+28
1219 Britta			15 28.9	-19 40	14.6	-0.6	- 2
74 Galatea			15 30.6	-15 53	12.5	+1.0	- 8
1223 Neckar			15 32.2	-19 42	14.4	-1.2	+ 4
854 Frostia			15 39.5	-12 25	13.0	-4.3	+11
163 Erigone			15 40.0	-12 16	12.1	+1.8	- 6
377 Campania			15 51.0	-16 22	11.8	-1.3	+11
145 Adeona			15 54.4	-11 23	11.6	+0.7	0
1044 Teutonia	Май 1	23 35.3	16 23.1	-21 8	13.2	-4.6	+12
834 Burnhamia			16 25.4	-16 34	11.4	+2.5	- 6
447 Valentine			16 27.3	-20 14	12.2	-1.5	0
662 Newtonia			16 28.4	-14 39	12.3	-2.1	+ 8
48 Doris			16 30.4	-14 17	11.3	-6.6	+10
443 Photographica			16 35.7	-15 28	12.3	+0.3	- 1
503 Evelyn			16 43.4	-21 23	12.9	+1.7	- 9
114 Kassandra			16 49.9	-15 4	11.0	-2.1	+ 8

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
		^h ^m	^h ^m		^m	^m	
σ 68	Май 18	21 30.5	14 40.5	— 9° 44'			
178 Belisana			14 51.7	— 16 25	11.7	— 4.1	+ 19'
1084 Tamariwa			14 54.5	— 12 7	12.9	— 5.2	+ 19
22 Kalliope			15 1.8	— 11 6	10.3	+ 0.2	— 10
σ 67			15 7.7	— 12 53	13.0		
424 Gratia			15 9.1	— 8 6	13.3	+ 0.3	— 5
159 Aemilia			15 10.1	— 8 40	12.6	— 1.7	+ 10
74 Galatea			15 13.9	— 14 31	12.5	+ 0.8	— 3
163 Erigone			15 20.8	— 10 48	12.1	+ 1.5	— 4
631 Philippina	Май 30	20 5.6	14 13.1	— 12 21	12.2	— 1.0	+ 4
218 Bianca	Июнь 15	20 20.7	17 30.3	+ 2 35	10.9	+ 3.7	— 5
928 Hildrum			17 30.8	— 4 13	13.4	— 1.5	+ 6
6 Hebe			17 37.7	— 2 21	8.8	— 0.1	— 2
619 Triberga			17 49.4	— 1 19	12.2	+ 0.3	+ 1
780 Armenia			17 50.7	+ 0 51	12.7	+ 0.9	— 1
218 Bianca	Июнь 19	21 5.7	17 26.9	+ 2 32	10.9	+ 4.0	— 6
928 Hildrum			17 27.4	— 4 24	13.4	— 1.4	+ 7
6 Hebe			17 33.7	— 3 29	8.8	+ 0.3	0
619 Triberga			17 45.6	— 1 13	12.2	+ 0.5	— 2
780 Armenia			17 47.5	+ 0 43	12.7	+ 1.0	— 1
1015 Christa	Июнь 23	23 0.7	19 6.2	— 17 50	13.0	— 1.1	+ 1
534 Nassovia			19 12.5	— 23 3	13.1	— 1.8	— 1
σ 70			19 21.8	— 22 1	13.2		
1331 Solveig			19 24.5	— 20 22	13.4	— 1.7	+ 1
556 Phyllis			19 35.5	— 21 49	13.0	+ 0.5	+ 1
594 Mireille	Июль 5	23 13.3	20 33.5	+ 19 24	13.8	— 6.8	+ 35
430 Hybris	Июль 27	21 0.9	21 40.6	+ 7 59	13.2	— 5.4	— 40
568 Cheruskia			21 43.0	+ 13 36	12.3	— 4.1	— 26
639 Latona	Июль 27	23 5.9	21 31.4	— 6 27	11.5	— 0.3	— 2
774 Armor			21 33.0	— 6 0	11.6	+ 2.5	+ 14
485 Genua			21 39.5	+ 2 55	12.1	— 0.1	— 6
342 Endymion			21 47.3	— 1 34	13.3	— 1.0	— 7
56 Melete			21 49.4	+ 0 34	9.8	— 1.1	— 4
1469 Linzia			22 0.9	+ 2 32	13.7	— 0.6	— 13
233 Asterope			22 5.9	+ 1 28	10.8	— 0.8	— 2
585 Bilkis	Август 23	20 48.5	21 46.0	— 6 40	13.4	— 6.0	— 25
38 Leda			21 50.0	— 7 11	11.9	— 0.7	+ 4
658 Asteria			21 57.6	— 13 28	13.6	— 2.7	— 13
σ 74			22 0.6	— 11 33	13.4		
214 Aschera			22 1.1	— 13 32	12.2	— 8.0	— 48
32 Pomona			22 1.9	— 3 20	10.9	— 0.2	— 4
1142 Aetolia			22 4.7	— 12 24	15.0	+ 0.6	+ 1
σ 75			22 5.3	— 7 11	13.0		
125 Liberatrix			22 6.4	— 9 2	10.9	— 2.6	— 18
538 Friederike			22 7.0	— 13 1	12.2	— 2.5	— 16
909 Ulla			22 11.1	— 12 47	12.2	+ 3.2	— 4
551 Ortrud			22 14.0	— 11 21	12.9	— 0.7	— 3
755 Quintilla			22 19.9	— 8 19	13.4	+ 2.1	+ 8
358 Apollonia			22 22.2	— 8 12	12.4	+ 0.7	— 3
σ 77	Август 26	21 13.5	23 25.6	+ 4 5	13.2		
441 Bathilde			23 35.4	+ 10 28	12.6	— 0.3	— 2

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C $\Delta\alpha$ $\Delta\delta$	
		h m	h m		m	m	
1144 Lorraine	Август 26	21 13.5	23 39.2	+ 5°34'	12.2	— 5.3	— 26
1266 Tone			23 42.1	+11 32	13.2	+ 2.6	+ 27
395 Delia			23 48.9	+ 4 23	12.9	— 0.6	— 4
1182 Ilona			23 57.9	+ 3 34	12.6	— 4.7	— 38
1240 Centenaria			23 58.2	+ 7 58	12.6	+ 9.3	+ 88
77 Frigga	Август 26	23 28.5	23 2.4	— 7 49	10.9	— 1.6	— 11
924 Toni			23 5.6	— 8 23	11.7	— 4.5	— 17
53 Kalypso			23 8.4	— 8 6	11.8	+ 2.2	+ 10
σ 78			23 19.7	— 9 10	13.0		
460 Scania			23 19.7	+ 1 13	13.2	+ 1.6	+ 9
91 Aegina			23 20.7	— 5 58	10.8	— 0.3	— 4
34 Circe			23 20.8	— 1 12	12.0	— 1.9	— 11
461 Saskia			23 25.2	— 4 5	14.7	— 5.3	— 34
σ 79			23 28.9	— 8 26	14.0		
483 Seppina			23 38.8	+ 0 52	12.3	— 4.6	— 5
799 Gudula			23 44.5	— 2 1	12.6	— 3.2	— 21
1251 Hedera			23 47.9	— 6 5	12.9	+ 6.0	+ 27
202 Chryseis			23 51.4	— 7 59	11.1	— 3.9	— 24
1469 Linzia	Август 29	21 13.5	21 39.6	— 0 32	13.7	— 0.7	— 9
233 Asterope			21 40.3	— 0 48	10.8	— 2.6	— 13
1255 Schilowa			21 49.7	+ 1 4	13.6	— 0.7	— 11
32 Pomona			21 56.9	— 3 54	10.9	+ 0.4	0
σ 80			22 9.8	+ 2 46	13.8		
41 Daphne			22 10.7	— 0 34	10.6	—11.3	— 30
607 Jenny			22 20.9	+ 2 26	12.9	— 9.9	— 81
372 Palma			22 25.5	— 3 30	10.6	— 2.1	— 2
66 Maja			23 54.9	— 2 22	11.5	+ 1.9	+ 17
303 Josephina			23 58.5	+ 1 20	11.8	— 0.5	— 8
327 Columbia	Август 29	23 28.5	0 3.4	— 0 23	12.7	— 0.6	+ 2
954 Li			0 6.1	+ 0 23	13.1	+ 6.2	+ 37
124 Alkeste			0 12.3	+ 2 34	10.9	— 0.5	— 4
892 Seeliger			0 25.7	+ 1 56	13.3	— 4.3	— 13
23 Thalia			21 33.1	—28 53	11.6	— 1.5	— 12
672 Astarte			1 28.4	+19 18	13.2	+ 0.3	+ 7
1102 Pepita			1 30.4	+18 20	12.6	— 8.1	— 19
385 Ilmatar			0 31.2	+12 3	10.9	— 0.1	+ 4
σ 84			0 34.4	+ 9 17	13.6		
524 Fidelio			0 41.5	+14 59	11.7	— 3.1	— 31
956 Elisa	Сентябрь 25	21 37.7	0 43.9	+ 5 59	13.6	— 2.7	— 17
574 Reginhild			0 48.2	+12 17	12.8	— 3.5	— 23
748 Simeisa			0 52.8	+ 8 52	13.1	0.0	— 1
577 Rhea			0 57.1	+11 56	12.7	+18.6	+140
212 Medea			0 58.9	+12 18	11.9	+ 0.3	+ 3
184 Dejopeja			1 4.3	+ 7 59	12.8	— 1.5	— 10
20 Massalia			22 17.1	— 9 54	9.5	— 2.7	— 14
876 Scott			22 19.7	—14 15	13.2	—22.1	— 60
116 Sirona			22 21.8	—15 33	11.4	— 4.9	— 29
279 Thule			22 28.0	—12 48	13.7	— 0.1	0
113 Amalthea	Сентябрь 27	19 58.5	22 29.5	—15 7	11.3	0.0	0
77 Frigga			22 35.1	— 9 50	10.9	— 3.2	— 10
332 Siri			22 39.2	—11 56	12.0	+ 0.3	+ 5
σ 86			22 41.8	—11 49	12.2		
53 Kalypso			22 42.9	—11 35	11.8	+ 1.5	+ 7
924 Toni			22 46.2	—12 37	11.7	— 3.5	— 16
195 Eurykleia			22 53.8	—10 39	12.7	+ 0.2	+ 5

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	O — C $\Delta\alpha$ $\Delta\delta$	
		h m	h m		m	m	
524 Fidelio	Сентябрь 27	23 13.5	0 39.7	+14°57'	11.7	— 2.8	— 30
574 Reginhild			0 46.3	+12 19	12.8	— 3.4	— 23
748 Simeisa			0 51.6	+ 8 45	13.1	+ 0.2	0
σ 87			0 55.6	+11 50	13.0		
212 Medea			0 56.9	+12 12	11.9	— 0.1	+ 4
184 Dejopeja			1 2.9	+ 7 52	12.8	— 1.4	— 8
1286 Banachiewicz			1 10.6	+ 9 22	13.5	+ 2.8	+ 5
1291 Phryne			1 20.2	+13 26	13.1	— 3.3	— 13
30 Urania	Сентябрь 28	0 28.5	1 33.3	+13 39	9.1	— 0.4	0
309 Fraternitas			1 36.4	+12 23	12.5	+ 3.8	+ 26
1268 Libya			1 41.3	+13 37	13.3	+ 1.3	+ 13
σ 88			1 47.8	+ 6 57	12.8		
44 Nysa			1 50.6	+ 5 20	9.7	+ 2.0	+ 8
385 Ilmatar	Октябрь 17	18 53.8	0 12.0	+11 5	10.9	— 0.2	+ 2
524 Fidelio			0 21.2	+14 1	11.7	— 3.0	— 32
574 Reginhild			0 26.6	+12 4	12.8	— 3.7	— 27
995 Sternberga			0 28.1	+13 47	12.4	+ 0.2	+ 3
748 Simeisa			0 39.0	+ 7 23	13.1	0.0	0
σ 87			0 39.7	+10 34	13.0		
212 Medea			0 42.1	+10 53	11.9	+ 0.4	+ 4
184 Dejopeja			0 48.7	+ 6 26	12.8	— 1.4	— 9
788 Hohensteina	Октябрь 17	21 3.8	1 17.7	+ 0 15	13.3	— 0.7	— 2
1247 Memoria			1 30.8	+ 7 41	14.0	— 2.2	— 13
425 Cornelia			1 32.4	+ 5 40	13.4	+21.7	+155
σ 88			1 33.1	+ 3 51	12.8		
44 Nysa			1 34.0	+ 3 17	9.7	+ 1.8	+ 7
1107 Lictoria			1 44.7	— 0 14	12.6	— 3.8	— 24
σ 89							
305 Gordonia	Октябрь 17	23 8.8	2 15.2	+14 13	13.8		
257 Silesia			2 20.2	+13 34	12.0	— 2.4	— 11
270 Anahita			2 20.9	+13 50	12.2	— 0.2	+ 1
495 Eulalia			2 22.1	+17 30	10.5	+ 0.1	+ 1
167 Urda			2 26.0	+12 35	11.7	+ 2.0	+ 7
149 Medusa			2 27.1	+12 0	13.0	+ 0.2	+ 1
268 Adorea			2 27.9	+13 7	12.6	+ 0.1	+ 1
1072 Malva			2 28.0	+11 3	13.1	— 0.2	— 2
374 Burgundia			2 31.7	+14 9	12.8	—16.3	—111
718 Erida			2 36.9	+16 11	12.1	— 0.4	— 8
1082 Pirola			2 37.2	+14 59	13.8	+ 0.8	+ 6
394 Arduina			2 39.9	+12 53	13.4	+14.2	+ 67
651 Antikleia			2 44.2	+ 9 45	12.0	+ 0.3	+ 4
			2 46.2	+15 31	13.0	—11.6	— 85
1107 Lictoria	Октябрь 25	21 19.0	1 38.7	— 0 45	12.6	— 3.8	— 28
σ 90			1 45.3	+ 7 15	13.3		
1131 Porzia			1 47.9	+ 3 12	13.7	— 2.7	— 19
278 Paulina			1 48.2	+ 4 17	13.3	— 0.9	— 7
904 Rockefelleria			1 57.4	+ 6 42	13.2	— 8.3	— 15
913 Otila			2 4.8	+ 2 46	14.5	— 1.5	— 10
σ 91			2 5.1	+ 0 36	12.5		
681 Gorgo			2 5.3	+ 2 16	14.3	— 3.1	— 12
σ 92	Октябрь 25	23 24.0	3 16.9	+21 28	13.3		
1517 Beograd			3 22.2	+15 48	14.0	— 0.1	— 1
274 Philagoria			3 22.7	+14 42	14.2	— 0.9	— 4
468 Lina			3 26.6	+19 7	12.6	—10.5	— 38
1336 Zeelandia			3 34.3	+15 28	13.9	— 3.0	— 13

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ И КОМЕТЫ 1949е

П. Ф. Шайн

Наблюдения малых планет велись на астрографе с двумя камерами (120 мм) на пластинках Истман-Кодак 103 а — 0. σ — предварительные текущие номера новых малых планет, найденных в Симеизе.

Разности «наблюдения минус вычисления» отнесены к эфемеридам Института теоретической астрономии. Для некоторых планет значения $O-C$ не даны из-за отсутствия эфемерид.

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$
		h m	h m			m
171 Ophelia	Январь 4	20 20.0	6 56.7	+22°57'	11.6	— 1.4 0'
442 Eichsfeldia			7 13.5	+17 24	12.3	— 0.2 + 1
150 Nuwa			7 13.3	+19 11	11.7	+ 0.4 — 1
1176 Lucidor			7 23.4	+19 9	13.3	+ 3.7 —15
1269 Rollandia			7 27.8	+20 13	13.2	+ 0.2 + 2
175 Andromache			7 38.3	+26 1	12.8	+ 7.1 —15
1491 1938 EL			7 45.4	+23 47	13.8	+15.5 —48
86 Semele			7 51.7	+24 4	11.9	+11.7 —14
221 Eos	Январь 4	22 23.1	4 44.4	+ 8 56	11.4	
943 Begonia			4 44.8	+12.30	12.6	
663 Gerlinde			4 58.9	+ 9 40	13.1	+ 5.3 —27
558 Carmen			5 7.8	+12 21	12.1	0 + 1
65 Cybele	Январь 5	0 30.6	8 45.4	+15 22	11.4	+ 0.1 0
484 Pittsburghia			8 58.2	+15 40	13.3	
781 Kartvelia			9 5.0	+10.42	13.4	
530 Turandot			9 13.2	+15 48	13.3	
419 Aurelia			9 21.7	+ 9 50	11.9	
1199 Geldonia	Январь 6	22 14.9	6 2.8	+15 13	13.4	+ 2.8 — 5
533 Sara			6 2.8	+13 56	13.6	— 3.6 — 2
95 Arethusa			6 3.7	+12 40	10.9	+ 1.6 — 7
640 Brambilla			6 15.8	+10 46	13.4	+ 0.2 — 7
287 Nephthys	Февраль 25	20 47.7	8 56.2	+17 10	10.9	— 0.2 + 7
11 Parthenope			9 7.3	+18 40	10.9	— 0.6 + 8
431 Nephela			9 18.0	+16 50	13.5	+ 3.2 —12
243 Ida			9 23.7	+15 21	13.2	— 0.8 + 5
108 Hecuba			9 29.0	+18 2	11.2	+ 0.6 — 6
335 Roberta			9 39.9	+13 55	12.3	— 7.4 +30

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
324 Bambergia 21 Lutetia	Февраль 25	^{h m} 20 47.7	^{h m} 9 47.8 9 56.5	+13°21' +17 14	10.8 10.5	^m — 2.7 + 0.8	+ 15 — 6
444 Gyptis	Март 4	20 22.4	9 28.7	+ 3 42	12.0	— 0.2	— 1
1092 Lilium			9 32.0	+11 49	13.8	+13.1	— 89
335 Roberta			9 33.9	+14 38	12.3	— 7.5	+ 30
1457 Ankara			9 37.7	+ 8 21	13.9	— 1.6	+ 8
324 Bambergia			9 41.5	+13 33	10.8	— 2.7	+ 15
141 Lumen σ 51			9 53.1 9 53.2	+ 8 22 +10 47	12.1 13.8	— 2.6	+ 15
306 Unitas	Март 22	20 11.0	11 3.2	+11 56	11.3	— 1.4	+ 11
820 Adriana			11 6.7	+12 37	13.8	— 1.1	+ 5
622 Esther			11 21.2	+11 29	13.7	+ 2.3	+ 1
235 Carolina			11 28.5	+17 41	11.9	0	— 2
768 Struveana	Март 22	22 15.6	12 43.1	+ 9 53	14.0	— 0.5	+ 5
698 Ernestina			12 43.9	+ 7 13	13.4	+ 0.4	— 6
1161 Thessalia			12 48.3	+ 7 58	14.5	+20.7	—161
660 Crescentia			12 59.9	+ 7 46	10.3	+ 5.2	— 2
464 Megaira			13 0.5	+ 9 1	13.1	— 1.5	+ 9
535 Montague			13 5.4	+ 4 41	11.8	+ 2.9	— 24
536 Merapi	Март 23	0 17.5	13 36.6	+10 28	11.8		
628 Christine			13 53.0	+ 7 25	11.5		
471 Papagena			13 53.6	+ 8 34	11.0		
351 Yrsa			13 57.2	+ 3 31	11.5		
634 Ute			13 58.1	+ 4 12	13.8		
1211 Bressole			14 12.7	+ 4 10	14.2		
1262 Sniadeckia			14 16.2	+ 5 43	13.5		
79 Eurynome	Март 25	19 53.6	11 4.9	+ 1 34	10.5	+ 3.6	— 18
299 Thora			11 9.3	+ 2 51	14.2	0	— 2
σ 57			11 10.9	+ 0 56	13.8		
209 Dido			11 11.5	+ 7 4	11.5	— 6.1	+ 42
601 Nerthus			11 14.5	+ 5 52	13.1	+ 2.8	— 5
107 Camilla			11 42.5	+ 2 45	10.5	+ 0.2	— 1
51 Nemausa			11 54.2	+ 2 19	9.5	— 0.2	0
977 Philippa	Март 25	21 50.5	11 38.2	+26 13	13.5	— 1.4	+ 9
618 Elfried			12 3.1	+22 56	12.9	— 0.2	+ 3
68 Leta	Март 25	23 52.5	13 46.6	— 6 0	11.5	+ 1.3	— 16
317 Roxane			13 47.0	— 8 47	12.8	— 0.1	— 2
793 Arizona			13 47.8	— 3 54	13.8	+ 0.3	— 14
213 Lilaea			13 59.1	— 1 12	11.4	+ 1.0	— 5
505 Cava			14 5.3	+ 1 28	12.7		
367 Amicitia			14 5.9	— 7 39	12.2		
940 Kordula			14 6.6	— 6 0	13.8		
510 Mabella	Апрель 24	19 35.8	12 19.4	— 3 58	12.0	+ 1.5	— 5
1502 Arenda			12 32.2	— 4 17	14.0	— 0.4	+ 2
σ 62			12 34.1	— 7 14	13.7		
808 Merxia			12 35.0	— 1 37	13.2	+ 1.7	— 7
578 Happelia			12 42.2	— 2 36	12.2	— 5.4	+ 39
795 Fini			12 43.2	— 6 52	12.2	— 2.5	+ 25
σ 63			12 45.0	— 2 26	14.2		

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
		^{h m}	^{h m}				
946 Poesia	Апрель 24	19 35.8	12 51.8	— 3°49'	14.0	—1.2	+ 9'
586 Thekla			12 52.7	— 6 53	12.5	—0.1	0
64 Angelina			12 53.8	— 8 1	10.2	+1.1	— 9
404 Arsinoe	Апрель 24	21 42.2	14 29.4	+ 9 57	11.8	+6.7	—42
386 Siegena			14 35.9	+ 7 15	11.4	+1.7	+ 1
600 Musa			14 40.3	+ 1 34	12.8	—1.6	+ 9
971 Alsatia			14 47.9	— 0 4	13.4	+0.1	— 4
18 Melpomene	Апрель 24	23 43.9	15 36.8	— 3 36	10.2	—0.9	+ 7
39 Laetitia			15 44.0	— 4 57	10.0	+0.3	+ 1
100 Hekate			15 54.0	—10 49	11.8	+4.6	—16
145 Adeona			15 57.7	—11 25	11.8	+0.7	— 2
592 Bathseba			16 5.4	— 7 59	14.0		
176 Iduna			16 18.8	— 3 25	13.5		
σ 64			16 21.4	— 8 3	13.6		
510 Mabella	Апрель 27	19 39.8	12 17.8	— 3 34	12.9		
1502 Arenda			12 30.7	— 4 2	14.0		
σ 62			12 31.7	— 7 7	13.7		
808 Merxia			12 33.4	— 1 23	13.2		
578 Happelia			12 39.9	— 2 29	12.2		
795 Fini			12 40.4	— 7 0	12.2		
σ 63			12 43.3	— 2 7	14.2		
946 Poesia			12 49.9	— 3 39	14.0		
586 Thekla			12 50.9	— 6 40	12.5		
64 Angelina			12 51.9	— 7 44	10.2		
600 Musa	Апрель 27	21 51.2	14 37.9	+ 1 49	12.8	—1.6	+ 7
801 Helwerthia			14 40.8	— 2 22	13.7	+1.3	— 1
971 Alsatia			14 45.1	0 0	13.4	+0.1	— 6
1458 Mineura			14 57.7	— 2 35	13.5	—6.9	+13
931 Whitemoria			14 58.4	— 1 51	13.8	—2.9	+18
σ 65			15 0.9	— 1 50	13.8		
347 Pariana			15 9.8	— 2 44	11.2	+0.3	— 3
σ 64	Апрель 27	23 56.0	16 20.0	— 7 34	13.0		
176 Iduna			16 17.4	— 3 4	12.7		
σ 69	Июнь 18	21 13.8	17 25.5	—12 55	13.7		
323 Brucia			17 32.8	—14 10	13.2	+0.2	— 9
232 Russia			17 48.1	—13 38	12.8	+3.0	— 4
260 Huberta			17 51.6	—14 29	13.6	+2.3	— 2
415 Palatia	Июнь 26	20 37.6	17 12.5	—15 5	12.9	—0.6	— 1
168 Sibylla			17 14.3	—17 45	11.8	+0.1	+ 1
σ 69			17 18.9	—13 18	13.7		
323 Brucia			17 22.9	—15 12	13.2	—0.1	—10
232 Russia			17 40.7	—13 51	12.8	+2.9	— 4
1243 Pamela	Июнь 26	22 50.2	19 24.7	— 9 9	13.4	+1.1	+10
313 Chaldaea			19 41.4	— 4 34	12.0	+0.7	+ 3
336 Lacadiera			19 46.5	—12 40	11.6	+0.3	+ 2
896 Sphinx			19 47.0	—12 28	13.6	—0.1	+ 5
798 Ruth			19 51.8	— 7 27	13.0	+1.1	+ 3

	1949	У. Т.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$
		^h ^m	^h ^m			^m
402 Cloe	Июнь 30	21 3.3	18 19.1	-12°52'	11.1	- 2.9 - 1'
253 Mathilde			18 31.0	-10 45	12.2	+ 2.6 +10
872 Holda			18 36.4	-11 16	13.0	- 0.5 0
556 Phyllis	Июнь 30	23 9.7	19 28.8	-21 53	13.0	- 3.3 - 1
1246 Chaka			19 44.7	-24 2	13.0	- 0.8 - 3
511 Davida			19 55.8	-21 58	10.2	+ 1.3 - 4
24 Themis			19 59.4	-21 28	12.0	-22.0 -52
570 Kythera			20 1.1	-18 16	13.0	- 0.7 - 2
570 Kythera	Июль 4	23 2.7	19 58.5	-18 21	12.6	- 0.6 - 1
685 Hermia			20 1.9	-13 49	12.5	0 + 3
885 Ulrica			20 2.5	-17 20	12.9	+ 2.9 + 6
675 Ludmila			20 7.4	-12 24	11.5	+ 1.6 + 9
550 Senta			20 23.6	-11 26	10.4	- 3.6 -21
275 Sapientia	Июль 20	21 14.9	20 32.4	-16 47	12.4	- 4.8 -13
201 Penelope			20 35.6	-12 1	10.8	- 1.1 - 1
1136 Mercedes			19 47.1	- 3 57	12.7	- 1.3 + 1
900 Rosalinde			20 12.5	+ 0 4	13.0	+ 4.0 + 9
405 Thia			20 24.0	- 4 32	11.0	+ 4.8 +22
405 Thia	Июль 24	20 57.8	20 20.2	- 4 33	11.0	+ 4.8 +21
643 Scheherezade			20 24.3	- 4 0	14.3	+ 1.2 + 6
43 Ariadne σ 71	Июль 24	23 15.5	21 15.7	-10 27	9.0	- 8.3 -41
321 Florentina			21 23.2	-16 48	13.8	
76 Freia			21 29.2	-18 58	13.8	+ 1.2 + 8
26 Proserpina			21 31.0	-11 54	13.0	0 - 2
40 Harmonia			21 32.1	-20 43	10.4	- 0.7 - 1
226 Weringia			21 36.8	-19 13	8.9	- 1.7 -10
σ 72			21 38.5	-12 58	11.8	- 3.7 - 7
144 Vibilia			21 46.9	-16 21	12.8	
			22 3.8	-19 39	9.5	- 5.4 -27
16 Psyche	Июль 31	21 33.5	20 43.5	-16 14	9.2	+ 3.8 +12
433 Eros			20 44.1	-15 56	9.2	- 0.2 - 3
88 Thisbe			20 59.5	-11 36	9.0	+ 5.3 +30
522 Helga			21 2.7	-18 20	13.8	- 1.0 - 5
49 Pales			21 2.8	-14 48	11.0	- 5.9 -29
1334 Lundmarka			21 3.0	-16 10	13.8	+ 1.0 0
1086 Nata			21 5.8	-17 1	13.8	+ 0.3 + 6
263 Dresda			21 6.5	-14 28	13.0	+ 1.8 + 8
43 Ariadne			21 9.5	-10 35	9.0	- 8.3 -41
467 Laura			21 11.4	-18 7	14.3	+ 3.8 +26
744 Aguntina			21 16.9	-14 13	14.0	+ 6.7 +10
σ 71			21 17.8	-17 44	13.8	
76 Freia			21 26.4	-12 12	13.4	- 0.1 + 1
40 Harmonia			21 30.9	-20 0	9.5	- 1.9 - 9
226 Weringia			21 34.4	-14 31	11.8	- 3.8 - 7
88 Thisbe	Август 3	22 43.8	20 56.8	-11 41	9.8	+ 5.2 +29
49 Pales			21 0.3	-14 56	11.0	- 6.0 -30
1334 Lundmarka			21 0.6	-16 34	13.8	+ 0.9 + 1
522 Helga			21 0.7	-18 29	12.3	- 0.9 - 2
1086 Nata			21 3.4	-17 5	13.8	+ 0.3 + 5
263 Dresda			21 4.1	-14 38	13.8	+ 1.8 + 9
43 Ariadne			21 6.6	-10 41	9.0	- 8.4 -41
744 Aguntina			21 14.6	-14 30	14.0	+ 6.5 + 8

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$
		h m	h m			m
σ 71	Август 3	22 43.8	21 15.2	$-18^{\circ} 6'$	13.8	
76 Freia			21 24.5	$-12 24$	12.5	0 0
226 Weringia			21 32.4	$-15 10$	11.8	- 3.8 - 6'
σ 73			21 35.5	$-13 30$	14.0	
σ 72			21 39.0	$-16 35$	13.0	
480 Hansa	Август 19	18 54.0	21 13.3	$+18 44$	11.8	- 0.6 - 2
88 Thisbe	Август 19	20 52.3	20 43.7	$-12 3$	9.8	+ 5.0 +28
49 Pales			20 47.2	$-15 34$	10.5	- 5.9 -28
σ 71			21 1.0	$-20 10$	13.8	
321 Florentina			21 8.0	$-20 34$	13.8	+ 1.3 + 6
26 Proserpina			21 9.2	$-22 28$	10.4	- 0.8 - 3
40 Harmonia			21 12.9	$-22 1$	9.9	- 1.8 -12
76 Freia			21 13.2	$-13 17$	12.5	- 0.1 + 1
226 Weringia			21 21.1	$-18 46$	11.8	- 3.9 - 8
1162 Larissa			21 21.3	$-18 13$	14.0	+ 2.7 -14
σ 72			21 25.1	$-16 55$	12.8	
σ 73			21 26.1	$-16 50$	14.0	
49 Pales	Август 22	20 50.0	20 44.6	$-15 42$	10.5	- 6.0 -29
263 Dresda			20 48.7	$-15 45$	13.0	+ 1.5 + 8
744 Aguntina			21 0.9	$-15 55$	14.0	+ 6.3 +15
321 Florentina			21 5.6	$-20 41$	13.5	+ 1.3 + 8
26 Proserpina			21 6.7	$-22 35$	10.4	- 0.7 - 2
40 Harmonia			21 10.0	$-22 15$	8.9	- 1.8 -10
76 Freia			21 11.2	$-13 26$	12.5	0 + 2
226 Weringia			21 19.0	$-19 23$	11.8	- 3.9 - 7
1162 Larissa			21 19.4	$-18 20$	14.0	- 2.5 -12
σ 72			21 22.5	$-16 58$	13.0	
σ 73			21 23.6	$-17 2$	14.0	
20 Massalia	Август 22	22 45.9	22 47.2	$- 6 46$	9.5	- 2.6 -15
116 Syrona			22 48.3	$-13 15$	11.4	- 5.3 -32
113 Amalthea			22 58.9	$-11 28$	11.0	+ 0.1 + 2
77 Frigga			23 5.5	$- 7 31$	11.5	- 1.6 -10
332 Siri			23 6.9	$- 9 47$	12.5	+ 0.5 + 5
924 Toni			23 8.1	$- 7 50$	11.7	- 4.4 -18
53 Kalypso			23 11.4	$- 7 38$	11.8	+ 2.2 +11
98 Ianthe			23 14.2	$-10 54$	13.6	- 1.3 + 2
195 Eurikleia			23 22.7	$- 8 57$	12.5	
91 Aegina			23 24.0	$- 5 40$	12.0	
1149 1929 PF	Август 23	0 36.6	23 36.9	$+16 54$	13.0	
285 Regina			23 42.6	$+17 3$	13.8	
925 Alphonsina			23 43.4	$+25 19$	11.8	
339 Dorothea	Август 25	19 48.0	20 46.1	$- 8 42$	12.2	
1379 1936 FC			20 53.6	$- 5 0$	13.9	
639 Latona			21 8.2	$- 6 59$	11.5	
372 Palma	Август 25	22 30.1	22 29.4	$- 3 32$	10.6	- 1.8 - 1
σ 76			22 38.6	$+ 2 7$	14.0	
737 Arequipa			22 50.9	$+ 4 32$	9.6	+14.9 +35
16 Psyche	Август 28	19 53.9	20 23.6	$-18 4$	9.2	
49 Pales			20 40.6	$-15 54$	11.0	- 6.0 -30
1334 Lundmarka			20 43.2	$-19 29$	13.8	

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
		h m	h m			m	
1086 Nata	Август 28	19 53.9	20 44.2	-17°30'	13.1		
522 Helga			20 44.6	-19 58	12.3		
263 Dresda			20 44.8	-16 5	13.0		
σ 71			20 53.9	-21 9			
744 Aguntina			20 57.1	-16 20	14.0		
321 Florentina			21 1.3	-20 57	13.3	+ 1.3	+ 6
26 Proserpina			21 2.1	-22 46	10.4	- 0.8	- 2
40 Harmonia			21 5.0	-22 40	8.9	- 1.9	- 10
76 Freia			21 7.2	-13 52	12.5	- 0.2	- 5
226 Wiringia			21 15.5	-20 33	11.8	- 3.9	- 9
σ 72			21 17.9	-17 2	13.0	+20.1	+140
1063 Aquilegia	Август 28	21 59.9	22 33.8	-18 36	13.1	+ 0.8	+ 4
116 Syrona			22 43.4	-13 44	11.4	- 5.4	- 31
693 Zerbinetta			22 44.8	-14 26	12.7	+ 0.6	+ 26
1104 Syringa			22 46.9	-13 57	13.7	- 5.8	- 24
113 Amalthea			22 53.7	-12 13	11.0	+ 0.1	+ 1
77 Frigga			23 0.6	- 7 55	11.5	- 1.7	- 9
332 Siri			23 2.3	-10 14	12.5	+ 0.6	+ 4
924 Toni			23 4.3	- 8 41	11.7	- 4.5	- 18
53 Kalypso			23 6.9	- 8 19	11.8	+ 2.3	+ 11
98 Ianthé			23 9.0	-11 7	13.6	- 1.2	+ 2
1240 Centanaria	Август 29	0 10.0	23 56.8	+ 8 6	12.6	+ 9.4	+ 78
949 Hel			23 59.4	+ 8 40	14.0	+ 0.2	+ 3
647 Adelgunde			0 6.4	+13 54	12.5		
545 Messalina			0 8.8	+ 7 15	12.0		
624 Hektor			0 12.6	+ 9 18	13.9		
417 Suevia			0 15.1	+ 5 36	13.7		
60 Echo			0 37.3	+ 5 38	11.0		
Комета 1949e σ 83	Август 29	23 28.5	0 16.3	+ 0 47	12.5		
			0 30.3	- 1 39	12.5		
41 Daphne	Август 31	21 15.5	22 9.2	- 0 51	10.6	-10.8	- 26
1275 Cimbria			22 19.2	+ 2 17	12.9	+ 0.8	+ 3
607 Jenny			22 26.2	+ 3 27	12.9	- 2.8	- 14
1437 Diomedes σ 76	Август 31	21 15.5	22 26.5	+ 1 34	14.0	- 0.8	- 11
			22 35.3	+ 1 2	14.0		
737 Arequipa			22 47.5	+ 3 18	9.6	+15.1	+ 37
647 Adelgunde	Август 31	23 33.4	0 5.1	+13 56	13.0	- 2.2	- 18
911 Agamemnon			0 13.4	+14 32	13.3	- 0.1	- 4
951 Gaspra			0 33.0	+12 13	12.4		
469 Argentina			0 37.8	+12 29	13.6		
Комета 1949e	Сентябрь 4	0 22.6	0 15.0	+ 0 17			
892 Seeligeria			0 23.3	+ 1 11	13.2		
688 Melanie			0 33.7	+ 1 39	12.9		
60 Echo			0 34.5	+ 5 13	11.0		
1046 Edwin			0 34.9	+ 0 12	13.6		
1130 Skuld			0 36.4	+ 7 7	13.3		
σ 81			0 36.9	+ 1 25	14.0		
318 Magdalena			0 47.6	- 0 29	13.3		
658 Asteria	Сентябрь 18	19 36.6	21 40.9	-14 37	13.2		
538 Friederike			21 51.2	-15 28	12.2	- 1.4	- 9
551 Ortrud			21 55.2	-13 0	13.0	+ 0.1	+ 1

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	$O - C$ $\Delta\alpha \quad \Delta\delta$	
		$^h \ m$	$^h \ m$			m	
909 Ulla	Сентябрь 18	19 36.6	21 56.4	-16° 8'	12.5	+ 3.7	- 7'
733 Mocia			22 2.3	-16 6	14.0	+ 6.6	+74
959 Arne			22 4.3	-19 19	13.8	+13.5	+59
66 Maja	Сентябрь 18	21 46.1	23 37.5	- 3 49	11.5	+ 0.5	+ 6
303 Josephina			23 43.7	+ 0 30	11.8	- 0.8	- 9
σ 82			23 46.7	- 2 3	13.8		
327 Columbia			23 46.9	- 1 11	12.7	- 0.6	+ 1
954 Li			23 52.6	- 1 14	13.5	+ 6.4	+39
124 Alkeste			23 57.6	+ 0 38	10.4	- 0.8	- 5
417 Suevia			0 1.1	+ 3 43	12.7	-10.1	-49
Комета 1949e			0 8.7	- 1 27	12.8		
σ 83			0 14.5	- 1 19	12.5		
892 Seeligeria			0 15.2	- 1 12	13.2	- 4.9	-12
60 Echo			0 23.9	+ 3 41	11.0	- 1.5	-11
688 Melania			0 24.6	- 0 42	12.9	- 2.3	+ 6
66 Maja	Сентябрь 19	21 38.4	23 36.5	- 3 54	11.5	+ 0.4	+ 5
303 Josefina			23 42.9	+ 0 28	11.8	- 0.8	- 8
327 Columbia			23 46.0	- 1 14	12.8	- 0.6	+ 2
σ 82			23 46.1	- 2 8	13.8		
954 Li			23 51.9	- 1 19	13.1	+ 6.4	+39
124 Alkeste			23 56.7	+ 0 31	10.4	- 0.9	- 5
417 Suevia			0 0.3	+ 3 36	12.7	-10.1	-50
Комета 1947e			0 8.1	- 1 35	12.8		
σ 83			0 13.7	- 1 18	12.5		
892 Seeligeria			0 14.5	- 1 22	13.2	- 4.9	-12
60 Echo			0 23.1	+ 3 34	11.0	- 1.4	-10
688 Melania			0 23.9	- 0 52	12.9	+ 2.3	+ 6
303 Josephina	Сентябрь 20	22 36.5	23 42.1	+ 0 25	11.8	- 0.8	- 8
327 Columbia			23 45.0	- 1 17	12.7	- 0.7	+ 1
954 Li			23 51.1	- 1 25	13.5	+ 6.4	+39
124 Alkeste			23 55.9	+ 0 25	10.4	- 0.8	- 5
417 Suevia			23 59.5	+ 3 30	12.7	-10.2	-49
Комета 1949e			0 7.6	- 1 42	12.8		
σ 83			0 12.7	- 1 17	12.5		
892 Seeligeria			0 13.9	- 1 30	13.2	- 4.9	-10
60 Echo			0 22.1	+ 3 27	11.0	- 1.5	-10
688 Melania			0 23.1	- 1 1	12.9	+ 2.3	+ 6
303 Josephina	Сентябрь 22	23 10.4	23 40.3	+ 0 18	11.8	- 1.1	-19
327 Columbia			23 43.2	- 1 22	12.7	- 0.8	+ 1
954 Li			23 49.6	- 1 35	13.5	+ 6.4	+39
124 Alkeste			23 54.3	+ 0 12	10.4	- 0.7	- 5
417 Suevia			23 58.0	+ 3 17	12.7	-10.2	-50
Комета 1949e			0 6.5	- 1 58	12.8		
σ 83			0 10.7	- 1 15	12.5		
892 Seeligeria			0 12.6	- 1 52	13.2	- 4.9	-10
60 Echo			0 20.4	+ 3 13	11.0	- 1.5	-10
688 Melania			0 21.7	- 1 22	12.9	+ 2.3	+ 5
303 Josephina	Сентябрь 24	21 49.2	23 38.9	+ 0 13	11.8	- 0.9	- 8
327 Columbia			23 41.5	- 1 27	12.7	- 0.7	+ 2
954 Li			23 48.2	- 1 46	13.5	+ 6.4	+38
124 Alkeste			23 52.6	- 0 1	10.4	- 0.8	- 5
417 Suevia			23 56.5	+ 3 4	12.7	-10.2	-50
Комета 1949e			0 5.5	- 2 12	12.8		

	1949	U. T.	α_{1950}	δ_{1950}	m	O - C $\Delta\alpha$ $\Delta\delta$	
		h m	h m			m	
σ 83	Сентябрь 24	22 49.2	0 8.9	— 1° 14'	12.5		
892 Seeligeria			0 11.4	— 2 10	13.2	— 4.9	— 10'
60 Echo			0 18.7	+ 2 58	11.0	— 1.5	— 10
688 Melania			0 20.2	— 1 41	12.9	+ 2.2	+ 6
737 Arequipa	Сентябрь 25	19 21.8	22 35.4	— 2 34	9.6		
34 Circe			22 58.2	— 4 26	12.0	— 1.8	— 12
627 Charis	Сентябрь 25	23 58.2	1 13.2	— 0 22	12.8	+ 2.4	+ 10
σ 85			1 24.8	+ 3 3	14.0		
28 Bellona			1 29.9	— 2 14	9.0	— 0.3	— 11
788 Hohensteina			1 32.1	+ 2 55	13.2	— 0.6	+ 3
97 Klotho			1 35.1	— 2 28	9.4	— 4.0	— 23
638 Moira			1 42.4	— 1 22	14.1	— 1.7	— 11
44 Nysa			1 51.8	+ 5 31	9.7	+ 1.9	+ 7
327 Columbia	Сентябрь 28	20 20.1	23 38.1	— 1 38	12.7	— 0.7	+ 1
954 Li			23 45.5	— 2 5	13.5	+ 6.4	+ 39
124 Alkeste			23 49.5	— 0 27	10.4	— 0.7	— 5
417 Suevia			23 53.6	— 2 37	12.7	— 10.1	— 50
Комета 1949e			0 3.4	— 2 41	12.8		
σ 83			0 5.2	— 1 11	12.5		
892 Seeligeria			0 8.8	— 2 49	13.2	— 5.0	— 9
60 Echo			0 15.1	+ 2 28	11.0	— 1.5	— 9
688 Melania			0 17.3	— 2 20	12.9	+ 2.2	+ 6
327 Columbia	Сентябрь 30	21 46.2	23 36.1	— 1 44	12.7	— 0.9	— 1
954 Li			23 44.2	— 2 14	13.5	+ 6.4	+ 39
124 Alkeste			23 47.8	— 0 40	10.4	— 0.9	— 5
417 Suevia			23 52.1	+ 2 23	12.7	— 10.1	— 51
Комета 1947e			0 2.3	— 2 57	12.8		
σ 83			0 3.3	— 1 10	12.5		
892 Seeligeria			0 7.5	— 3 10	13.2	— 4.9	— 11
60 Echo			0 13.3	+ 2 13	11.0	— 1.6	— 9
688 Melania			0 15.9	— 2 40	12.9	+ 2.3	+ 5
1485 Isa	Сентябрь 30	23 31.3	1 49.4	+ 25 52	13.8	+ 30.2	+ 170
1547 1929 CZ			1 28.9	+ 31 11	13.2	— 20.4	— 98
117 Lomia			1 55.9	+ 26 8	11.3	0	— 2

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

<i>Стр.</i>	<i>Графа</i>	<i>Строка</i>	<i>Напечатано</i>	<i>Должно быть</i>
144	7-я	15 св.	+2.7	—2.7
146	7-я	16 св.	—2.3	+2.3
146	1-я	23 св.	1947	1949
147	1-я	8 сн.	1947	1949

Известия Крымской Астрофизической обсерватории, т. V.