

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

ТОМ II



ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА 1948 ЛЕНИНГРАД

Ответственный редактор
академик Г. А. Шайн
Заместитель редактора
В. Ф. Газе

*Светлой памяти академика
Аристарха Аполлоновича Белопольского
посвящает автор.*

ИСТОЧНИКИ ЗВЕЗДНОЙ ЭНЕРГИИ И ТЕОРИЯ ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗВЕЗД

Н. А. Козырев

Настоящая работа представляет собой опыт индуктивного решения задачи о внутреннем строении звезд путем анализа закономерностей наблюдательной астрофизики. Условия состояния материи и энергии внутри звезд являются предметом исследования, а не предметом априорных предположений.

В первой части исследованы две основные закономерности, установленные наблюдениями: соотношение «масса — абсолютная яркость» и соотношение «период — средняя плотность Цефеид». Результаты, полученные из анализа этих закономерностей, оказались отличными от обычных представлений теории внутреннего строения звезд. Главнейшие из них следующие: 1) во всех звездах, включая даже сверхгиганты, лучевое давление не играет существенной роли, и им можно пренебрегать в сравнении с газовым давлением; 2) внутренние области звезд почти целиком состоят из водорода (средний молекулярный вес близок к $1/2$); 3) поглощение света обусловлено томсоновским рассеянием света свободными электронами; 4) звезды имеют структуры, близкие к политропным класса $3/2$.

Совокупность полученных результатов позволяет в первом приближении рассчитывать физические условия внутри звезд, исходя из наблюдаемых характеристик L , M , R . Например, для центра Солнца получается температура около 6 миллионов градусов, видимо, не достаточная для термонуклеарных реакций.

ВВЕДЕНИЕ

Энергия, посылаемая в пространство Солнцем и звездами, поддерживается особыми источниками, которые должны обеспечить свечение звезд по крайней мере в течение нескольких миллиардов лет и должны зависеть от физических условий состояния материи, как это следует из соображений устойчивости звезд. За последние годы успехи атомной физики привели к открытию термонуклеарных реакций, которые могут являться источником энергии, удовлетворяющим указанным требованиям. Эти реакции между протонами и различными легкими ядрами, в результате которых происходит преобразование водорода в гелий, могут происходить при температурах, вероятных для внутренних областей звезд, — порядка двадцати миллионов градусов. Сравнительное изучение различных термонуклеарных реакций привело Бете (Bethe) к заключению, что энергия Солнца и звезд основной последовательности вырабатывается в результате циклических реакций, в которых главную роль играет захват протона ядрами азота и углерода, с последующим образованием ядра гелия [1].

Эта теория Бете, получившая за последнее время широкое признание, до сих пор не имеет прямых астрофизических подтверждений. Звезды, вырабатывающие особенно много энергии, т. е. звезды последовательности гигантов, вероятно, имеют температуры, значительно более низкие, чем температура, необходимая для термонуклеарных реакций. Кроме того, наличие бурной конвекции в наружных слоях звезд, вспышки новых, особенный ультрафиолетовый спектр, говорят за то, что выделение энергии происходит и в наружных слоях звезд и в ряде случаев имеет характер взрывов. Естественное желание видеть во всех этих явлениях общую причину заставляет относиться с осторожностью к теории термонуклеарных реакций. Можно без преувеличения сказать, что уже в течение ста лет, начиная с контракционной гипотезы Гельмгольца (Helmholtz), ни одно новое принципиальное открытие физики не проходило без попытки применения его к объяснению звездной энергии, причем каждый раз вопрос считался решенным, несмотря на отсутствие подтверждений астрофизическим материалом. Повидимому, мы имеем дело с механизмом выделения энергии совершенно особого рода, неизвестного земной лаборатории. Но это обстоятельство нельзя относить за счет наличия внутри звезд каких-то совершенно исключительных условий. Действительно, весьма вероятно, что для ряда звезд (например, инфракрасный спутник ϵ Aurigae) условия внутри них близки к тем, которые могут быть осуществлены в лаборатории. Причина того, что такой тип выделения энергии не был обнаружен земным экспериментом, надо полагать, лежит в своеобразии необходимой постановки опыта, а также малости доступных на земле масштабов. Что касается физических теорий, которые столь часто позволяют далеко экстраполировать данные опыта, то их несостоятельность в данном вопросе связана, вероятно, с тем, что основные принципы теории взаимодействия материи и лучистой энергии нуждаются в дополнениях и дальнейшем развитии.

Многочисленные явления и эмпирические закономерности, открытые наблюдательной астрофизикой, связаны с вопросом происхождения звездной энергии, а потому и не имеют удовлетворительной интерпретации. В первую очередь это относится к вопросам поведения звезды в целом, т. е. к вопросам теории внутреннего строения звезд. Существующие теории строятся на основе априорных допущений относительно поведения материи и энергии в звезде, справедливость которых проверяется из сравнений результатов теоретического анализа с данными наблюдений. Это путь построений различных звездных моделей, широко используемый в настоящее время в теории внутреннего строения звезд. Такой метод исследования вряд ли может быть плодотворным, ибо законы природы часто столь неожиданны, что можно произвести многочисленные пробы и все же не найти единственно правильного решения. Поскольку эмпирические закономерности, относящиеся к звезде в целом, выявлены наиболее четко, в теории внутреннего строения звезд можно пытаться радикально изменить постановку задачи и формулировать ее следующим образом: рассматривая звездный мир как гигантскую лабораторию, в которой материя и лучистая энергия могут изучаться в грандиозном диапазоне состояний, исходя из анализа полученных в ней эмпирических закономерностей, и не делая произвольных допущений, найти условия поведения материи и энергии в звездах как некоторые неизвестные в математически сформулированных равенствах. Такая задача может казаться безнадежно трудной из-за большого числа неизвестных. Действительно, нам неизвестны: 1) фазовое состояние материи (газ Больцмана (Boltzmann), Ферми (Fermi) и др.); 2) характер переноса энергии — лучеиспусканием или конвекцией, возможной при соответствующем механизме выделения энергии; 3) роль лучевого давления внутри звезд и связанное

с ней: 4) значение коэффициента поглощения; 5) химический состав звезд, т. е. среднее значение молекулярного веса газов внутри звезд, и, наконец, 6) механизм выделения звездной энергии. К счастью, основная закономерность астрофизики — соотношение между массой и абсолютной яркостью звезд, не давая никакого ответа на вопрос о природе звездной энергии, удовлетворительным образом дает представление о других неизвестных. Используя, далее, соотношение период — средняя плотность Цефеид, можно уточнить наши представления о структуре звезд. В результате получается возможность, еще не зная природы звездной энергии, в первом приближении рассчитывать физические условия внутри звезд, исходя из наблюдаемых характеристик: L , M и R . На этой основе возможна физическая интерпретация другой закономерности астрофизики — диаграммы Ресселла — Герцшпрунга (Russell — Hertzsprung), т. е. соотношения между эффективными температурами и абсолютной яркостью звезд, которая почти исключительно зависит от нашего последнего неизвестного. Этот анализ приводит к определенным зависимостям, характеризующим те особые условия состояния материи и лучистой энергии, при которых и происходит выделение энергии. Полученные выражения оказываются совершенно неожиданными с точки зрения теоретической физики и столь характерными, что появляется возможность исследования физической сущности процесса выделения звездной энергии.

На этом пути индуктивного решения задачи о природе звездной энергии нам неизбежно придется пользоваться определенными физическими посылками, кажущаяся очевидность которых при дальнейших исследованиях может и не подтвердиться. Это обстоятельство, однако, не порочит принятого нами чисто астрофизического метода и лишь вызывает необходимость применения естественного приема последовательных приближений; излагаемые в первой части результаты следует рассматривать как первое приближение.

Вопрос о внутреннем строении звезд чрезвычайно осложнен и запутан в многочисленных теоретических исследованиях. Поэтому, в первую очередь, необходимо внести в этот вопрос максимальную четкость, проведя его рассмотрение с самых основ. Наблюдения показывают, что звезда обычно находится в равновесном или quasi-равновесном состоянии. Таким образом, поведение материи внутри звезд должно, хотя бы приближенно, удовлетворять условиям механического и теплового равновесия. Отсюда получаются два основных уравнения, при помощи которых и осуществляется математическая формулировка нашей задачи. В простейшей задаче мы будем пренебрегать эффектами вращения звезды и считать, что звезда обладает сферической симметрией.

ЧАСТЬ I

Глава 1

ВЫВОД ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ РАВНОВЕСИЯ ЗВЕЗД

§ 1. Уравнение механического равновесия

Обозначим через P общее давление, т. е. сумму газового давления p и давления лучистой энергии B , на расстоянии r от центра звезды. Условие механического равновесия заключается в том, что изменение P на единицу расстояния r должно быть уравновешено весом единицы объема газа. Таким образом,

$$\frac{dP}{dr} = -g\rho, \quad (1.1)$$

где ρ — плотность газа и g — ускорение силы тяжести. Если обозначить через φ гравитационный потенциал, то

$$g = -\text{grad}\varphi; \quad (1.2)$$

потенциал φ удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla^2\varphi = -4\pi G\rho; \quad (1.3)$$

гравитационная постоянная $G = 6.67 \cdot 10^{-8}$. В случае сферической симметрии

$$\nabla^2\varphi = \text{div grad}\varphi = \frac{1}{r^2} \frac{dr^2 \text{grad}\varphi}{dr}. \quad (1.4)$$

Сопоставляя эти равенства, находим следующее уравнение механического равновесия звезды:

$$\frac{1}{\rho r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2 dP}{\rho dr} \right] = -4\pi G. \quad (1.5)$$

Здесь

$$P = p + B. \quad (1.6)$$

Внутри звезд излучение почти изотропно. Поэтому B равно одной трети плотности лучистой энергии. Как будет видно из следующего параграфа, с достаточной степенью точности можно принять, что плотность лучистой энергии определяется законом Стефана — Больцмана. Таким образом,

$$B = \frac{1}{3} \alpha T^4, \quad (1.7)$$

где постоянная Стефана (Stefan) $\alpha = 7.59 \cdot 10^{-15}$ и T — абсолютная температура. Давление P зависит от плотности и, вообще говоря, от температуры. Характер этой зависимости определяется фазовым состоянием материи. Для идеального газа

$$p = nkT = \frac{\Re T}{\mu} \rho. \quad (1.8)$$

Здесь: n — число частиц в единице объема; k — постоянная Больцмана, равная $1.372 \cdot 10^{-16}$; $\Re$ — постоянная Клапейрона, равная $8.313 \cdot 10^7$, и μ — средний молекулярный вес. Например, для обыкновенного газа Ферми давление зависит только от плотности согласно формуле

$$p = K \rho^{5/3}; K = \mu_e^{-5/3} K_H; K_H = 9.89 \cdot 10^{12}, \quad (1.9)$$

где μ_e — число единиц молекулярного веса на каждый свободный электрон. Мы видим, что распределение давлений внутри звезды может быть получено из (1.5), вообще говоря, лишь в том случае, когда известно распределение температур. Это последнее определяется условием теплового равновесия.

§ 2. Уравнение теплового равновесия

Обозначим через ϵ количество энергии, вырабатываемое в секунду единицей массы звездной материи. Величина ϵ может зависеть от физических условий состояния материи и таким образом является функцией r . Изучение ϵ и составляет цель нашего исследования. Условие теплового равновесия или условие энергетического баланса может быть записано следующим образом:

$$\text{div} F = \epsilon \rho, \quad (1.10)$$

где F — полный поток энергии, состоящий из потока лучистой энергии F_R , потока, переносимого конвекционными токами F_c , и потока теплопроводности F_T . Таким образом,

$$F = F_R + F_c + F_T. \quad (1.11)$$

Определим в первую очередь значение F_R . Изменение интенсивности излучения I при прохождении слоя толщиной ds , согласно закону Кирхгофа, имеет следующее выражение:

$$\frac{dI}{ds} = -\kappa\rho[I - E], \quad (1.12)$$

где κ — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы, и E — излучательная способность абсолютно черного тела при температуре слоя, рассчитанная на единицу телесного угла ω . Это последнее уравнение в полярных координатах будет иметь вид

$$\cos\theta \frac{\partial I}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial I}{\partial \theta} = -\kappa\rho[I - E]; \quad (1.12a)$$

здесь θ — угол, образованный нормалью к слою, т. е. r , с направлением излучения I . Поток F_R и лучевое давление B связаны с I следующими соотношениями:

$$F_R = \int I \cos\theta d\omega; \quad Bc = \int I \cos^2\theta d\omega, \quad (1.13)$$

где c — скорость света, и интегрирование производится по всем телесным углам. Обозначим далее

$$\int I d\omega = J. \quad (1.14)$$

Помножая (1, 12a) на $\cos\theta$ и интегрируя по $d\omega$, имеем

$$c \frac{dB}{dr} - \frac{1}{r} [J - 3Bc] = -\kappa\rho F_R.$$

Для получения отсюда F_R примем следующее приближение Эддингтона (Eddington):

$$3Bc = J = 4\pi E, \quad (1.15)$$

равносильное отбрасыванию производных более высоких порядков в выражении F_R . Тогда

$$F_R = -\frac{c}{\kappa\rho} \frac{dB}{dr}. \quad (1.16)$$

Рассмотрим теперь конвективный поток F_c . На поверхности Солнца и звезд мы видим проявление бурной конвекции. Возможно, что эта конвекция вынужденная, связанная с внезапными выделениями энергии. Но для того чтобы конвекционные токи могли создать значительный поток F_c , они должны обладать большими скоростями и переносить энергию на большие расстояния. Эти условия будут осуществляться в зонах конвективной неустойчивости, где возможно развитие свободной конвекции. Начиная с Шварцшильда (Schwarzschild) [2], работами целого ряда астрофизиков: Унзольд (Unsöld), Коулинг (Cowling), Бирман (Bierman) и др., было показано, что хотя равновесие звезды, вообще говоря, устойчиво, развитие свободной конвекции действительно возможно в зонах быстрого нарастания источников энергии или в зонах, где энергия ионизации порядка тепловой энергии газа.

Будем считать, что конвекционные токи радиальны. Обозначим через Q полную энергию единицы массы конвекционного тока. Следовательно, Q представляет собой сумму внутренней энергии газа, тепловой функции, потенциальной и кинетической энергии. Допустим, что в пути конвекционный ток не меняет своей энергии, т. е. изменяется адиабатически, а диссипация энергии происходит лишь при остановке тока. Тогда поток энергии, переносимый конвекцией, согласно Шмидту (Schmidt) [3], может быть представлен следующим образом:

$$F_c = -A\rho \frac{dQ}{dr}; \quad A = \overline{v\lambda}. \quad (1.17)$$

Величина A представляет собой коэффициент конвекции; $\overline{\lambda}$ — средняя длина пробега конвекционного тока и $\overline{v}$ — средняя скорость тока. Если лучевым давлением можно пренебрегать в сравнении с газовым, то для идеального газа, согласно первому началу термодинамики,

$$\frac{dQ}{dr} = c_v \frac{dT}{dr} + p \frac{d\frac{1}{\rho}}{dr}, \quad (1.18)$$

или

$$\frac{dQ}{dr} = c_p \frac{dT}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr}, \quad (1.19)$$

где c_v — теплоемкость газа при постоянном объеме и c_p — теплоемкость при постоянном давлении:

$$c_p = c_v + \frac{\Re}{\mu}.$$

Обозначая

$$\frac{c_p}{c_v} = \Gamma,$$

имеем

$$c_p = \frac{\Gamma}{\Gamma - 1} \frac{\Re}{\mu}. \quad (1.20)$$

В результате очевидных преобразований находим следующее выражение:

$$\frac{dQ}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} \cdot u \quad \text{и} \quad u = 1 - \frac{\Gamma}{4(\Gamma - 1)} \frac{p dB}{B dp}, \quad (1.21)$$

для одноатомного газа $\Gamma = 5/3$.

Поток теплопроводности имеет аналогичное выражение вида (1.17). Поскольку частицы двигаются во всевозможных направлениях, вместо $\overline{v}$ в выражении для A будет стоять одна треть средней скорости движения частиц. В данном случае $\frac{dQ}{dr}$ будет равняться лишь первому члену формулы (1.18) и, следовательно, иметь значение того же порядка, что и для конвекции. Имея в виду формулу (1.17) для A , очевидно, что F_c в подавляющее число раз превосходит F_T . Только в некоторых исключительных случаях, например для вырожденного газа, F_T может иметь существенное значение. Используя формулы (1.10), (1.16), (1.17) и (1.21), получим следующее уравнение теплового равновесия:

$$\frac{1}{\rho r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2 dB}{\chi \rho dr} \right] - \frac{1}{c_p r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 A u \frac{dp}{dr} \right] = -\frac{\varepsilon}{c}. \quad (1.22)$$

В заключение настоящего параграфа необходимо заметить, что поскольку ϵ представляет собой весьма малую величину в сравнении с излучением единицы массы, то ничтожные изменения состояния материи должны привести к нарушению наших равенств. Поэтому даже для больших областей, сравнимых с размерами звезды, условие (1.10) теплового баланса может не соблюдаться. То же относится и к выражению теплового потока конвекции, ибо только для очень больших площадей можно статистически трактовать грандиозную конвекцию звезд. Поэтому полученные уравнения следует понимать как усреднение по всем радиусам звезды и за большой промежуток времени, и в этом смысле они должны обязательно выполняться. Указанные ограничения не мешают нашему анализу, поскольку нас будет интересовать общее представление о поведении звезды как целого и в ряде случаев лишь как среднее из большого числа звезд.

§ 3. Основная система уравнений и преобразование переменных

Чтобы фиксировать внимание на основном, начнем с рассмотрения полученных уравнений равновесия для простейшего случая, а именно: в уравнении механического равновесия будем пренебрегать лучевым давлением B в сравнении с газовым p , а в уравнении теплового равновесия — конвекционным членом. Тогда мы получим следующую основную систему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2 dp}{\rho dr} \right] &= -4\pi G, \\ \frac{1}{\rho r^2} \frac{d}{dr} \left[\frac{r^2 dB}{\kappa \rho dr} \right] &= -\frac{\epsilon}{c}. \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

B зависит только от температуры газа, согласно формуле (1.7). Коэффициент поглощения единицы массы κ зависит, вообще говоря, от (p, B) . Эта зависимость нам неизвестна. То же относится и к ϵ . Допустим теперь, что эти функции нам известны. Тогда для решения системы необходимо иметь еще уравнение состояния материи, связывающее переменные: ρ , p и B . В этом случае остаются две функции, например p и B , зависимость которых от r полностью определится уравнениями (I). Эти функции должны удовлетворять следующим граничным условиям. На поверхности звезды полный поток энергии $F_0 = F_{R0}$; ($F_c = F_T = 0$). Приблизительно по формуле (1.13)

$$F_{R0} = \frac{1}{2} J_0 = \frac{3}{2} c B_0,$$

откуда при помощи формулы (1.16) находим следующее условие на поверхности:

$$\text{при } p=0: B = -\frac{2}{3} \frac{dB}{\kappa \rho dr}. \quad (1.23)$$

Из уравнений (I) видно, что условие конечности решений при $r = 0$ равносильно следующим:

$$\text{при } r=0: \frac{dp}{dr} = 0; \frac{dB}{dr} = 0. \quad (1.24)$$

Эти условия в центре звезды совершенно необходимы и безусловно выполняются в реально существующем теле. Теория внутреннего строения звезд проф. Милна (Milne) [4], основанная на решениях, не

удовлетворяющих этим условиям, не означала, разумеется, отказа от этих условий для центра звезды. В слоях звезд, удаленных от центра, эти особые решения могут действительно осуществляться, но лишь в том случае, когда производные физических характеристик материи не являются непрерывными функциями расстояния, а имеют разрывы. Следовательно, рассмотрение таких решений а priori допускает, что уравнение фазового состояния материи имеет разрыв, т. е. что материя существует в звезде по крайней мере в двух совершенно различных фазах. Только таким путем, наделяя материю гипотетическими свойствами, можно было прийти к наличию внутри звезд областей особо высоких температур и давлений. Если же не руководствоваться предвзятой точкой зрения о существовании в звездах «особенных» областей, то представляется наиболее естественным начать рассмотрение задачи при помощи обычных уравнений фазового состояния материи.

Произведем теперь весьма важное преобразование переменных в системе (I). Вместо r и других переменных введем безразмерные величины с соответствующими граничными условиями. Обозначим значком с значения функций в центре звезды ($r=0$). Вместо r введем безразмерную величину x согласно формуле

$$x = ar; \quad a = \rho_c \sqrt{\frac{4\pi G}{\rho_c}} \quad (1.25)$$

и введем функции

$$\rho_1 = \frac{\rho}{\rho_c}; \quad p_1 = \frac{p}{p_c}; \quad B_1 = \frac{B}{B_c}; \dots \quad (1.26)$$

Тогда, как легко проверить, система (I) преобразуется к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dp_1}{\rho_1 dx} \right] &= -1, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\kappa_1 \rho_1 dx} \right] &= -\lambda \varepsilon_1, \end{aligned} \right\} \quad (1a)$$

где

$$\lambda = \frac{\varepsilon_c \kappa_c}{4\pi G c \gamma_c} \quad \text{и} \quad \gamma_c = \frac{B_c}{p_c}. \quad (1.27)$$

Все входящие в систему (Ia) функции заключены в пределах 0.1. Условия в центре будут иметь вид

$$\text{при } x=0: \quad p_1=1, \quad \frac{dp_1}{dx}=0; \quad B_1=1, \quad \frac{dB_1}{dx}=0. \quad (1.28)$$

На поверхности звезды, вместо (1.23), практически мы можем пользоваться простым условием

$$\text{при } x=x_0: \quad B_1=0; \quad p_1=0. \quad (1.29)$$

Напишем теперь в новых переменных систему основных уравнений с учетом конвекции. Из уравнения (1.22) находим

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dp_1}{\rho_1 dx} \right] &= -1, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\kappa_1 \rho_1 dx} \right] - \frac{\kappa_c \rho_c}{c \gamma_c} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[x^2 A u \frac{dp_1}{dx} \right] &= -\lambda \varepsilon_1. \end{aligned} \right\} \quad (II)$$

Для идеального газа из формулы (1.21) имеем следующее простое выражение для u :

$$u = 1 - \frac{\Gamma}{4(\Gamma - 1)} \frac{p_1 dB_1}{B_1 dp_1}. \quad (1.30)$$

Наконец, система уравнений с учетом лучевого давления (при отсутствии конвекции), как это видно из формул (1.5) и (1.6), может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 d(p_1 + \gamma_c B_1)}{\rho_1 dx} \right] &= -1, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\rho_1 dx} \right] &= -\lambda \varepsilon_1. \end{aligned} \right\} \quad (III)$$

Глава 2

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ УРАВНЕНИЙ И СООТНОШЕНИЕ «МАССА — АБСОЛЮТНАЯ ЯРКОСТЬ»

§ 1. Наблюдаемые характеристики звезд

Из наблюдений нам известны следующие величины, характеризующие звезду: радиус звезды R , масса M и светимость звезды или полное количество энергии, излучаемое звездой в одну секунду, L . Посмотрим, как эти величины связаны с параметрами основной системы уравнений. В систему уравнений самого общего вида, при любых предположениях относительно фазового состояния материи и типа других функций, будут входить лишь два параметра: B_c и p_c .

Из формулы (1.25) находим

$$R = \frac{1}{\rho_c} \sqrt{\frac{p_c}{4\pi G}} \cdot x_0, \quad (2.1)$$

где x_0 — значение x на поверхности звезды, т. е. там, где $p_1 = B_1 = 0$. Из этой формулы, принимая определенное уравнение состояния материи, легко получить зависимость $R = f(B_c, p_c)$. Следует заметить, что значение x_0 , входящее в формулу (2.1), вообще говоря, может тоже зависеть от B_c и p_c . Однако, поскольку в систему уравнений входят функции, изменяющиеся в пределах 0,1, x_0 должно быть порядка, не сильно отличающегося от единицы. Поэтому первый множитель формулы (2.1) является основным.

Так как

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr,$$

то

$$M = \frac{p_c^{3/2}}{G^{3/2} V 4\pi \rho_c^2} M_{x_0}, \quad (2.2)$$

где

$$M_{x_0} = \int_0^{x_0} \rho_1 x^2 dx.$$

Наконец, полная яркость звезды

$$L = 4\pi \int_0^R \varepsilon \rho r^2 dr,$$

откуда

$$\frac{L}{M} = \varepsilon_c \frac{L_{x_0}}{M_{x_0}}; \quad L_{x_0} = \int_0^{x_0} \varepsilon_1 \rho_1 x^2 dx. \quad (2.3)$$

Величины M_{x_0} , L_{x_0} не должны сильно меняться при изменении P_c и B_c , сохраняя порядок, близкий к единице. Если величины x_0 , M_{x_0} , L_{x_0} будут одинаковы для ряда звезд, то такого рода конфигурации называются гомологическими, и мы будем говорить, что эти звезды имеют о д и н а к о в у ю с т р у к т у р у.

Легко видеть, что средняя плотность звезды связана с ρ_c следующим соотношением:

$$\bar{\rho} = \rho_c \cdot \frac{3 M_{x_0}}{x_0^3}. \quad (2.4)$$

Найдем теперь выражение для полной потенциальной энергии звезды Ω

$$\Omega = -G \int_0^R \frac{M_r}{r} dM_r.$$

Помножая под знаком интеграла на R и деля на M^2 , находим

$$\Omega = -\frac{GM^2}{R} \cdot \Omega_{x_0} \quad (2.5)$$

и

$$\Omega_{x_0} = \frac{x_0}{M_{x_0}^2} \int_0^{x_0} x \rho_1 M_x dx.$$

При малых лучевых давлениях, пользуясь условием механического равновесия, из системы (I) имеем

$$\int_0^{x_0} x \rho_1 M_x dx = - \int_0^{x_0} x^3 dp_1 = 3 \int_0^{x_0} x^2 p_1 dx, \quad (2.5a)$$

откуда

$$\Omega_{x_0} = \frac{3x_0 \int_0^{x_0} p_1 x^2 dx}{\left[\int_0^{x_0} \rho_1 x^2 dx \right]^2}. \quad (2.6)$$

Так как все функции, входящие в основную систему уравнений, могут быть выражены через B_1 и p_1 , то для их определения мы имеем систему двух дифференциальных уравнений с двумя параметрами B_c и p_c . Для полного описания решений условий в центре звезды (1.28) достаточно. Таким образом, поверхностное условие (1.29) будет выполняться лишь при некоторых соотношениях между B_c и p_c . Отсюда следует, что все величины, характеризующие звезду, являются функциями только одного параметра, например B_c : $R = f_1(B_c)$; $M = f_2(B_c)$ и $L = f_3(B_c)$. Это обстоятельство при одинаковом химическом составе звезд дает нам зависимости: 1) $L = \varphi_1(M)$ — масса — абсолютная яркость и 2) диаграмму Ресселла — Герцшпрунга, т. е. $L = \varphi_2(R)$.

Из изложенного видно, что неизбежным следствием равновесия звезд является существование зависимостей между M , L и R . Таким образом, существование этих зависимостей, найденных эмпирически, могло быть предсказано теорией.

§ 2. Звезды политропных структур

Решение основной системы должно давать зависимости $p_1(x)$ и $B_1(x)$. Следовательно, в результате решения системы мы можем получить и $B_1(p_1)$. При заданном фазовом состоянии материи тогда может быть получена и зависимость $p_1(\rho_1)$. Допустим, что эта зависимость типа: $p_1 = \rho_1^\Gamma$, где Γ — некоторый постоянный показатель. Такая структура звезды называется политропной. Для политропных структур можно сравнительно легко найти зависимости всех характеристик от x . Поэтому для получения первого представления о виде решений системы мы займемся рассмотрением этих структур. Первые работы по исследованию внутреннего строения звезд Эмдена (Emden) и были проведены этим путем.

Политропная зависимость как бы заменяет уравнение теплового равновесия. Остается в системе только одно первое уравнение. Введем новую переменную T_1 , которая для идеального газа равна приведенной температуре

$$\frac{p_1}{\rho_1} = \rho_1^{\Gamma-1} = T_1, \quad (2.7)$$

или

$$\rho_1 = T_1^n; \quad n = \frac{1}{\Gamma-1} \quad \text{и} \quad p_1 = T_1^{n+1}. \quad (2.7a)$$

Таким образом,

$$dp_1 = (n+1) T_1^n dT_1.$$

Подставляя эти выражения в первое уравнение (I), находим

$$E [T_1'] = \frac{1}{x_1^2} \frac{d}{dx_1} \left[x_1^2 \frac{dT_1}{dx_1} \right] = -T_1^n, \quad (2.8)$$

где вместо x введена новая переменная x_1

$$x = \sqrt{n+1} \cdot x_1. \quad (2.9)$$

Уравнение Эмдена (2.8) интегрируется для случая $n=0$ и $n=1$ весьма просто. Действительно, при $n=0$, т. е. для звезды постоянной плотности, находим

$$p_1 = T_1 = 1 - \frac{x_1^2}{6} \quad \text{для } n=0. \quad (2.10)$$

Откуда легко вычисляются и все другие характеристики. При $n=1$ подстановка $n = T_1 x_1$ сводит дифференциальное уравнение (2.8) к простому виду: $n'' = -n$. Следовательно,

$$\text{при } n=1: \quad T_1 = \frac{\sin x_1}{x_1} \quad \text{и} \quad p_1 = \frac{\sin^2 x_1}{x_1^2}. \quad (2.11)$$

Для других индексов политропы n можно получить решение в виде ряда по степеням x_1 . Все нечетные производные оператора E должны

обращаться в нуль при $x_1 = 0$. Для четных же производных легко установить

$$E_0^{(2i)} [T_1^4] = \frac{2i+3}{2i+1} T_1^{(2i+2)}(0). \quad (2.12)$$

Теперь непосредственным дифференцированием формулы (2.8) уже нетрудно вычислить значения производных различных порядков функции T_1 при $x_1 = 0$ и тем самым определить коэффициенты степенного разложения. Получается следующий ряд:

$$T_1 = 1 - \frac{x_1^2}{3!} + \frac{n}{5!} x_1^4 - \frac{n(8n-5)}{3 \cdot 7!} x_1^6 + \frac{n(122n^2 - 183n + 70)}{9 \cdot 9!} x_1^8 \dots \quad (2.13)$$

При помощи (2.13) можно отойти от особой точки $x_1 = 0$, дальнейший же ход решения легко получить численным интегрированием. В результате можно составить следующую таблицу характеристик звездных структур для некоторых n :

Т а б л и ц а 1

n	x_0	M_{x_0}	$\frac{x_0^2}{3 M_{x_0}}$	Ω_{x_0}
0	2.45	4.90	1.0	3/5
1	4.52	9.04	3.4	3/4
3/2	5.81	11.1	5.9	6/7
2	7.65	12.7	11.4	1
2.5	10.2	14.4	24.1	6/5
3	13.8	16.1	54.4	3/2
3.25	17.0	17.5	88.2	12/7

Случай $n = 3/2$ соответствует адиабатическому изменению состояния одноатомного идеального газа ($\Gamma = 5/3$), а также обыкновенному газу Ферми (1.9). Что касается $n = 3$, то этому состоянию соответствуют: с одной стороны, релятивистский газ Ферми, а с другой стороны, идеальный газ при $B_1 = p_1$, так называемое решение Эддингтона.

Для политропных структур значения Ω_{x_0} вычисляются точно. Действительно, интеграл числителя (2.6) преобразуется

$$\int_0^{x_0} p_1 x^2 dx = \int_0^{x_0} T_1 dM_x = - \int_0^{x_0} M_x \frac{dT_1}{dx} dx.$$

Из уравнения Эмдена следует, что

$$M_x = - (n+1) x^2 \frac{dT_1}{dx}. \quad (2.14)$$

Таким образом,

$$\int_0^{x_0} p_1 x^2 dx = \frac{1}{n+1} \int_0^{x_0} \frac{M_x^2}{x^2} dx = - \frac{M_{x_0}^2}{x_0(n+1)} + \frac{2}{n+1} \int_0^{x_0} \frac{M_x}{x} dM_x.$$

Из формулы (2.5а) получается другое соотношение между теми же интегралами, откуда вычисляем

$$\left[1 - \frac{6}{n+1}\right] \int_0^{x_0} p_1 x^2 dx = - \frac{M_{x_0}^2}{x_0(n+1)}$$

и, подставляя это выражение в формулу (2.6), находим формулу Риттера (Ritter)

$$\Omega_{x_0} = \frac{3}{5-n}. \quad (2.15)$$

Из этого выражения, между прочим, вытекает, что звезда может быть конечных размеров лишь при $n < 5$.

§ 3. Решение простейшей системы уравнений

Начнем с рассмотрения системы (Iа), справедливой при отсутствии конвекции и малом лучевом давлении. Если коэффициент поглощения κ , количество вырабатываемой энергии ε и уравнение фазового состояния материи могут быть представлены как произведения различных степеней функций p , B и ρ , то функции $\kappa_1 = \frac{\kappa}{\rho_c}$, $\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_c}$ и уравнение фазового состояния будут зависеть только от p_1 , B_1 и ρ_1 и не содержать параметров ρ_c , B_c и ε_c . В этом случае единственным параметром системы будет коэффициент λ . Систему (Iа) будем исследовать при еще больших ограничениях: допустим, что κ не зависит от физических условий, и будем принимать закон идеальных газов; таким образом, мы имеем зависимости

$$\kappa = \text{const}; \quad \kappa_1 = 1; \quad p_1 = B_1^{1/4} \rho_1; \quad \varepsilon_1 = f(p_1, B_1); \quad (2.16)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dp_1}{\rho_1 dx} \right] &= -1, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dp_1}{\rho_1 dx} \right] &= -\lambda \varepsilon_1, \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

где

$$\lambda = \frac{\varepsilon_c \kappa}{4\pi G c \gamma_c}; \quad \gamma_c = \frac{B_c}{p_c}. \quad (2.18)$$

Взяв интегралы от обеих частей равенств (2.17), находим

$$\frac{x^2}{\rho_1} \frac{dB_1}{dx} = -\lambda L_x; \quad \frac{x}{\rho_1} \frac{dp_1}{dx} = -M_x, \quad (2.19)$$

где использованы уже ранее введенные обозначения

$$L_x = \int_0^x \varepsilon_1 \rho_1 x^2 dx; \quad M_x = \int_0^x \rho_1 x^2 dx. \quad (2.20)$$

Интегрируя (2.19), получим, используя граничные условия, следующие выражения:

$$\lambda = \frac{1}{\int_0^{x_0} L_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}; \quad 1 = \int_0^{x_0} M_x \frac{\rho_1}{x^2} dx.$$

Следовательно,

$$\lambda = \frac{\int_0^{x_0} M_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}{\int_0^{x_0} L_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}. \quad (2.21)$$

Из выражений (2.21) и (2.20) заключаем, что чем больше концентрация источников энергии, тем больше λ . Если интенсивность источников возрастает к центру, то $\lambda > 1$. При $\varepsilon = \text{const}$; $\varepsilon_1 = 1$, очевидно, $\lambda = 1$. Наконец, если энергия вырабатывается в большей степени в наружных слоях звезды, то $\lambda < 1$. Из уравнений (2.19) следует

$$\frac{dB_1}{dp_1} = \frac{\lambda L_x}{M_x}. \quad (2.22)$$

В силу условий

$$p_1 = 0, \quad B_1 = 0; \quad p_1 = 1, \quad B_1 = 1$$

среднее значение производной $\frac{dB_1}{dp_1}$ всегда равно единице. Так как

$$\left(\frac{dB_1}{dp_1} \right)_{x=0} = \lambda \quad \text{и} \quad \left(\frac{dB_1}{dp_1} \right)_{x=x_0} = \frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}},$$

приходим к выводу, что в случае центральных источников $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} < 1$,

а при поверхностных $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} > 1$. При равномерном выделении энергии

$\frac{\lambda L_x}{M_x} = 1$, $B_1 = p_1$, и мы имеем рассмотренный в предыдущем параграфе случай политропы третьего класса. Этот частный вид решения был положен Эддингтоном в основу его теории внутреннего строения звезд. При $n > 3$, как легко видеть, $\left(\frac{dB_1}{dp_1} \right)_{x_0} \rightarrow \infty$, что соответствует $L_{x_0} \rightarrow \infty$. Поэтому можно считать, что случаи $n > 3$ характеризуют звезду с поверхностными источниками энергии. Политропы класса $n < 3$ соответствуют, до некоторой степени, источникам, усиливающимся к центру. Поэтому данные табл. 1 отвечают наиболее вероятным структурам звезд. Однако следует иметь в виду, что при $n < 3$ $\left(\frac{dB_1}{dp_1} \right)_{x_0} = 0$, как это вытекает из формул (2.7) и

(2.7a), и что, следовательно, $L_{x_0} = 0$. Таким образом, политропные конфигурации, соответствующие концентрированным источникам, могут иметь место лишь при наличии стока энергии в наружных слоях звезды.

Последовательное дифференцирование формулы (2.22), при использовании системы (2.17), дает возможность вычислить производные $B_1(p_1)$ при $p_1 = 1$ и таким образом получить для $B_1(p_1)$ разложение в ряд Тейлора. Первые члены этого разложения имеют вид

$$B_1 = 1 + \lambda(p_1 - 1) + \frac{3}{10} \lambda \left[\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial p_1} + \lambda \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial B_1} \right]_1 (p_1 - 1)^2 + \dots$$

Из поверхностного условия: $B_1 = 0$ при $p_1 = 0$, с помощью этой формулы, при достаточном числе членов, получается уравнение, определяющее λ .

Этот прием дает ориентировочное значение λ , уточнить которое можно численным интегрированием системы (2.17). Последнюю операцию приходится производить последовательными пробами.

Центр, т. е. $x=0$, является особой точкой дифференциальных уравнений (2.17). Отойти от особой точки можно при помощи рядов, после чего (когда сходимость рядов ухудшится) перейти к численному интегрированию. Разложение в ряд легко получить следующим приемом. Систему (2.17) перепишем в виде:

$$\left. \begin{aligned} E \left[\frac{B_1^{1/4}}{p_1} \frac{dp_1}{dx} \right] &= -p_1 B_1^{-1/4}, \\ E \left[\frac{B_1^{1/4}}{p_1} \frac{dB_1}{dx} \right] &= -\lambda \varepsilon_1 p_1 B_1^{-1/4}. \end{aligned} \right\} \quad (2.23)$$

Формула (2.12) дает

$$E_0^{(2i)}[u] = \frac{2i+3}{2i+1} [u]_0^{(2i+1)}. \quad (2.24)$$

Тогда последовательное дифференцирование формулы (2.23) с применением (2.24) позволяет вычислить производные различных порядков $p_1(x)$ и $B_1(x)$ при $x=0$ и получить таким образом представление этих функций при помощи рядов Маклорена. Приведем первые члены этих разложений:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= 1 - \frac{1}{3} \frac{x^2}{2!} + \frac{2}{15} [4 - \lambda] \frac{x^4}{4!} - \dots \\ B_1 &= 1 - \frac{\lambda}{3} \frac{x^2}{2!} + \frac{2\lambda}{15} \left[(4 - \lambda) + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial p_1} + \lambda \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial B_1} \right)_0 \right] \frac{x^4}{4!} - \dots \end{aligned} \right\} \quad (2.25)$$

Для численного интегрирования удобно пользоваться следующими выражениями, которые легко получить из системы (2.23):

$$\left. \begin{aligned} p_1'' &= -p_1^2 B_1^{-1/2} + p_1' \left[\frac{p_1'}{p_1} - \frac{B_1'}{4B_1} - \frac{2}{x} \right], \\ B_1' &= -\lambda \varepsilon_1 p_1^2 B_1^{-1/2} + B_1' \left[\frac{p_1'}{p_1} - \frac{B_1'}{4B_1} - \frac{2}{x} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.23a)$$

В этой системе вместо B_1 можно ввести приведенную температуру T_1

и вместо p_1 новую переменную $u_1 = p_1^{1/4}$:

$$\left. \begin{aligned} u_1'' &= -\frac{u_1^5}{4T_1^2} + u_1' \left[\left(\frac{u_1'}{u_1} - \frac{T_1'}{T_1} \right) - \frac{2}{x} \right], \\ T_1'' &= -\frac{\lambda \varepsilon_1 u_1^8}{4T_1^5} + T_1' \left[4 \left(\frac{u_1'}{u_1} - \frac{T_1'}{T_1} \right) - \frac{2}{x} \right], \end{aligned} \right\} \quad (2.23b)$$

что дает значительное преимущество благодаря медленным изменениям функций T_1 и u_1 .

Численное решение можно не доводить до поверхности звезды, так как для внешних слоев уравнения (2.23) могут быть непосредственно

проинтегрированы. Действительно, принимая во внешних слоях: $M_x = M_{x_0} = \text{const}$ и $L_x = L_{x_0} = \text{const}$, при помощи (2.19) находим:

$$\frac{dp_1}{\rho_1} = -\frac{M_{x_0}}{x^2} dx; \quad \frac{dB_1}{\rho_1} = -\frac{\lambda L_{x_0}}{x^2} dx \quad \text{и} \quad B_1 = \frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} p_1. \quad (2.26)$$

Уравнение идеальных газов и последнее соотношение из (2.26) позволяют написать

$$\frac{dp_1}{\rho_1} = B_1^{1/4} \frac{dp_1}{p_1} = B_1^{-3/4} dB_1.$$

Интегрируя теперь первое выражение (2.26), находим

$$4T_1 = M_{x_0} \frac{x_0 - x}{x_0 x}, \quad (2.27)$$

что дает линейный закон возрастания температуры с глубиной в самых наружных слоях звезды.

При нахождении λ пробными интегрированиями критерием правильно-сти значения λ может служить, как видно из (2.26), постоянство отношения B_1/p_1 , начиная с некоторых, достаточно далеких от центра значений x . Характер решений очень зависит от изменений λ , поэтому этот параметр определяется вполне точно. При численном интегрировании значения функций близ поверхности определяются очень неуверенно. Поэтому для вычисления характеристик L_{x_0} и M_{x_0} лучше всего воспользоваться непосредственно их интегральными выражениями (2.20). При нарастающих к центру источниках энергии L_{x_0} получается надежно даже при самом приближенном решении системы. Хуже всего определяется x_0 , которое при известном M_{x_0} и решении для достаточно далекого x может быть вычислено по формуле (2.27)

$$x_0 = \frac{x}{1 - \frac{4T_1}{M_{x_0}} x}. \quad (2.27a)$$

Изложенным способом были получены решения системы для двух видов функции ϵ . Табл. 2 содержит характеристики этих решений в сопоставлении с моделью Эддингтона.

Таблица 2

ϵ_1	λ	x_0	M_{x_0}	L_{x_0}	$\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3}$
1	1	13.8	16.1	16.1	$3.8 \cdot 10^{-3}$
B_1	1.76	10	12.4	2.01	$1.8 \cdot 10^{-3}$
$B_1 p_1$	2.32	9	11.5	1.57	$2.2 \cdot 10^{-3}$

Последний столбец этой таблицы содержит характеристику, весьма существенную, как мы увидим в дальнейшем, для соотношения «масса — абсолютная яркость».

Постараемся теперь оценить, какие изменения в характеристиках звездных структур можно ожидать от переменности коэффициента погло-

щения. При κ , зависящем от физических условий, уравнение (2.22) будет иметь вид

$$\frac{dB_1}{dp_1} = \frac{\kappa_1 \lambda L_x}{M_x}. \quad (2.22a)$$

Допустим, что переменность κ может быть описана следующим образом:

$$\kappa_1 = \frac{p_1^\alpha}{B_1^\beta}.$$

Рассмотрим простейший случай равномерного распределения источников энергии. Тогда $\varepsilon_1 = 1$, $L_x = M_x$ и возможно интегрирование уравнения (2.22a):

$$B_1^{1+\beta} = \lambda \frac{1+\beta}{1+\alpha} p_1^{1+\alpha}.$$

Из условия в центре звезды ($B_1 = p_1 = 1$) получаем

$$\lambda = \frac{1+\alpha}{1+\beta}; \quad B_1 = p_1^\lambda.$$

Следовательно, звезда будет иметь политропную структуру класса

$$n = \frac{4}{\lambda} - 1.$$

С физической точки зрения наиболее вероятным является уменьшение коэффициента поглощения с глубиной, а также выполнение неравенства $\alpha \geq -1$. Так как

$$\kappa_1 = p_1^{\frac{\alpha-\beta}{1+\beta}} = B_1^{\frac{\alpha-\beta}{1+\alpha}},$$

то уменьшение κ_1 с возрастанием p_1 и B_1 будет при $\alpha < \beta$. Тогда, очевидно, $\lambda < 1$ и $n > 3$. Следовательно, переменность κ скорее всего будет вызывать повышение класса политропии. Согласно теории фотоэлектрического поглощения,

$$\kappa_1 = \frac{p_1}{T_1^{3.5}}.$$

В этом случае $\alpha = 1$, $\beta = 1.125$ и, следовательно, $n = 3.25$. В табл. 1 приведены соответствующие значения характеристик x_0 и M_{x_0} . Для других характеристик получаем $\lambda = 0.94$ и $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} = \frac{\lambda}{M_{x_0}^3} = 3.06 \cdot 10^{-3}$. Все

эти значения мало отличаются от тех, которые содержатся в табл. 2. Можно ожидать, что и при других типах распределения источников энергии переменность κ будет вызывать эффект того же порядка.

Рассматривая данные табл. 1 и 2, мы видим, что характеристики $x_0 \cong M_{x_0} \cong 10$ и $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} \cong 2 \cdot 10^{-3}$ меняются сравнительно мало при разнообразных предположениях относительно структуры звезды, т. е. распределения в ней источников энергии.* Эти данные соответствуют случаям:

* Следует помнить, что данные этих таблиц характеризуют структуру лишь при малом лучевом давлении. В противном случае все характеристики x_0 , M_{x_0} и т. д. будут зависеть от γ_c .

равномерного распределения источников, столь сильной их концентрации, как приближительная пропорциональность их интенсивности восьмой степени температуры, и политропным структурам, которые отвечают явлениям стока энергии в наружных слоях звезды. Однако следует иметь в виду, что нами не рассмотрены другие возможные случаи выделения энергии, как, например, выделение энергии только в некотором энергетически активном слое, т. е. случай существования максимума ϵ на некотором расстоянии от центра. При таком распределении источников внутри звезды должно быть, как видно из второго уравнения нашей основной системы, изотермическое ядро, и звезда по своей структуре будет приближаться к политропе более высокого класса, чем три. При та-

ком виде функции ϵ_1 вместо прежнего ϵ_1 можно образовать: $\frac{\epsilon}{\epsilon_{\max}} = \epsilon_1$,

$0 \leq \epsilon_1 \leq 1$, которое и будет входить в λ . Но в этом случае ϵ_1 , а следовательно, и все характеристики, получаемые в результате решения систем, будут зависеть от p_c и B_c , причем попрежнему возможность совместного решения системы будет устанавливать определенную связь между этими параметрами. Наконец, возможно, и это мы считаем весьма вероятным, что энергия в звезде выделяется лишь при некоторых определенных соотношениях между B и p , в количестве, которого требует совместимость уравнений равновесия. Но для дальнейших выводов нам особенно важно

констатировать постоянство характеристики $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3}$, приведенной в послед-

нем столбце табл. 2. Эта характеристика может оставаться приблизительно постоянной даже при таких особенных типах выделения энергии благодаря приблизительно параллельному ходу изменений числителя и знаменателя. Идя путем последовательных приближений, мы считаем себя вправе принять данные наших таблиц как первое приближение, которое может быть уточнено из сравнения с данными наблюдений. Изложенное показывает, что вряд ли целесообразно более строгое исследование системы (2.17). Поэтому мы не останавливались на доказательстве единственности значения параметра λ .

§ 4. Физические условия в центре звезд

Средняя плотность Солнца $\bar{\rho}_{\odot} = 1.411$. Пользуясь этим значением, найдем из (2.4) следующее выражение, определяющее центральную плотность звезд:

$$\rho_c = 0.470 \frac{x_0^3}{M_{x_0}} \cdot \frac{M/M_{\odot}}{(R/R_{\odot})^3}. \quad (2.28)$$

Формула (2.1) позволяет теперь вычислить газовое давление в центре звезды

$$p_c = \frac{G}{4\pi} \left(\frac{M_{\odot}}{R_{\odot}^3} \right)^2 \frac{x_0^4}{M_{x_0}^2} \frac{(M/M_{\odot})^2}{(R/R_{\odot})^4}. \quad (2.29)$$

Принимая $M_{\odot} = 1.985 \cdot 10^{33}$ и $R_{\odot} = 6.95 \cdot 10^{10}$, получаем

$$p_c = 8.9 \cdot 10^{14} \frac{x_0^4}{M_{x_0}^2} \cdot \frac{(M/M_{\odot})^2}{(R/R_{\odot})^4}. \quad (2.30)$$

Таким образом, давление в центре Солнца должно быть порядка 10^{16} дин/см², т. е. порядка десяти миллиардов атмосфер. Следует подчерк-

нать, что эти формулы для ρ_c и p_c , как видно из их вывода, справедливы для любого фазового состояния материи.

Допустим теперь, что звезда состоит из идеального газа. Тогда, беря отношение (2.30) к (2.28) и пользуясь уравнением идеальных газов (1.8), находим

$$T_c = 2.29 \cdot 10^7 \mu \frac{x_0}{M_{x_0}} \frac{M/M_\odot}{R/R_\odot}. \quad (2.31)$$

Следовательно, внутри Солнца температура порядка десяти миллионов градусов. В качестве другого крайнего примера рассмотрим инфракрасный спутник ϵ Aurigae. Для этой звезды: $M = 24.6 M_\odot$, $\lg L/L_\odot = 4.46$ и $R = 2140 R_\odot$ [5]. Вычисляя по формулам (2.30) и (2.31) p_c и T_c , находим: $T_c \cong 2 \cdot 10^5$ и $p_c \cong 2 \cdot 10^5$, т. е. температуру порядка сотен тысяч градусов и давление около одной атмосферы. Так как эта звезда прекрасно ложится на диаграмму зависимости масса — абсолютная яркость (фиг. 1) и на диаграмму Расселла — Герцшпрунга, мы имеем основания считать, что она имеет обычную для всех звезд структуру. Это может служить указанием на то, что энергия внутри звезд вырабатывается и в условиях, сравнительно близких к тем, которые могут быть осуществлены в земной лаборатории.

Докажем теперь, что только внутри белых карликов, т. е. только в звездах особо малого радиуса порядка нескольких сотых $R_\odot$, может выполняться уравнение вырожденного газа Ферми (1.9). Действительно, если в центре какой-либо звезды газ удовлетворяет уравнению Ферми, получим $P_c = 1.10^{13} \rho_c^{5/3} \mu_e^{-5/3}$. Это условие выполняется, как показывают формулы (2.28) и (2.30), лишь при

$$R/R_\odot = 3.16 \cdot 10^{-3} \frac{x_0 M^{1/2}}{(M/M_\odot)^{1/2}} \mu_e^{-5/2}. \quad (2.32)$$

Эта формула остается справедливой независимо от того, какое состояние материи имеет место в других частях звезды. Последнее обстоятельство

может влиять лишь на величину фактора $x_0 M^{1/2}$, для которого, исходя из данных наших таблиц, мы можем принять ориентировочное значение порядка 10. Формула (2.32) показывает, что при обыкновенном вырождении газа звезды должны иметь (при $M \sim M_\odot$) приблизительно одинаковый радиус: $R \cong 2 \cdot 10^9$, т. е. около 20 000 км ($R = 0.03 R_\odot$). Такими размерами и обладают как раз белые карлики; например, спутник Сириуса имеет $M = 0.94 M_\odot$ и $R = 0.035 R_\odot$ [6]. При больших плотностях, т. е. при малых радиусах, и, как видно из формулы (2.32), возрастающих массах обыкновенное вырождение газа может перейти в релятивистское

$$p = k \rho^{4/3}; \quad k = k_n \mu_e^{-4/3}; \quad k_n = 1.23 \cdot 10^{15}.$$

Применяя эти формулы к центру звезды, пользуясь выражениями (2.28) и (2.30), мы видим, что радиус из них выпадает, и таким образом релятивистское вырождение может осуществляться лишь при определенной массе

$$\frac{M}{M_\odot} = 0.356 M_{x_0} \quad (\mu_e = 1). \quad (2.32a)$$

Из табл. 1 при $n = 3$, $M_{x_0} = 16.1$. Следовательно, предельная масса, которую может иметь звезда, состоящая из вырожденного газа,

равна $5.7 M_{\odot}$. Для полного исследования вопроса о звездах из вырожденного газа мы должны пользоваться уравнением фазового состояния, охватывающим обыкновенное, релятивистское и переходное вырождения. Применяя к этому соотношению, как это мы делали выше, формулы (2.28) и (2.30), легко получить связь между радиусом и массой звезды, не имеющую ограничения со стороны малых радиусов. В этом заключается сущность теории белых карликов Чандрасекара (Chandrasekhar) [7]. Заметим, что для наблюдаемых размеров белых карликов уравнение (2.32)

при $x_0 \frac{1}{M_{x_0}^3} = 10$ дает то же значение радиусов, что и таблица Чандрасекара, его известное соотношение между радиусом и массой звезды. Точное значение предельной массы, вычисленное Чандрасекаром, совпадает с этим значением $5.7 M_{\odot}$. В соотношении Чандрасекара, так же как и в формуле (2.32), радиус имеет обратную зависимость от массы. В настоящее время только для трех белых карликов известны массы и радиусы, и эти звезды не подтверждают обратную зависимость «масса — радиус». Таким образом, кроме совпадения размеров спутника Сириуса с выражением (2.32), у нас нет прямых астрофизических подтверждений вырождения газа внутри белых карликов.

Для звезд, построенных из идеального газа, выведем соотношение, определяющее массу звезды в зависимости от условий внутри нее. Для этого можно воспользоваться формулами (2.30) и (2.31) или непосредственно выражением (2.2). Применяя к формуле (2.2) уравнение Бойля-Мариотта (1.8) и пользуясь законом Стефана-Больцмана (1.7), находим

$$M = C \frac{\gamma_c^{1/2}}{\mu^2} M_{x_0}; \quad C = \frac{\mathfrak{K}^2}{G^{1/2} \sqrt{\frac{4}{3} \pi \alpha}} = 2.251 \cdot 10^{33}. \quad (2.33)$$

Введем в уравнение (2.33) массу Солнца: $M_{\odot} = 1.985 \cdot 10^{33}$.

Тогда

$$M = 1.134 M_{\odot} \frac{\gamma_c^{1/2}}{\mu^2} \cdot M_{x_0}. \quad (2.34)$$

Мы увидим ниже, что характер зависимости масса — абсолютная яркость указывает для голубых сверхгигантов на значение γ_c , приближающееся к единице. Таким образом, формула (2.34) дает наблюдаемые значения звездных масс. То обстоятельство, что мы получаем правильный порядок звездных масс, исходя лишь из значений универсальных физических констант: G , $\mathfrak{K}$ и α , является, по нашему мнению, замечательным подтверждением теории.

§ 5. Соотношение масса — абсолютная яркость

При выводе соотношения масса — абсолютная яркость будем полагать, что: 1) лучевое давление всюду в звезде мало по сравнению с газовым, 2) звезды построены из идеального газа и 3) ϵ и κ могут быть аппроксимированы функциями типа: $\rho^\alpha B^\beta$. Основная система уравнений будет иметь вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 d\rho_1}{\rho_1 dx} \right] &= -1, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\kappa_1 \rho_1 dx} \right] &= -\lambda \epsilon_1, \end{aligned} \right\} \quad (2.35)$$

где

$$\lambda = \frac{\varepsilon_c \kappa_c}{4\pi G_c \gamma_c}.$$

Решение этой системы, как мы знаем, возможно лишь при некотором определенном значении λ , не сильно отличающемся от единицы. Следовательно, звезда может находиться в равновесии только в том случае, если внутри нее вырабатывается энергия в количестве, определяемом формулой

$$\varepsilon_c = \frac{\lambda 4\pi G_c}{\kappa_c} \cdot \gamma_c. \quad (2.36)$$

Если звезда вырабатывает другое количество энергии, она будет сжиматься или расширяться, пока новая конфигурация не приведет к значению энергии (2.36). Так как γ_c определяет массу звезды (2.34), а ε_c яркость звезды, то в зависимости (2.36) мы и должны искать связь: «масса — абсолютная яркость». Следовательно, зависимость масса — абсолютная яркость является условием равновесия звезды.

По формуле (2.3)

$$\varepsilon_c = \frac{L}{M} \cdot \frac{M_{x_0}}{L_{x_0}}.$$

Подставляя это выражение в формулу (2.36), находим

$$L = \frac{4\pi G_c \cdot c}{\kappa_c} \cdot \frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} M \gamma_c.$$

Величина γ_c , входящая в эту формулу, может быть заменена массой звезды, согласно (2.33):

$$L = \frac{4\pi G^4 c 4\pi \alpha}{3\kappa_c \mathcal{H}^4} \cdot \mu^4 \left(\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} \right) \cdot M^3. \quad (2.37)$$

Если принять светимость Солнца $L_\odot = 3.78 \cdot 10^{33}$, то из формулы (2.37), вычисляя постоянные, получим

$$L/L_\odot = 1.04 \cdot 10^4 \frac{\mu^4}{\kappa_c} \left(\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} \right) \cdot (M/M_\odot)^3. \quad (2.38)$$

Формула (2.38) дает простое соотношение: яркость пропорциональна кубу массы звезды. При выводе этой формулы мы приняли, что ε является функцией типа $\varepsilon \sim p^\alpha B^\beta$ и что, следовательно, ε_1 зависит от p_1 и B_1 . Очевидно, что отказ от этого допущения не может существенно повлиять на общий ход найденной зависимости (2.38). Действительно, при произ-

вольном $\varepsilon \varepsilon_1$ будет зависеть от p_c и B_c . Таким образом, множитель $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3}$

в формуле (2.38) будет для различных звезд соответствовать различным структурам. Но, как показывает табл. 2, этот множитель почти одинаков для различных звездных структур. Поэтому зависимость масса — абсолютная яркость не дает никаких указаний о характере источников звездной энергии; она практически не зависит от их вида. Напротив, другие сделанные допущения очень существенны. Как видно из вывода формулы (2.33), зависимость массы от яркости получается только в том случае, если давление зависит от температуры, и наша зависимость (2.38) получается лишь для идеального газа. Также очень существенно считать коэффициент поглощения κ одинаковым для всех звезд. Что касается роли лучевого давления, то она будет специально рассмотрена в следующем параграфе.

Перейдем теперь к сравнению формулы (2.38) с данными наблюдений. На прилагаемом чертеже приведены массы и яркости звезд в соответствии с современным состоянием этого вопроса. Чертеж построен по данным Кэйпера (Kuiper) [8] и монографии Ресселла — Мура (Moore) [9] о звездных массах. Из диаграммы Кэйпера мы исключили звезды Тремплера (Trumpler) [10], массы которых мало надежны. Действительно, массы этих звезд, принадлежащих к звездным скоплениям, были вычислены Тремплером в предположении, что K -член лучевых скоростей относительно всего скопления всецело объясняется красным смещением Эйнштейна. Поэтому массы звезд Тремплера могут быть чрезвычайно завышены. Вместо звезд Тремплера для характеристики соотношения масса — яркость при больших массах мы предпочли использовать определения масс особо массивных затменных переменных (VV Serphei, V 381 Scorpii, тоже мало надежные) и приблизительные данные о спектрально-двойной звезде Пласскетта BD + 6° 1309.

Как видно из фиг. 1, полученная нами зависимость $L \sim M^3$ хорошо согласуется с наблюдениями во всем интервале наблюдаемых масс с наибольшим отклонением порядка 1.5 m . Пунктирная прямая, которая мало отличается от нашей теоретической прямой, соответствует $L \sim M^{3.5}$. Эту прямую большинство исследователей [Паренано [11], Кэйпер [8], Ресселл [9] и др.] считает наилучшим представлением наблюдений. Некоторые авторы находят для показателя массы еще большее значение; так, например, Бэз (Baize) [12] получил $L = M^{3.58}$. Если даже считать реальными эти отклонения показателя от трех, все же как первое приближение теоретическое представление зависимости является вполне удачным. Коэффициент в нашей зависимости (2.38) очень чувствителен к изменениям μ . Поэтому близкое совпадение теоретической зависимости с наблюдениями говорит о том, что в среднем химический состав звезд приблизительно одинаков. То же относится и к коэффициенту поглощения. Так как внутренние условия звезд могут быть чрезвычайно разнообразными и при одинаковой яркости звезд быть весьма отличными (например, у красных гигантов и голубых звезд основной последовательности), то неизбежным заключением является независимость коэффициента поглощения звездной материи от давления и температуры. Этими выводами оправдываются допущения, принятые в § 3, при решении основной системы уравнений.

То обстоятельство, что белые карлики не ложатся на общую для других звезд зависимость масса — яркость, может рассматриваться как подтверждение наличия внутри них вырожденного газа. Поскольку сильное увеличение коэффициента поглощения внутри белых карликов в сравнении с обычными звездами мало правдоподобно, другое объяснение возможно

лишь в предположении, что для них структурный множитель $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}}$ приблизительно в 100 раз меньше, чем для других звезд. Положение белых карликов на диаграмме Ресселла — Герцшпрунга может дать известное указание для решения этого вопроса.

Произведем теперь численное сравнение формулы (2.38) с данными наблюдений. Как видно из чертежа, прямая $L \sim M^3$, наилучшим образом согласованная с наблюдениями, проходит несколько выше положения Солнца. Поэтому при $M = M_{\odot}$ мы должны в формуле (2.38) считать $L = 1.8 L_{\odot}$.

В соответствии с табл. 2 примем $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}} = 2 \cdot 10^{-3}$. Тогда получается

$$\frac{\mu^4}{\mu_c} = 0.08. \quad (2.39)$$

§ 6. Лучевое давление внутри звезд

До сих пор мы пренебрегали лучевым давлением в сравнении с газовым в уравнении механического равновесия звезды. Рассмотрим теперь основную систему уравнений (III), учитывающую лучевое давление. При постоянном κ , т. е. при $\kappa_1 = 1$, эта система, очевидно, может быть написана в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[x^2 \frac{dp_1}{\rho_1 dx} \right] &= - (1 - \lambda \gamma_c \varepsilon_1), \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[x^2 \frac{dB_1}{\rho_1 dx} \right] &= - \lambda \varepsilon_1. \end{aligned} \right\} \quad (2.40)$$

Производя вычисления, аналогичные тем, которые были выполнены при выводе формулы (2.21), находим

$$\lambda (1 + \gamma_c) = \frac{\int_0^{x_0} M_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}{\int_0^{x_0} L_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}. \quad (2.41)$$

Отношение интегралов этой формулы зависит от распределения источников энергии внутри звезды, т. е. от структуры звезды, сохраняя значение, близкое к единице. Таким образом, $\lambda (1 + \gamma_c) \sim 1$. При равномерном распределении источников $\varepsilon_1 = 1$; $L_x = M_x$, и, следовательно, точно $\lambda (1 + \gamma_c) = 1$. При источниках, усиливающихся к центру, $\lambda (1 + \gamma_c) > 1$. В этом случае, при большом лучевом давлении ($\gamma_c > 1$), структура звезды должна быть весьма своеобразной. Действительно, в этом случае $\lambda \gamma_c > 1$, и правый член в первом уравнении (2.40), в центре звезды, будет положителен; тогда из формулы (2.24) следует, что $p'_1 > 0$. Таким образом, в центре такой звезды газовое давление и плотность должны иметь минимум, а максимальное значение — на некотором расстоянии от центра.

Из изложенного следует, что особо массивные звезды, т. е. звезды с большим γ_c , могли бы находиться в равновесии лишь при $\lambda \gamma_c \sim 1$, откуда имеем условие

$$\varepsilon_c \sim \frac{4 \pi l_c}{\kappa}. \quad (2.42)$$

Таким образом, начиная с некоторой массы, соответствующей $\gamma_c > 1$, количество энергии, вырабатываемое единицей массы, должно иметь постоянное значение для всех этих особо массивных звезд. Яркость этих звезд, как следует из формул (2.3) и (2.2), должна быть пропорциональна массе: $L \sim M$. Эта зависимость изображена на фиг. 1 отрезком прямой в верхнем углу чертежа. Первоначальное изображение зависимости масса — абсолютная яркость у Эддингтона [13] и других авторов имело у массивных звезд тенденцию искривления в эту сторону. Однако последующие исследования даже для самых массивных звезд (как видно из нашего чертежа) уже не дают этого искривления, что особо подчеркивается Расселлом [9] и Бэзом [11]. Поэтому можно считать, что в природе не осуществляются конфигурации, для которых $\gamma_c > 1$, и что пределом возможных звездных масс является условие $\gamma_c = 1$. Не имея представления о характере источников звездной энергии, затруднительно обосновать

это положение с точки зрения устойчивости звезды. Но все же сложность конфигураций при больших γ_c говорит о том, что подобные конфигурации трудно осуществимы и что такие звезды, если и существуют, то встречаются весьма редко.

Чтобы получить представление о влиянии γ_c на структуру звезды, рассмотрим простейший случай равномерно распределенных источников $\varepsilon_1 = 1$. В этом случае, как мы знаем,

$$\lambda = \frac{1}{1 + \gamma_c}, \quad (2.43)$$

и система (2.40) может быть написана в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^3 d\rho_1}{\rho_1 dx} \right] &= - \frac{1}{1 + \gamma_c}, \\ \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\rho_1 dx} \right] &= - \frac{1}{1 + \gamma_c}. \end{aligned} \right\} \quad (2.44)$$

Вводя вместо x переменную $x_{\gamma_c=0}$ согласно условию

$$x = \sqrt{1 + \gamma_c} \cdot x_{\gamma_c=0}, \quad (2.45)$$

получаем основную систему в том же виде, как при отсутствии лучевого давления. Поэтому основные характеристики звездных структур будут выражаться следующим образом:

$$\begin{aligned} x_0 &= x_{0, \gamma_c=0} \cdot (1 + \gamma_c)^{1/2}; \quad M_{x_0} = M_{x_0, \gamma_c=0} \cdot (1 + \gamma_c)^{3/2}; \\ L_{x_0} &= L_{x_0, \gamma_c=0} (1 + \gamma_c)^{3/2}; \quad \lambda = \frac{\lambda_{\gamma_c=0}}{1 + \gamma_c}. \end{aligned} \quad (2.46)$$

Характеристики с индексом ($\gamma_c=0$) соответствуют структурам при $\gamma_c \ll 1$ и могут быть взяты из нашей табл. 2. Выражения (2.46) должны представлять приблизительные изменения характеристик и для других структур. Таким образом, при больших γ_c выражение для массы звезды (2.34) будет следующим:

$$M \cong 1.134 M_{\odot} \frac{\gamma_c^{1/2}}{\mu^2} (1 + \gamma_c)^{3/2} \cdot M_{x_0, \gamma_c=0}. \quad (2.47)$$

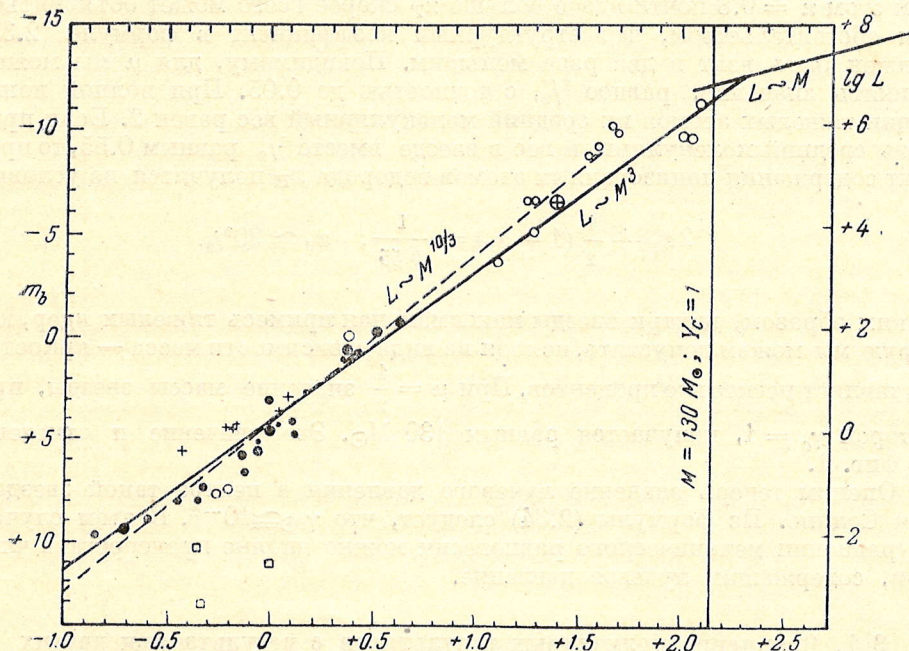
Наблюдения показывают, что максимальные массы имеют значение порядка $120 M_{\odot}$ (см. фиг. 1, которая показывает некоторую тенденцию к искривлению зависимости около $\lg M/M_{\odot} = 2$). Полагая в формуле (2.47) для этого значения массы $\gamma_c = 1$ и принимая $M_{x_0} = 10$, получаем значение среднего молекулярного веса

$$\mu = 0.51.$$

Тогда по формуле (2.39) находим $\kappa = 0.8$. С другой стороны, считая, что зависимость масса — яркость имеет тенденцию выхода к прямой $L \sim M$, изображенной на чертеже, мы получаем предельное значение $\varepsilon = 5 \cdot 10^4$. Если источники распределены равномерно, то из (2.42) следует, что $\kappa = 0.5$. В другом предположении, например, при концентрации

источников, $\varepsilon_e > \varepsilon = \varepsilon_c \cdot \frac{L_{x_0}}{M_{x_0}}$. Но в этом случае и в формуле (2.42) будет стоять знак $>$. Происходит некоторая компенсация, и можем считать, что это значение κ оценено правильно. Точное выражение для ε получается

$$\frac{L}{M} = \varepsilon = \frac{4 \pi G c}{\kappa} \cdot \frac{L_{x_0}}{M_{x_0}} \cdot \frac{\int_0^{x_0} M_x \frac{\rho_1}{x^2} dx}{\int_0^{x_0} L_x \frac{\rho_1}{x^2} dx} \cdot \frac{\gamma_c}{1 + \gamma_c}. \quad (2.48)$$



Фиг. 1. Зависимость масса — абсолютная яркость.

Точки — визуально-двойные звезды; кружки — спектрально-двойные и затменные переменные; крестики — звезды в Гиадах; квадратики — белые карлики; крестик в кружке — спутник ϵ Aurigae

Итак, из анализа зависимости масса — абсолютная яркость мы приходим к следующим важным заключениям: 1) все звезды, возможно, кроме белых карликов, целиком состоят из идеального газа; 2) во внутренних областях, где происходит выделение энергии, все звезды имеют одинаковый химический состав: $\mu = \text{const} = \frac{1}{2}$, т. е. состоят из смеси протонов и электронов, без заметной примеси других ядер; 3) коэффициент поглощения на единицу массы κ не зависит от физических условий и имеет значение, несколько меньшее единицы. Томсоновское рассеяние света свободными электронами обладает как раз этими свойствами и имеет это численное значение. Действительно, коэффициент томсоновского рассеяния на один электрон

$$\sigma_0 = \frac{8 \pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.66 \cdot 10^{-25}, \quad (2.49)$$

где e и m_e — соответственно, заряд и масса электрона. Для нашей смеси протонов и электронов для единицы массы получаем

$$x_T = \frac{\sigma_0}{m_H} = \frac{6.66 \cdot 10^{-25}}{1.66 \cdot 10^{-24}} = 0.40. \quad (2.50)$$

Совпадение наших оценок x с этим значением x_T достаточно хорошо. Поэтому представляется возможным, что взаимодействие света и материи внутри звезд определяется процессом Томсона — ускорения свободных электронов электрическим полем световой волны.

Так как μ входит в соотношение масса — яркость (2.38) в четвертой степени, то получаемая оценка μ должна быть весьма точной. Из (2.39), при $x = x_T$, $\mu = 0.43$. Так как μ не может быть меньше $1/2$, то получаемое при этом $x = 0.8$ почти вдвое больше x_T скорее всего может объясняться тем обстоятельством, что структурный коэффициент в формуле (2.38) должен быть взят в два раза меньшим. Повидимому, для μ мы можем принять значение, равное $1/2$, с точностью до 0.05. При полной ионизации тяжелых атомов их средний молекулярный вес равен 2. Если принять средний молекулярный вес в звезде вместо $1/2$ равным 0.55, то процент содержания ионизованных атомов водорода x_H получится из условия

$$2x_H + \frac{1}{2}(1 - x_H) = \frac{1}{0.55}; \quad x_H \cong 90\%.$$

Таким образом, внутри звезды максимальная примесь тяжелых ядер, которую мы можем допустить, исходя из вида зависимости масса — яркость, составляет несколько процентов. При $\mu = \frac{1}{2}$ значение массы звезды, при которой $\gamma_c = 1$, получается равным $130 M_\odot$. Это значение и отмечено на фиг. 1.

Оценим теперь значение лучевого давления в центре такой звезды, как Солнце. Из формулы (2.34) следует, что $\gamma_{c\odot} \cong 10^{-3}$. В этом случае в уравнении механического равновесия можно вполне пренебрегать членом, содержащим лучевое давление.

§ 7. Сравнение полученных результатов с результатами других исследований

В обычной трактовке теории внутреннего строения звезд вывод соотношения масса — абсолютная яркость чрезвычайно осложнен тем обстоятельством, что коэффициент поглощения x априори принимался зависящим от физических условий. Предполагалось, что внутри звезд поглощение света происходит в результате свободно связанных переходов электрона (поглощение за границами спектральных серий) или переходов электрона с одной гиперболической орбиты на другую, в поле положительно заряженного ядра. Теория этого типа поглощения впервые была дана Крамерсом (Kramers), затем уточнена последующими исследованиями Гаунта (Gaunt) и др. и в особенности исследованиями Чандрасекара [14]. Согласно Чандрасекару, коэффициент поглощения зависит от физических условий приблизительно следующим образом:

$$x_{ch} = 3.9 \cdot 10^{25} \frac{p}{T^{3.5}} (1 - x_H^2), \quad (2.51)$$

где x_H — процент содержания водорода, а числовой фактор получен для ресселловской смеси элементов. Для уяснения влияния этого рода погло-

щения на ход зависимости масса — абсолютная яркость примем для κ_{ch} упрощенное выражение

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{\gamma}. \quad (2.52)$$

В этом случае, при малых γ_c , как видно из формул (2.38) и (2.33), L будет пропорционально M^5 . Этот показатель, как мы знаем, слишком велик, поэтому приходится допустить, что γ_c нельзя отбрасывать в сравнении с единицей. При больших γ_c из формул (2.48) и (2.47) следует, что $L \sim M^{3/2}$. Таким образом, чтобы согласовать теоретический вывод с наблюдениями, оставалось рассматривать случай промежуточных γ_c и отказаться от прямолинейной зависимости $\lg L$ от $\lg M$. Из формул (2.47) и (2.48) имеем

$$\left. \begin{aligned} M^2 &\sim \frac{\gamma_c(1+\gamma_c)^2}{\mu^4}; & M^2 &\sim \frac{1-\beta}{\mu^{4/3}}, \\ L &\sim M \frac{\gamma_c^2}{1+\gamma_c}; & L &\sim M^{3/2}(1-\beta)^{3/4} \mu. \end{aligned} \right\} \quad (2.53)$$

Здесь мы привели выражения, в которых γ_c заменена постоянной β . Этой постоянной обычно пользуются в теории внутреннего строения звезд.

$$\beta = \frac{p_c}{p_*} = \frac{1}{1+\gamma_c}. \quad (2.54)$$

Таким образом, зависимость масса — абсолютная яркость, представляемая двумя формулами (2.53), приобретает сложный вид. Эти формулы приблизительно соответствуют формулам Эддингтона [15] и других авторов. Точное выражение для (2.51) вводит в них еще температуру центра T_c . При больших γ_c , как это видно из формул (2.46), в выражении (2.34) для F_c будет еще множитель β :

$$T_c = 2.29 \cdot 10^7 \mu \beta \left(\frac{x_0}{M_{x_0}} \right)_{\gamma_c=0} \cdot \frac{M/M_\odot}{R/R_\odot}. \quad (2.55)$$

Тогда через F_c в зависимость масса — абсолютная яркость войдет радиус звезды или эффективная температура. Отсюда и получается известная температурная поправка Эддингтона.

Чтобы согласовать с наблюдениями рассматриваемый случай промежуточных γ_c , приходится принять $\gamma_c = 1$ уже при $M \cong 10 M_\odot$, что дает для Солнца $\gamma_c = 0.08$. Как видно из формулы (2.47), это возможно при $\mu \cong 2$. Тогда из (2.39), принимая в соответствии с моделью Эддингтона $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} = 3.8 \cdot 10^{-3}$, получаем $\kappa_{c\odot} = 170$ и $x_0 = 14$. Теоретическая величина κ_0 может быть найдена из сравнения (2.52) и (2.51)

$$\kappa_0 = \frac{\sigma_{12}}{3\pi \sqrt{\frac{1}{\odot}}} \cdot 3.9 \cdot 10^{25} (1 - x_{11}^2). \quad (2.56)$$

Согласно (2.55), $T_{c\odot} = 4 \cdot 10^7$. Тогда при малом содержании водорода имеем $x_0 = 0.4$. Таким образом, теоретическое значение коэффициента поглощения приблизительно в тридцать раз меньше значения, необходимого для согласования всей этой теории с наблюдениями. Это расхождение представляет собой хорошо известную «трудность теории», обнаруженную еще Эддингтоном. Согласно Стрёмгрену (Strömngren) [16], выход из этого

затруднения может быть найден в предположении, что химический состав звезд меняется в зависимости от светимости звезды. Благодаря значительной примеси водорода μ может изменяться в пределах $\frac{1}{2} \leq \mu \leq 2$. Хотя

в этом случае, как видно из (2.56), теоретическое x_0 может слегка уменьшиться, зато x_0 , получаемое из согласования теории с наблюдениями, как мы знаем из наших рассмотрений в предыдущем параграфе, уменьшится значительно сильнее, и возможно, как это и получается у Стремгрена, согласование этих значений. Отсюда уже и рождаются все дальнейшие исследования эволюционного изменения содержания водорода в звездах, ставшие столь распространенными благодаря объяснениям звездной энергии термоядерными реакциями Бете.

Натянутость изложенных теорий очевидна. Простота же и общность, с которой получены наши выводы, говорят в их пользу. Заметим, что два наших основных вывода, полученных независимо один от другого:

$$1) \mu = \frac{1}{2}; x_n = 1 \text{ и } 2) x = x_T,$$

физически неизбежно связываются между собой. Действительно, при $x_n = 1$, формула (2.54) неприменима. Поглощение Крамерса (свободные переходы) будет в этом случае на несколько порядков меньше и вряд ли превысит томсоновский процесс. Тем не менее основной наш результат, заключающийся в том, что $\gamma_c < 1$ для всех звезд, откуда получены и все другие заключения, столь важен, что мы считаем необходимым обосновать его еще на другом астрофизическом материале. Это и будет сделано в следующей главе при анализе зависимости «период—яркость Цефеид». Заметим еще, что полученный нами вывод о том, что внутренние области звезд, где происходит выделение энергии, почти целиком состоят из водорода, несмотря на кажущуюся парадоксальность, следует рассматривать как эмпирически установленный факт. Можно надеяться, что дальнейшее приближение к решению вопроса о природе звездной энергии позволит привести этот результат в соответствие со спектроскопическими данными о наличии тяжелых элементов в наружных слоях звезд.

§ 8. Роль конвекции внутри звезд

В главе 1, § 3 были приведены уравнения равновесия звезды, учитывающие конвективный перенос энергии. Предполагая коэффициент конвекции $A = \text{const}$, уравнение теплового равновесия звезды—второе уравнение системы (II), может быть написано в следующем виде:

$$\frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2 dB_1}{\rho_1 dx} \right] - \frac{x \rho_c A}{c \gamma_c} \frac{1}{\rho_1 x^2} \frac{d}{dx} \left[x^2 u \frac{dp_1}{dx} \right] = -\lambda \epsilon_1, \quad (2.57)$$

где

$$u = 1 - \frac{\Gamma}{4(\Gamma - 1)} \frac{\rho_1}{B_1} \frac{dB_1}{dp_1}. \quad (2.58)$$

Конвективный член в формуле (2.57) будет играть роль в том случае, если

$$\frac{x \rho_c A}{c \gamma_c} > 1; \quad A > \frac{c \gamma_c}{x \rho_c}. \quad (2.59)$$

Следовательно, для Солнца коэффициент конвекции должен удовлетворять условию $A_{\odot} > 5 \cdot 10^7$. Что касается сверхгигантов, то для них конвекция может иметь значение лишь при $A > \sim 10^{16}$. Коэффициент A , как мы видели — формула (1.17), равен произведению скорости конвекцион-

ного тока на среднюю длину пробега тока $\bar{\lambda}$. Таким образом, в сверхгигантах, только при токах, для которых $\bar{\lambda}$ порядка размеров звезды, конвекция может влиять на перенос тепла. Такая сильная вынужденная конвекция мало вероятна. Но при наличии конвективной неустойчивости, так как средняя длина пробега тока должна быть порядка размера конвективной зоны, коэффициент A может быть очень велик и для всех звезд удовлетворять неравенству (2.59). Если A во много раз превышает значение правой части этого неравенства, то, поскольку все члены уравнения (2.57) и уравнения механического равновесия порядка единицы, выражение в квадратных скобках конвективного члена должно быть близким к нулю. Таким образом, при большом A

$$u=0, \text{ откуда } B_1 = p_1 \frac{4(\Gamma-1)}{\Gamma}, \quad (2.60)$$

т. е. уравнение адиабатического изменения состояния. Для одноатомного газа $\Gamma = 5/3$ ($n = 3/2$) и

$$B_1 = p_1^{3/5}. \quad (2.61)$$

Так как, согласно нашим заключениям, звезды состоят почти целиком из водорода, значение Γ может отличаться от $5/3$ лишь в самых наружных слоях звезд, не существенных с точки зрения строения звезды в целом. Поэтому зоны свободной конвекции могут возникнуть лишь за счет распределения источников энергии.

Свободная конвекция будет иметь место в том случае, когда градиент температуры лучевого равновесия больше градиента температуры конвективного равновесия. Этому условию Шварцшильда можно придать следующий вид:

$$\left(\frac{d \lg B_1}{d \lg p_1} \right)_{\text{Rad}} > \left(\frac{d \lg B_1}{d \lg p_1} \right)_{\text{Ad}},$$

откуда при помощи (2.22) и (2.61) находим

$$\frac{\lambda I_x}{M_x} > 1.6 \frac{B_1}{P_1}. \quad (2.62)$$

Из этого неравенства видно, что в наружных слоях звезд свободная конвекция невозможна. Для центральных областей получается следующее условие возможности свободной конвекции:

$$\lambda > 1.6.$$

Данные табл. 2 показывают, что уже при $\epsilon_1 = B_1$ внутри звезд должно существовать конвективное ядро. Если ϵ_1 зависит только от температуры и может быть аппроксимировано функцией: $\epsilon_1 = T^m$, то, как показывают вычисления, λ будет иметь критическое значение 1.6 при $m=3.5$. Таким образом, конвективное ядро появляется внутри звезд при $m > 3.5$. Радиус конвективного ядра x_1 определяется условием равенства градиента температур. Заменяя в формуле (2.62) знак $>$ равенством, находим

$$\lambda L_{x_1} = 1.6 M_{x_1} \left(\frac{B_1}{P_1} \right)_{x_1} = 1.6 M_{x_1} \rho_{x_1}. \quad (2.63)$$

Очевидно, что при более сильной концентрации источников размер конвективного ядра будет увеличиваться. При достаточной концентрации все источники энергии будут, практически, сосредоточены внутри

конвективной зоны, а в зоне лучевого равновесия будет: $\lambda L_x = \lambda L_{x_1} = \text{const}$. Так как граница конвективной зоны определяется равенством градиентов физических характеристик зон конвективного и лучевого равновесий, в такой звезде будут непрерывными не только сами p_1 и T_1 , но и их производные. Поэтому расчет этой структуры можно произвести до конца, решая систему уравнений механического и лучевого равновесий при $\varepsilon_1 = 0$ и граничных условиях: 1) при некотором $x = x_1$, p_1 и B_1 и их производные должны иметь значения, соответствующие решению уравнения Эмдена при $n = 3/2$, 2) при $x = x_0$, $p_1 = B_1 = 0$. Эти четыре условия полностью определяют решение. Определение x_1 можно произвести последовательными пробами так, как это было сделано в § 3 при определении λ .

Формулированная задача, называемая обычно задачей строения звезды с точечным источником при малом лучевом давлении, была в этом виде впервые поставлена и решена Коулингом [17]. В расчетах Коулинга коэффициент поглощения считался переменным, согласно формуле (2.51): $\kappa = \kappa_{ch}$. Мы видели (§ 6), что внутри звезд $\kappa = \kappa_T$. В самых внешних слоях звезды, очевидно, κ должно сильно возрасти и переходить в κ_{ch} . Но благодаря медленным изменениям физических условий, в значительной части звезды κ может оставаться равным κ_T . Поэтому представляется интересным произвести расчет общей структуры звезды при $\kappa = \text{const}$. Это перевычисление модели Коулинга было произведено путем численного интегрирования системы уравнений (2.23 б), полагая в ней $\varepsilon_1 = 0$.

В табл. 3 приведены основные характеристики конвективной модели при $\kappa = \text{const}$ и $\kappa = \kappa_{ch}$; последние получены по вычислениям Коулинга.

Таблица 3

κ	x_1	M_{x_1}	λL_{x_0}	x_0	M_{x_0}	$\frac{x_0^3}{3 M_{x_0}}$	$\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}}$
const	2.4913	3.570	3.018	8.9	11.46	20.5	$1.97 \cdot 10^{-3}$
κ_{ch}	1.88	1.25	1.25	11.2	12.4	37.0	$0.65 \cdot 10^{-3}$

Таблица 4

x	T_1	p_1	ρ_1	x	T_1	p_1	ρ_1
0.00	1.000	1.000	1.000	5.00	0.245	$0.125 \cdot 10^{-1}$	$0.510 \cdot 10^{-1}$
0.50	0.983	0.958	0.975	5.50	0.195	$0.52 \cdot 10^{-2}$	$0.266 \cdot 10^{-1}$
1.00	0.935	0.845	0.904	6.00	0.154	$0.20 \cdot 10^{-2}$	$0.129 \cdot 10^{-1}$
1.50	0.856	0.677	0.791	6.50	0.118	$0.67 \cdot 10^{-3}$	$0.57 \cdot 10^{-2}$
2.00	0.762	0.507	0.665	7.00	0.087	$0.20 \cdot 10^{-3}$	$0.23 \cdot 10^{-2}$
2.50	0.652	0.346	0.530	7.50	0.060	$0.49 \cdot 10^{-4}$	$0.82 \cdot 10^{-3}$
3.00	0.544	0.211	0.388	8.00	0.036	$0.64 \cdot 10^{-5}$	$0.18 \cdot 10^{-3}$
3.50	0.451	0.117	0.259	8.50	0.015	$0.19 \cdot 10^{-6}$	$0.79 \cdot 10^{-4}$
4.00	0.370	$0.598 \cdot 10^{-1}$	0.161	8.9	0.000	0.000	0.000
4.50	0.328	$0.281 \cdot 10^{-1}$	$0.936 \cdot 10^{-1}$				

Величина λL_{x_0} определена при помощи формулы (2.62). В этой модели безразличен характер распределения источников внутри конвективной зоны; поэтому постоянные λ и L_{x_0} не разделяются. Для раздельного их вычисления необходимо задать тип распределения источников.

Мы видим, что основные характеристики структуры x_0 , M_{x_0} и $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}}$ весьма мало отличаются от принятых нами на основании табл. 2. Основное различие звездных структур при двух типах x заключается в том, что при $x = \text{const}$ конвективное ядро больше; в связи с этим характеристики структуры становятся ближе к политропным класса $3/2$ и получается меньшая концентрация материи: $\rho_c = 20.5 \bar{\rho}$.

В табл. 4 приведен полный расчет конвективной модели при $x = \text{const}$.

Глава 3

ЗВЕЗДНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СООТНОШЕНИЯ «ПЕРИОД — СРЕДНЯЯ ПЛОТНОСТЬ ЦЕФЕИД» И ДРУГИХ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

В предыдущей главе были получены соотношения, позволяющие определить физические характеристики состояния материи внутри звезд при известных звездных структурах. Для уверенного расчета, помимо общих теоретических соображений, весьма существенно получить структурные характеристики из наблюдательных данных, относящихся хотя бы к некоторым классам звезд.

Особенности структур должны проявляться в динамических свойствах звезд. Поэтому можно рассчитывать, что некоторые наблюдаемые свойства переменных звезд позволят сделать заключения о характере структур этого класса звезд. Например, период пульсации Цефеид должен зависеть не только от абсолютного значения физических характеристик, но и от их распределения внутри звезд. Теоретическое выяснение этой зависимости может быть произведено достаточно строго. Поэтому мы начнем с подробного рассмотрения этого вопроса.

Излучение энергии звездой должно вызывать рассеяние механической энергии колебаний. Вероятнее всего, что в переменных звездах энергия колебаний поддерживается и возникает за счет постоянно действующих источников звездной энергии: иными словами, они являются автоколебательными системами. Характер кривых колебаний яркости и скорости пульсации действительно указывает на нелинейность колебаний, характерную для автоколебательных систем. Для автоколебательных систем главную часть решения составляет гармоника с частотой, равной частоте собственных колебаний системы. Поэтому, не вникая в сущность процесса колебаний, можно получить значение периода пульсации как собственного периода малых линейных колебаний.

§ 1. Основное уравнение пульсации

Типичные Цефеиды имеют массы менее десяти солнечных масс, например для δ Cephei $M \cong 9M_{\odot}$. Из уравнения (2.34) следует, что в таком случае $\gamma_3 < 0.1$, и Цефеиды должны удовлетворять простому выражению $L \sim M^3$ зависимости масса — абсолютная яркость. Таким образом, для этих звезд, согласно нашим представлениям, лучевое давление не играет большой роли, и мы можем при рассмотрении их внутреннего строения учитывать только газовое давление. Пренебрегая членами

второго порядка малости, будем рассматривать линейные колебания. Задача получает значительное упрощение благодаря тому, что вариации температур должны соответствовать адиабатическим колебаниям почти для всей массы звезды за исключением лишь самых наружных ее слоев. Действительно, для получения наблюдаемых относительных вариаций эффективных температур порядка единицы среднее изменение энергии одного грамма за одну секунду должно быть порядка $\bar{\varepsilon}$, т. е. $\sim 10^2$, а следовательно, за полпериода около 10^8 . С другой стороны, тепловая энергия единицы массы должна быть порядка Ω/M (как это следует из теоремы вириала), т. е. по формуле (2.5) порядка 10^{15} эрг. Таким образом, за время пульсации относительное изменение энергии составляет всего лишь 10^{-7} , откуда и следует, что пульсация звезд с весьма высокой точностью адиабатична. Допустим далее, что пульсация может быть описана простой стоячей волной частоты $n/2\pi$.

$$V(r, t) = V(r) \sin nt; \quad a = \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -n^2 V(r) \sin nt, \quad (3.1)$$

где $V(r)$ обозначает относительную амплитуду пульсации

$$V(r) = \frac{\delta r}{r}.$$

В этих предположениях задача пульсации звезды была решена Эддингтоном.

Связывая координату r с одной и той же частицей, будем иметь уравнение непрерывности в следующем виде:

$$M_r = \text{const}; \quad r^2 \rho dr = \text{const}. \quad (3.2)$$

Пользуясь условием адиабатического изменения состояния $\frac{\delta p}{p} = \Gamma \frac{\delta \rho}{\rho}$ и беря вариации от второго равенства, находим

$$\frac{\delta p}{p} = -\Gamma \left[3V + r \frac{dV}{dr} \right]. \quad (3.3)$$

Очевидно, что уравнение движения

$$\frac{dp}{\rho dr} = -(g + a); \quad g = \frac{GM_r}{r^2}$$

с точностью до членов первого порядка может быть написано следующим образом:

$$\frac{d\delta p}{dr} = -a\rho + 4V \frac{dp}{dr}.$$

Подставляя в это уравнение формулу (3.3), получим уравнение пульсации Эддингтона

$$\frac{d^2 V}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \left[4 + \frac{r}{p} \frac{dp}{dr} \right] + \frac{V}{r\Gamma} \frac{1}{p} \frac{dp}{dr} \left[(3\Gamma - 4) - \frac{n^2 r}{g_r} \right] = 0. \quad (3.4)$$

Введем вместо r безразмерную переменную x , которой мы пользовались при изучении статических звезд. Как легко видеть,

$$\frac{g}{r} = 4\pi G \frac{\bar{\rho}_r}{3} = 4\pi G \rho_c \frac{M_x}{x^3}. \quad (3.5)$$

Подставляя выражение (3.5) в формулу (3.4), получаем следующее уравнение:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dV}{dx} \left[4 + \frac{x}{p_1} \frac{dp_1}{dx} \right] - \frac{V}{x\Gamma} \frac{1}{p_1} \frac{dp_1}{dx} \left[(4 - 3\Gamma) + \frac{n^2}{4\pi G \rho_c} \frac{x^3}{M_x} \right] = 0. \quad (3.6)$$

Приведем это уравнение к самосопряженному виду. Помножая на $x^4 p_1$, находим

$$\frac{d}{dx} \left[x^4 p_1 \frac{dV}{dx} \right] + V x \rho_1 M_x \frac{4 - 3\Gamma}{\Gamma} \left[1 - \lambda \frac{x^3}{3M_x} \right] = 0, \quad (3.7)$$

где

$$\lambda = \frac{n^2}{4\pi G \rho_c (\Gamma - 4/3)}. \quad (3.8)$$

Задача определения периода пульсации сводится теперь к нахождению собственных значений λ , при которых дифференциальное уравнение (3.7) имеет решения, удовлетворяющие «естественным» граничным условиям:

$$x^4 p_1 \frac{dV}{dx} \Big|_0^{x_0} = 0. \quad (3.9)$$

Формула (3.8) дает соотношение период — центральная плотность, а следовательно, и соотношение период — средняя плотность звезды. Очевидно, что λ зависит от структуры звезды. Значение λ должно быть порядка единицы. Если звезда имеет постоянную плотность, то $\frac{x^3}{3M_x} = 1$ для всей звезды. В этом случае уравнение (3.7) имеет решение: $V = \text{const}$, $\lambda = 1$. Это решение определяет основное колебание. Для определения основных колебаний звезд других структур мы можем исходить из этого решения, применяя метод возмущений.

§ 2. Определение собственных значений уравнения пульсации методом возмущений

Запишем уравнение пульсации в следующем виде:

$$(py')' + qy(1 - \lambda\rho) = 0. \quad (3.10)$$

Допустим, что нам известно решение этого уравнения при некоторой другой функции $\rho = \rho_0$

$$(py_0')' + qy_0(1 - \lambda_0\rho_0) = 0. \quad (3.11)$$

Следовательно, будем считать, что функция y_0 и параметр λ_0 нам известны. Помножая (3.10) на y_0 , (3.11) на y , вычитая одно из другого и интегрируя в пределах, для которых имеются граничные условия, находим

$$\int_0^{x_0} qyy_0[\lambda_0\rho_0 - \lambda\rho] dx = 0.$$

Откуда

$$\lambda = \lambda_0 \frac{\int_0^{x_0} q y y_0 \rho_0 dx}{\int_0^{x_0} q y y_0 \rho dx}. \quad (3.12)$$

Предположим, что уравнение (3.10) мало отличается от уравнения (3.11)

$$\rho = \rho_0 + \delta\rho; \quad y = y_0 + \delta y \quad \text{и} \quad \lambda = \lambda_0 + \delta\lambda.$$

Тогда точное выражение для $\delta\lambda$:

$$\delta\lambda = -\lambda_0 \frac{\int_0^{x_0} q y_0 y \delta\rho dx}{\int_0^{x_0} q y_0 y \rho dx}$$

можно заменить следующим:

$$\delta\lambda = -\lambda_0 \frac{\int_0^{x_0} q y_0^2 \delta\rho dx}{\int_0^{x_0} q y_0^2 \rho dx}.$$

Таким образом, в первом приближении имеем

$$\lambda = \lambda_0 \frac{\int_0^{x_0} q y_0^2 \rho_0 dx}{\int_0^{x_0} q y_0^2 \rho dx}. \quad (3.13)$$

В нашем случае $y_0 = 1$ и $\lambda_0 = 1$. Сравнивая формулы (3.10) и (3.7), находим из (3.13)

$$\lambda = \frac{3 \int_0^{x_0} x \rho_1 M_x dx}{\int_0^{x_0} x^4 \rho_1 dx}. \quad (3.14)$$

Это выражение перепишем, согласно формуле (2.5а), в следующем виде:

$$\lambda = \frac{9 \int_0^{x_0} \rho_1 x^2 dx}{\int_0^{x_0} \rho_1 x^4 dx}. \quad (3.15)$$

Если в формулу (3.8) вместо ρ_c ввести среднюю плотность звезды $\bar{\rho}$, то

$$\bar{\lambda} = \frac{n^2}{4\pi G \bar{\rho} (\Gamma - 4/3)} \quad (3.16)$$

$$\bar{\lambda} = \lambda \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = \frac{x_0^3}{3M_{x_0}} \lambda, \quad (3.17)$$

как это следует из формулы (2.4). При помощи формул (2.6) и (3.17) можем переписать (3.15)

$$\bar{\lambda} = \frac{x_0^2 \Omega_{x_0} M_{x_0}}{I_{x_0}}, \quad (3.18)$$

где I_{x_0} обозначает безразмерный момент инерции

$$I_{x_0} = \int_0^{x_0} \rho_1 x^4 dx. \quad (3.19)$$

Выражения (3.16) и (3.18) определяют период колебаний звезды $P = \frac{2\pi}{n}$ в зависимости от средней плотности звезды $\bar{\rho}$. Этот результат, совершенно иным методом, был получен Леду (Ledoux). Интересно, что выражения (3.16) и (3.18), как легко показать, вполне точно совпадают с формулой Леду [18].

Произведем вычисление λ для политропных структур. В этом случае для I_{x_0} можно получить следующее выражение:

$$I_{x_0} = x_0^2 M_{x_0} - 6(n+1) \int_0^{x_0} T_1 x^2 dx, \quad (3.20)$$

где n означает индекс политропы. Таким образом,

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = \frac{5-n}{3} \left[1 - 6(n+1) \frac{\int_0^{x_0} T_1 x^2 dx}{M_{x_0} x_0^2} \right]. \quad (3.21)$$

Вычисления дают следующую таблицу значений $\bar{\lambda}$ для различных классов политропии.

При больших $\bar{\lambda}$, т. е. при сильных отклонениях от единицы, точность данных этой таблицы должна ухудшаться. Поэтому для контроля точности метода интересно сопоставить полученные результаты при $n = 3$ с вычислениями постоянной в зависимости период — средняя плотность, произведенными Эддингтоном, путем точного решения уравнения адиабатических колебаний звезды, построенной по его модели. Эддингтон, на основании своих вычислений, заключил, что для таких звезд

Таблица 5

n	$\bar{\lambda}$
0	1.00
1	1.91
3/2	2.52
2	3.85
2.5	7.0
3	13.1

$\frac{n^2}{\pi G \rho_c \Gamma} = \frac{3}{10} \left(3 - \frac{4}{\Gamma} \right)$. Отсюда, сопоставляя с фор-

мулой (3.8), находим $\lambda = \frac{9}{40}$. Следовательно, $\bar{\lambda} = \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} \cdot \frac{9}{40} = 12.23$, что хорошо согласуется с нашими данными.

§ 3. Сравнение теоретических результатов с данными наблюдений

Представим зависимость период — средняя плотность в следующем виде:

$$P\sqrt{\bar{\rho}_0} = c_1, \quad (3.22)$$

где P — период, выраженный в днях, и $\bar{\rho}_0$ — средняя плотность в долях средней плотности Солнца

$$n = \frac{2\pi}{P \cdot 86400}; \quad \bar{\rho} = \bar{\rho}_0 \cdot 1.411.$$

При помощи формулы (3.16) легко получить следующую связь постоянных $\bar{\lambda}$ и c_1 :

$$\bar{\lambda} (\Gamma - 4/3) = 0.447 (10 c_1)^{-2}. \quad (3.23)$$

Согласно результатам, полученным нами при анализе зависимости масса — абсолютная яркость, лучевое давление в звезде много меньше газового, и, поскольку внутренние области звезды состоят из водорода, тепловая энергия значительно превосходит энергию ионизации. Поэтому мы имеем все основания считать $\Gamma = 5/3$ отношением теплоемкостей одноатомного газа. Следовательно,

$$\bar{\lambda} = 1.34 (10 c_1)^{-2}. \quad (3.24)$$

Чтобы выразить c_1 через наблюдаемые характеристики звезды, заменим в формуле (3.22) $\bar{\rho}_0$ через эффективную температуру и абсолютную величину по формуле масса — абсолютная яркость. Допустим, что соотношение масса — яркость имеет вид $L \sim M^\alpha$. Тогда, обозначая соответственно через $\bar{T}$ и M_b — эффективную температуру по отношению к эффективной температуре Солнца и абсолютную величину звезды, из формулы (3.22) находим

$$\left(0.30 - \frac{1}{5\alpha}\right) (M_b - M_\odot) + \lg P + 3 \lg \bar{T} = \lg c_1. \quad (3.25)$$

Из этой формулы видно, что для определения c_1 точное значение α несущественно, если только α достаточно велико (практически больше трех). Формула Эддингтона соотношения масса — яркость при больших массах имеет эффективное значение показателя α около двух [см. (2.53)]. Поэтому значение $c_1 = 0.100$, которое получается при пользовании формулой Эддингтона, является завышенным. Применение формулы $L \sim M^{1/3}$, как показал Паренаго [19], дает $c_1 = 0.071$. Тщательный анализ наблюдаемых данных по отдельным Цефеидам, с применением эмпирической кривой Кэипера масса — яркость привел Беккера (W. Becker) [20] к заключению, что в среднем $c_1 = 0.076$. Из этих определений по формуле (3.24) получается, что $\bar{\lambda} = 2.7$ или 2.3, откуда на основании данных табл. 5 мы приходим к заключению, что Цефеиды имеют структуру, близкую к политропной, класса $n = 3/2$. Таким образом, Цефеиды обладают весьма малой концентрацией материи: $\rho_c \cong 6 \bar{\rho}$.

Качественно этот результат находится в согласии с естественным представлением о том, что интенсивность источников звездной энергии сильно возрастает с приближением к центру звезды. Однако даже разобранный в § 8, гл. 2 модель с точечным источником и постоянным коэффициентом поглощения, которая, как мы видели, дает наименьшую концентрацию

материи, приводит к значительно большему отношению: $\frac{P_c}{\rho} = 20.5$.

Таким образом, для этой модели $\bar{\lambda}$ должно получиться больше наблюдаемого. Действительно, вычисляя по данным табл. 4 $\int_0^{x_0} p_1 x^2 dx = 6.06$ и $I_{x_0} = 140.0$, из формул (3.15) и (3.17) находим, что для этой модели, с предельной концентрацией источников энергии, $\bar{\lambda} = 8.0$. Соответствующий класс политропии $n = 2.5$. С переменным коэффициентом поглощения, на основании вычислений Коулинга, получается еще большее значение $\bar{\lambda} = 8.4$.

В теоретических исследованиях периода пульсации Эддингтона и других авторов расхождение теоретического значения $\bar{\lambda}$ для модели Эддингтона с наблюдаемым значением объяснялось влиянием лучевого давления. Исследование пульсации при γ_c , близких к единице, показывает, что полученные выражения периода пульсации при малых γ_c справедливы и в этом случае, если считать, что Γ представляет собой эффективное отношение теплоемкостей, заключающееся в зависимости от роли лучевого давления в пределах $4/3 \leq \Gamma_{\text{eff}} \leq 5/3$.

Из выражения (3.23) следует, что при $\bar{\lambda} = 12.23$ и наблюдаемом $c_1 = 0.075$, $\Gamma_{\text{eff}} = 1.40$. Но Γ_{eff} должно меняться в зависимости от γ_c , т. е. в зависимости от роли лучевого давления. Для одноатомного газа, согласно Эддингтону [21] и другим авторам, эта зависимость может быть представлена следующим образом:

$$\Gamma_{\text{eff}} - 4/3 = \frac{1}{3} \frac{1 + 4\gamma_c}{(1 + \gamma_c)(1 + 8\gamma_c)}. \quad (3.26)$$

При $\Gamma_{\text{eff}} = 1.400$ получается $\gamma_c = 1.5$. Будем считать, что это значение соответствует среднему значению периода Цефеид, т. е. $P = 10^3$ и, по соотношению масса — яркость, массе $M = 12 M_{\odot}$. Может показаться, что этот результат хорошо согласуется с обычными представлениями о роли лучевого давления внутри звезд (см. § 7, гл. 2). Однако, поскольку λ_c зависит от массы звезды, для других периодов мы будем иметь, согласно (3.26), другие значения Γ_{eff} и, следовательно, другие значения постоянной c_1 . По формулам (3.26) и (3.23) можно вычислить изменение эффективного значения c_1 при переходе к звездам большого периода $20^{\circ} < p < 30^{\circ}$. Вместо найденного Беккером среднего значения $\lg c_1 = -1.12$ для звезд таких периодов должно получаться $\lg c_1 \cong -1.00$. Хотя этот эффект и невелик, все же из наблюдений совершенно не видно такого систематического возрастания c_1 [20]. Таким образом, наше представление о малой роли лучевого давления в звездах, даже таких, как сверхгиганты, находят новое подтверждение, и этим подтверждаются результаты $\mu = \frac{1}{2}$; $\kappa = \kappa_T$, полученные в гл. 2.

§ 4. Дополнительные данные о звездных структурах

Некоторые указания о структурах звезд можно извлечь из анализа эффекта эллиптичности в кривых блеска затменных переменных. Наблюдения позволяют определить отношение диаметров экваториального сечения звезды, различие которых вызвано приливной деформацией. При синхронном вращении звезды и всей системы сжатие вращения в первом приближении должно отличаться от экваториального на множитель, зависящий от масс компонент, который может быть вычислен. Таким

образом, из наблюдаемого сжатия может быть определено сжатие в меридиональной плоскости ε — чистый эффект вращения. Согласно теории Клеро, ε пропорционально φ — отношению центробежной силы на экваторе к силе тяжести на поверхности звезды

$$\varepsilon = \alpha \varphi; \quad \frac{\omega^2}{3\pi G \bar{\rho}} = \varphi,$$

где α — постоянная, зависящая от структуры звезды. Для политропных структур эта постоянная вычислялась рядом исследователей: Расселл, Чандрасекар и др. При: $n = 0$ (однородная звезда) $\alpha = 1.25$; $n = 1$ $\alpha = \frac{15}{2\pi^2} = 0.755$ и $n = 5$ (предельная концентрация — модель Роша) $\alpha = 0.50$. Как видно из этих чисел, постоянная α мало чувствительна к характеру структуры; поэтому определение этим способом класса n требует слишком большой точности наблюдений и мало надежно, несмотря на простоту теоретических предпосылок. Первые выводы, полученные Шапли (Shapley), о том, что звезды близки к однородности, были подтверждены Лейтеном (Luyten) [22], который нашел как среднее из большого числа звезд $\alpha = 0.57$ для звезд типа β Лугае и $\alpha = 0.71$ для звезд типа Алголя, что соответствует политропным структурам классов $n = 3/2$ и $n = 1$.

Наблюдаемое у некоторых затменных переменных движение линии апсид в ряде случаев объясняется эллиптичностью этих звезд. При сильной концентрации материи, несмотря на эллиптичность, звезды будут взаимодействовать как материальные точки, и движения линии апсид не будет. Поэтому скорость движения линии апсид должна быть, в первом приближении, пропорциональна величине $\left(\alpha - \frac{1}{2}\right)$, которая, как видно

из приведенных выше значений α , весьма чувствительна к характеру звездной структуры. Однако многочисленные теоретические исследования, посвященные этому вопросу, приводят к разноречивым выражениям для скорости движения линии апсид, в зависимости от гипотез о характере вращения компонент пары. Первое исследование Расселла предполагало, что компоненты вращаются как твердые тела. Применение этой теории к системе γ Cygni привело Расселла и Дугана (Dugan) [23] к значению $\left(\alpha - \frac{1}{2}\right) = 0.034$, соответствующему политропной структуре $3/2 < n < 2$. Другие исследователи при других предположениях получали n значительно большим: $n \cong 3$. Повидимому, можно утверждать только то, что, поскольку в системах звезд наблюдается движение линии апсид, в звездах нет высокой концентрации материи.

В случае, если справедлив закон, высказанный Блэккеттом (Blackett) о постоянстве отношения магнитного момента P и углового момента U для всех вращающихся тел, получается другая интересная возможность определения звездной структуры. Обозначим через k отношение момента инерции звезды, вращающейся с угловой скоростью ω , к моменту инерции той же звезды при равномерном распределении ее плотности; тогда

$$U = \frac{2}{5} k \omega M R^2, \quad k = \frac{5}{3} \frac{I_{x_0}}{x_0^2 M_{x_0}}, \quad \text{где } I_{x_0} \text{ — безразмерный момент инерции.}$$

При помощи формулы Блэккетта [24]

$$\frac{P}{U} = \beta \frac{G^{\frac{1}{2}}}{2c} \quad (3.27)$$

(β — безразмерный множитель порядка единицы), зная напряжение магнитного поля на полюсе $H = \frac{2P}{R^3}$, можно определить k . Применение этой формулы к Земле ($k = 0.88$) дает $\beta = 0.3$. Полагая для звезд $k = 0.16$, Блэккетт находит для Солнца и 78 Virginis, магнитное поле которой было измерено Бэбкокком (H. W. Babcock), $\beta = 1.14$ и $\beta = 1.16$, соответственно. Таким образом, если закон (3.27) действительно имеет универсальный характер и $\beta = 0.3$ для всех тел, для звезд должно быть принято $k = 0.60$. Из сопоставления с данными таблицы 6 следует, что $n \cong 3/2$. Для звездной модели, вычисленной в § 8, гл. 2, получается значение $k = 0.26$, которое значительно меньше требуемого. Эта же конвективная модель с переменным коэффициентом поглощения (модель Коулинга) дает еще меньшее значение: $k = 0.19$. Согласованность полученного значения n с другими рассмотренными выше определениями подтверждает справедливость закона Блэккетта. Возможно, что формула (3.27) должна быть написана без β со знаменателем 2π .

Т а б л и ц а 6

n	k
0	1.00
1	0.65
3/2	0.52
2	0.40
2.5	0.28
3	0.20

§ 5. Выводы о структурах звезд

Наиболее надежные заключения о структурах звезд получаются исходя из теории пульсации Цефеид. Цефеиды, повидимому, имеют структуры, близкие к политропным класса $n = 3/2$, для которых $\rho_c = 6 \bar{\rho}$. Этот вывод подтверждается совокупностью других соображений, из которых каждое, взятое в отдельности, может вызывать большие сомнения. Однако знаменательно, что различные свойства звезд различных типов приводят приблизительно к одинаковым результатам. Вероятно, звезды действительно близки к однородности, имея концентрацию материи, аналогичную большим планетам — Юпитеру и Сатурну. Такое распределение материи, как видно из рассмотренной нами предельной конвективной модели, не может быть объяснено высокой концентрацией источников энергии и особым видом коэффициента поглощения. Причина этого заключается в том, что в уравнение механического равновесия B входит через r в степени $1/4$, и таким образом это уравнение мало чувствительно к изменениям параметров уравнения теплового равновесия, определяющего B . Поэтому характеристики M_x и x_0 , определяемые в основном характером функций ρ_1 , меняются мало при разных моделях. Следовательно, для получения наблюдаемой малой концентрации материи можно пытаться внести изменения не в уравнение теплового, а в уравнение механического равновесия. Политропная модель $n = 3/2$ отличается от рассмотренных моделей с различными типами источников энергии меньшим x_0 . Для уменьшения x_0 необходимо ускорить падение давления во внешних слоях звезды. Более быстрое падение давления получится, если внешние слои будут тяжелыми, т. е. при возрастании μ поверхности молекулярного веса μ . Такое объяснение находится в полном соответствии с нашим представлением о большом содержании водорода во внутренних слоях звезд. Если допустить, что средний молекулярный вес меняется в звезде от $\mu = \frac{1}{2}$

в центре до $\mu = 2$ во внешних слоях, то это сравнительно небольшое изменение молекулярного веса может оказаться достаточным.

Выясним влияние переменного μ при следующих упрощениях. Допустим, что μ зависит от температуры следующим образом:

$$\mu_1 = T_1^{-s}, \quad (3.28)$$

где s — некоторый положительный показатель. Возрастание к поверхности молекулярного веса должно вызвать возрастание коэффициента поглощения (переход от $\kappa = \kappa_T$ к $\kappa = \kappa_{ch}$). Но при источниках, быстро растущих к центру, величина $\frac{\kappa_1 L_x}{M_x}$ может оставаться постоянной. При этом знаменитом упрощении Эддингтона будем решать нашу задачу. Если $\frac{\kappa_1 L_x}{M_x} = \text{const} = 1$, то из уравнения (2.22а) следует, что

$$p_1 = B_1 = T_1^4 \quad (\lambda = 1). \quad (3.29)$$

Введем вместо T_1 характеристику

$$u_1 = \frac{T_1}{\mu_1} = T_1^{1+s} = \mu_1^{-\frac{1+s}{s}}. \quad (3.30)$$

С этой характеристикой уравнение идеальных газов будет иметь прежний вид: $p_1 = u_1 \rho_1$.

Согласно (3.29)

$$\rho_1 = u_1^{\frac{4}{1+s}}. \quad (3.31)$$

Показатель $\frac{4}{1+s}$ мы должны приравнять $n + 1$ в соответствии с формулой (2.7 а).

Таким образом,

$$\rho_1 = u_1^n; \quad n = \frac{3-s}{1+s}, \quad (3.32)$$

и функция u_1 будет определяться уравнением Эмдена класса n . Следовательно, для получения структуры $n = 3/2$ должно быть $s = 3/5$, т. е. сравнительно медленное увеличение молекулярного веса. При таком s , μ увеличивается в 4 раза на расстоянии x_1 от центра звезды, определяемом значениями

$$\mu_1 = \left(\frac{1}{4}\right)^{5/3} = 0.025; \quad T_1 = \left(\frac{1}{4}\right)^{3/5} = 0.10. \quad (3.33)$$

Для $x > x_1$ μ_1 должно оставаться постоянным, и равновесие звезды будет определяться обычными уравнениями. Однако при значениях (3.33) уже исчерпана основная масса звезды (см., например, табл. 4), и к политропной структуре $n = 3/2$ получатся сравнительно небольшие поправки. Действительно, из таблиц функции Эмдена при $n = 3/2$ видно, что $x_1 = 5.6$ и $M_{x_1} = 11.0$. Применяя теперь формулу (2.27а), находим $x_0 = 7.0$ вместо $x_0 = 6$ политропной структуры. Приведенный расчет показывает, что наблюдаемые звездные структуры* подтверждают полученный из анализа соотношения масса — яркость результат о большом содержании водорода внутри звезд. Однако следует иметь в виду, что содержание водорода во внешних слоях звезд на самом деле очень значительно. Поэтому во всей звезде $\mu < 2$ и вопрос об однородности звездных структур вряд ли исчерпывается приведенным здесь рассуждением.

Мы видели, что безразмерная масса M_{x_0} мало меняется для различных звездных моделей. Для политропных структур при $n = 3/2$ и $n = 2$ для

* Следует заметить, что учет переменности молекулярного веса не изменяет формул, определяющих период пульсации Цефеид. Переменность μ влияет на результат лишь изменением структуры звезды.

конвективных моделей и моделей, приведенных в табл. 2, получается приблизительно одинаковое значение. Поэтому с достаточной уверенностью можно принять $M_{x_0} = 11$. Что касается x_0 , то в соответствии с наблюдаемыми звездными структурами, повидимому, следует остановиться на значении $x_0 = 6$. Тогда $\bar{\rho}_c = 6.5 \bar{\rho}$. Для получения из наблюдаемой кривой масса

— яркость $x = x_1$ должно быть $\frac{\lambda L_{x_0}}{M_{x_0}^3} = 1.0 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, получается

$\lambda L_{x_0} = 1.5$. Теперь мы имеем возможность по формулам (2.28), (2.30) и (2.31) рассчитать физические условия внутри любой звезды. Произведем этот расчет для Солнца. Полагая $\mu_c = \frac{1}{2}$, находим

$$\left. \begin{aligned} \rho_c &= 9.2; & P_c &= 9.5 \cdot 10^{15} \\ \gamma_c &= 0.4 \cdot 10^{-3}; & B_c &= 3.8 \cdot 10^{12}; \\ T_c &= 6.3 \cdot 10^6 \text{ град.} \end{aligned} \right\} \quad (3.34)$$

Из этих данных наиболее надежно значение γ_c , поскольку оно зависит только от характеристики M_{x_0} . Столь низкая температура в центре Солнца — около шести миллионов градусов — получилась благодаря малым значениям μ_c и x_0 . При таких температурах вряд ли возможно объяснение происхождения звездной энергии термонуклеарными реакциями: эти реакции не смогут обеспечить необходимого выхода энергии.

Полученные результаты делают возможным дальнейшие исследования о внутреннем строении звезд. В частности, открывается путь физической интерпретации диаграммы Расселла—Гертцшпрунга, которая уже самым тесным образом связана с вопросом происхождения звездной энергии.

Л и т е р а т у р а

1. Bethe. Phys. Rev. **55**, 434, 1939.
2. K. Schwarzschild. Gött. Nachr., p. 41, 1906.
3. Schmidt. Der Massenaustausch in freier Luft. Hamburg, 1935.
4. E. A. Milne. M. N. **91**, 1930.
5. Kuiper. Ap. J. **87**, 209, 1938.
6. Паренаро. А. Ж. **23**, 1, 37, 1946.
7. S. Chandrasekhar. M. N. **95**, 3, 217, 1935.
8. Kuiper. Ap. J. **88**, 1938.
9. H. N. Russell a. Ch. E. Moore. The Masses of the Stars. Astroph. Mgr., 1946.
10. Trumpler. Publ. Astr. Soc. of Pacific, **47**, 254, 1935.
11. Паренаро. А. Ж. **14**, 1, 46, 1937.
12. Baize. Bull. Astr. **13**, 2, 1947.
13. A. S. Eddington. Int. Const. of the Stars, 153, 1926.
14. S. Chandrasekhar. An introduction to the study of Stellar Structure. Astroph. Mgr. 412, 1939.
15. A. S. Eddington. Int. Const. of the Stars, **135**, 1926.
16. B. Strömgren. Zs. f. Ap. **4**, 118, 1932; **7**, 222, 1933.
17. Cowling. M. N. **96**, 57, 1935.
18. Ledoux. Ap. J. **102**, 1945.
19. Паренаро. Курс звездной астрономии. 200, 1938.
20. W. Becker. Zs. f. Ap., **19**, 297, 1940.
21. A. S. Eddington. Int. Const. of the Stars, 191, 1926.
22. W. Luyten. M. N. **98**, 459, 1938.
23. Russell a. Dugan. M. N. **91**, 212, 1930.
24. Blackett. Nature, **159**, 658, 1947.

ОРБИТЫ КОМПОНЕНТОВ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ
HD 85217

Даниэль Поппер и Г. А. Шайн

На основании полученных в Симеизской и Иеркской обсерваториях наблюдений радиальных скоростей новой спектрально-двойной звезды HD 85217 были определены орбиты обоих ее компонентов. Окончательные элементы, полученные из вычислений по методу Леман — Филес для круговой и эллиптической орбиты, существенно одинаковы. Представление для круговой орбиты несколько лучше. Для эллиптической орбиты имеем: $P = 3.05459$, $V_0 = +17.4 \pm 0.6$ км/сек, $K_1 = 100.3 \pm 0.9$ км/сек, $K_2 = 105.4 \pm 1.0$ км/сек, $e = 0.014 \pm 0.003$, $\omega_1 = 0^\circ$, $\omega_2 = 180^\circ$, $T_0 = \text{J. D. } 2426435.252$, $a_1 \sin i = 4\,208\,000$ км, $a_2 \sin i = 4\,418\,000$ км, $m_1 \sin^3 i = 1.41$, $m_2 \sin^3 i = 1.34$.

Звезда HD 85217 ($\alpha = 9^h 45^m.3$, $\delta = +4^\circ 49'$, класс F5, виз. величина 6.24) была открыта в 1930 г. в Симеизе одним из авторов как новая спектрально-двойная звезда с раздваивающимися линиями (Труды Пулковской обсерватории, XLIII, 1933). В каталоге обсерватории Маунт Вилсон (Ap. J. 88, 41, 1938) для этой звезды дана постоянная скорость $+19.6 \pm 1.4$ (5 спектрограмм). Яркость, данная в НДС, кажется слишком высокой. В действительности яркость звезды около 6.5. Наблюдения охватывают период времени с 25 марта 1930 г. по 9 апреля 1937 г. в Симеизе и с 27 января по 21 апреля 1946 г. в Иеркской обсерватории. Для определения орбиты мы положили в основу все 62 спектрограммы с двойными линиями и 8 спектрограмм, когда линии обоих компонентов можно считать совпадающими.

В Иеркской обсерватории измерения производились на спектрокомпараторе относительно спектрограмм HD 85217 при фазе, когда линии были одиночны. Предварительно для этих спектрограмм было принято $V_0 = +16.0$ км/сек. Далее длины волн линий приспособлялись так, чтобы скорости по ним оказались в среднем согласующимися между собой. Обработка спектрограмм в Симеизе производилась по обычному способу.

Оба компонента имеют совершенно идентичный спектр класса F5. Повидимому, яркость компонентов также очень близка друг к другу. Линии можно считать достаточно резкими. Однако при раздвоении глубина линий оказывается очень малой, и число парных линий, которые могут быть измерены, невелико, а в случае недодержки очень мало. Полная амплитуда изменения скоростей несколько превышает 200 км, и при периоде в 3.05459 создается некоторая размытость линий и искажение скорости, в особенности для некоторых фаз, если экспозиция порядка 2 час. Экспозиция такого порядка нередко употреблялась в Симеизе. В Иерксе экспозиция была значительно короче, главным образом вследствие употребления более чувствительных пластинок. Кроме того, главное зеркало в Симеизе серебрилось один раз в год в мае и, следовательно,

спектрограммы HD 85217 получались при старом серебряном фильме, и это было причиной более длинных экспозиций. Некоторое число спектрограмм в Симеизе оказалось недостаточно додержанным, и это также имело своим результатом уменьшение точности наблюдаемых радиальных скоростей. В связи с этим мы получили большое значение для среднего отклонения одной спектрограммы для каждого из компонентов. Базируясь на $O - C$ из таблицы наблюдений для спектрограмм с двойными линиями, мы имеем для Иеркса ± 6.7 и ± 7.7 км/сек для I и II компонента, а для Симеиза ± 7.5 и ± 8.4 км/сек соответственно. Эти отклонения больше, чем можно было бы ожидать. Среднее алгебраическое значение для $O - C$ для Иеркса и для Симеиза соответственно равно $+1.3$ и -0.4 км/сек.

Определение периода оказалось затруднительным отчасти по той причине, что интенсивности парных линий одинаковы и, таким образом, компоненты неразличимы. Только благодаря большому интервалу времени, разбитому на отдельные промежутки, можно было получить вполне точное и однозначное значение периода без каких-либо альтернатив, $P = 3.05459$. В дальнейшем не было сделано попытки улучшить период путем введения этого значения P в решение по способу наименьших квадратов.

Точно так же при решении по способу наименьших квадратов даже для случая эллиптической орбиты не определялось значение поправки к времени прохождения через периастрий, так как при практически круговой орбите этот элемент не имеет существенного значения.

Ниже в таблице наблюдений (1) даны все существенные данные. Фазы отсчитаны от момента $T_0 = \text{JD } 2426435.252$. Веса для всех спектрограмм были приняты одинаковыми. Мы отбросили вовсе только те спектрограммы, где линии представляют собой бленды в соответствии со значением фазы. Значения $O - C$ для обоих компонентов получены из вычислений, базирующихся на элементах окончательной орбиты (круговой).

Т а б л и ц а 1

№	Эпоха		Юлианские дни	Фаза	Компонент I		Компонент II	
					Скорость км/сек.	$O - C$ км/сек.	Скорость км/сек.	$O - C$ км/сек.
1930			2 426					
1	Март	25 . . .	061.335	1.798	- 62	+ 5	+ 95	-11
2	Апрель	2 . . .	069.337	0.636	+ 16	-	-	-
3	»	4 . . .	071.301	2.600	+ 70	- 7	- 57	-12
4	»	8 . . .	075.322	0.512	+ 71	+ 5	- 45	-11
5	»	20 . . .	087.290	0.262	+103	- 1	- 78	- 4
6	Октябрь	26 . . .	306.631	2.727	+101	+ 5	- 73	- 7
7	»	30 . . .	310.637	0.623	+ 19	-	-	-
8	Декабрь	2 . . .	316.590	0.467	+ 81	+ 7	- 50	- 8
9	»	24 . . .	334.589	0.138	+122	+ 7	- 63	+22
1931								
10	Февраль	2 . . .	374.494	0.334	+113	+ 18	- 69	- 5
11	Март	9 . . .	410.377	2.617	+106	+ 26	- 62	-14
12	»	19 . . .	420.349	0.370	+107	+ 17	- 52	+ 6
13	»	21 . . .	422.322	2.343	+ 21	-	-	-
14	»	23 . . .	424.297	1.263	- 76	- 8	+ 96	-11
15	»	25 . . .	426.301	0.213	+101	- 8	- 82	- 3
16	Апрель	6 . . .	438.242	2.990	+116	- 2	- 75	+14
17	»	18 . . .	450.260	2.790	+116	+ 12	- 71	+ 3
18	»	20 . . .	452.244	1.719	- 85	- 10	+ 96	-18

Таблица 1 (окончание)

№	Эпоха	Юлианские дни	Фаза	Компонент I		Компонент II	
				Скорость км/сек.	O — C км/сек.	Скорость км/сек.	O — C км/сек.
1932							
19	Март 16	783.338	2.918	+110	— 5	— 80	+ 5
20	Апрель 1	799.331	0.583	+ 15	—	—	—
21	» 8	806.321	1.463	— 78	+ 3	+117	— 3
22	» 12	810.348	2.436	+ 27	—	—	—
23	» 13	811.290	0.323	+ 98	+ 2	— 62	+ 4
24	» 14	812.325	1.358	— 69	+ 7	+114	— 1
1933							
25	Март 16	2 427 148.332	1.360	— 82	— 6	+ 99	—17
1934							
26	Апрель 8	536.318	1.413	— 80	— 1	+113	— 6
27	» 18	546.267	2.199	+ 6	—	—	—
1935							
28	Апрель 12	2 427 905.277	0.767	+ 14	—	—	—
1937							
29	Март 22	2 428 615.307	2.133	0	—	—	—
30	Апрель 7	631.293	2.846	+100	— 10	— 74	+ 6
31	» 9	633.280	1.778	— 68	+ 1	+105	— 3
1946							
32	Январь 27	2 431 847.922	2.991	+107	— 11	— 88	+ 1
33	» 27	847.942	3.011	+106	— 12	—101	—12
34	» 29	849.913	1.928	— 56	— 6	+ 86	— 3
35	Февраль 1	852.769	1.729	— 73	0	+ 97	—16
36	» 1	852.812	1.772	— 74	— 5	+113	+ 3
37	» 2	853.728	2.688	+ 77	— 14	— 65	— 5
38	» 2	853.751	2.711	+ 92	— 2	— 62	0
39	Февраль 2	853.775	2.735	+ 97	0	— 66	0
40	» 2	853.824	2.784	+ 95	— 8	— 72	+ 1
41	» 2	853.857	2.817	+106	— 1	— 71	+ 6
42	» 2	853.888	2.848	+112	+ 2	— 82	— 2
43	» 28	879.659	1.127	— 60	— 9	+ 69	—20
44	» 28	879.831	1.299	— 72	— 1	+109	— 2
45	» 28	879.862	1.330	— 72	+ 2	+128	+15
46	Март 2	881.764	0.178	+106	— 6	— 81	+ 1
47	» 2	881.802	0.216	+ 98	—10	— 88	—10
48	» 2	881.842	0.256	+ 92	—12	— 80	— 6
49	» 3	882.753	1.167	— 60	— 3	+106	+11
50	» 3	882.831	1.245	— 64	+ 2	+104	— 1
51	» 23	902.674	2.761	+105	+ 4	— 62	+ 7
52	» 23	902.704	2.791	+104	0	— 64	+10
53	» 25	904.567	1.599	— 91	—10	+110	—10
54	» 25	904.609	1.641	— 90	—10	+116	— 3
55	» 25	904.652	1.684	— 74	+ 2	+112	— 4
56	» 25	904.790	1.822	— 69	— 5	+104	0
57	» 26	905.656	2.688	+ 94	+ 3	— 56	+ 3
58	» 28	907.700	1.678	— 63	+14	+139	+22
59	» 28	907.729	1.707	— 54	+21	+109	— 5
60	» 29	908.768	2.746	+108	+ 9	— 55	+12
61	» 31	910.649	1.572	— 77	+ 4	+126	+ 5
62	» 31	910.688	1.611	— 72	+ 8	+134	+14
63	» 31	910.765	1.688	— 80	— 3	+117	0
64	Апрель 17	927.620	0.215	+122	+13	— 87	— 8
65	» 17	927.692	0.287	+109	+ 8	— 62	+ 8
66	» 17	927.724	0.319	+102	+ 5	— 65	0
67	» 21	931.601	1.141	— 49	+ 3	+ 94	+ 2
68	» 21	931.634	1.174	— 46	+11	+128	+32
69	» 21	931.670	1.210	— 52	+10	+127	+25
70	» 21	931.709	1.249	— 54	+13	+121	+15

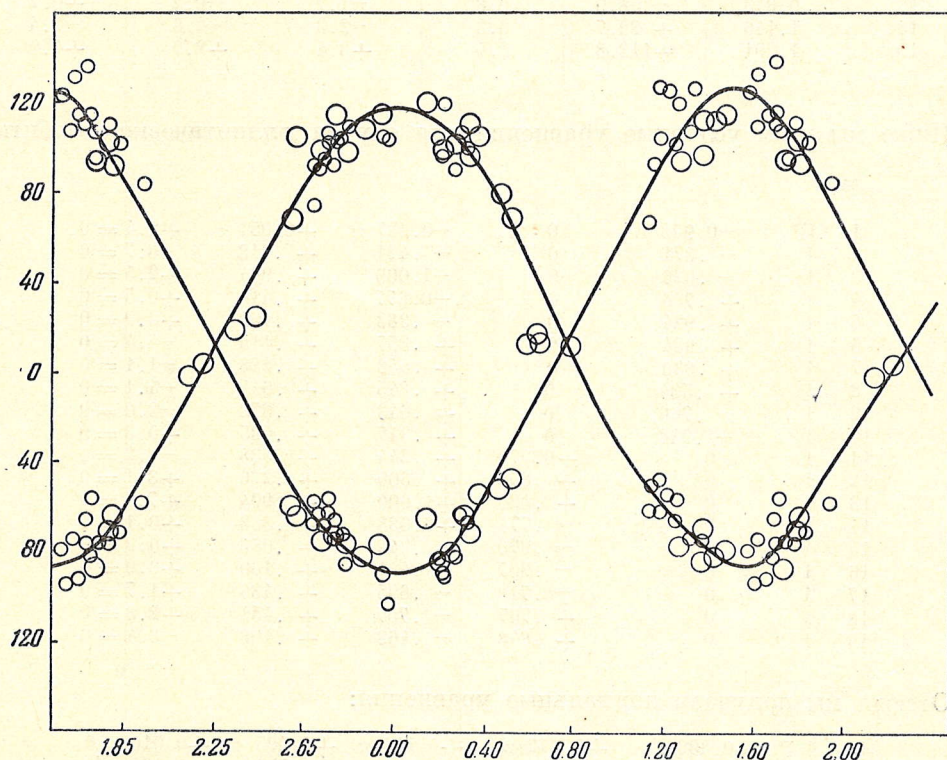
Индивидуальные наблюдения представлены на фиг. 1, причем малые кружки относятся к иеркским, а большие — к симеизским наблюдениям. Наблюдения были разбиты по фазам на 19 групп. Эта разбивка наблюдений не была совершенно одинаковой для обоих компонентов, и поэтому имеется иногда небольшое различие в среднем значении фазы. В таблице нормальных мест (2) 10 первых строк относятся к компоненту I, 9 следующих строк — к компоненту II. Из нормальных мест, основанных на спектрограммах с одиночными линиями, в решение вошло только одно более уверенное место, которое с одинаковым весом было отнесено к каждому компоненту. В четвертом столбце таблицы нормальных мест даны веса, которые приблизительно пропорциональны числу спектрограмм для каждого нормального места.

Для предварительной круговой орбиты мы получили следующие значения элементов:

$$\begin{aligned} P &= 3.05459 \\ V_0 &= +18.5 \text{ км/сек} \\ K_1 &= 100.0 \text{ »} \\ K_2 &= 104.0 \text{ »} \\ T_0 &= 2426435.252 \end{aligned}$$

По способу наименьших квадратов была вычислена с учетом весов круговая и эллиптическая орбиты. Для однородности были введены новые переменные в условное уравнение вида:

$$d \frac{d\xi}{dt} = \Gamma + \cos u \cdot x_1 + \cos u \cdot x_2 + \sin u \cdot \pi + \alpha \sin u \cdot \tau,$$



Фиг. 1. Кривая скоростей компонент спектрально-двойной звезды N. D. 85217 (индивидуальные наблюдения).

Малые кружки — Иеркская обсерватория, большие кружки — Симеизская.

где

$$\begin{aligned}\Gamma &= dV_0 + e \cos \omega \cdot dK + K \cos \omega \cdot de - Ke \sin \omega d\omega_1, \\ \kappa_1 &= dK_1, \quad \kappa_2 = dK_2, \quad \pi = -K \cdot d\omega, \quad \tau = -K \frac{2 \cdot 21}{1 - e^2} \cdot de, \\ \alpha &= 0.452 \sin v (2 + e \cos v), \quad u = v + \omega.\end{aligned}$$

Нормальные места

Таблица 2

№	Средняя фаза	Средняя скорость км/сек	Всё	О — С		
				Предвар. круговая км/сек	Окончат. круговая км/сек	Окончат. эллиптич. км/сек
1	1.644	— 81.1	1.0	—2.4	—1.6	—2.4
2	1.777	— 64.9	0.8	+3.7	+4.5	+4.1
3	2.278	+ 13.4	0.5	—2.5	—1.9	—0.5
4	2.693	+ 91.6	0.8	—0.5	0.0	—0.2
5	2.864	+108.0	1.0	—2.9	—2.5	—3.3
6	0.177	+116.3	1.0	+4.4	+4.8	+4.3
7	0.288	+102.6	1.0	+1.1	+1.5	+1.7
8	0.490	+ 76.0	0.2	+4.1	+4.6	+6.0
9	1.188	— 55.1	0.8	+3.0	+3.8	+4.3
10	1.355	— 75.6	0.8	—0.3	+0.5	+0.2
11	1.647	+121.6	1.0	+2.3	+1.7	+3.4
12	1.782	+100.5	0.8	—8.1	—8.5	—7.2
13	2.278	+ 13.4	0.5	—7.8	—7.2	—7.9
14	2.721	— 65.1	1.0	—3.1	—1.6	—0.4
15	2.936	— 83.3	0.5	—0.9	+0.9	+2.9
16	0.211	— 79.7	0.8	—3.9	—2.2	—0.7
17	0.373	— 58.0	0.8	—1.7	—0.2	+0.2
18	1.146	+ 89.7	0.3	—2.3	—2.6	—2.4
19	1.291	+113.8	1.0	+3.4	+2.9	+4.0

Ниже мы даем условные уравнения для случая эллиптической орбиты

№

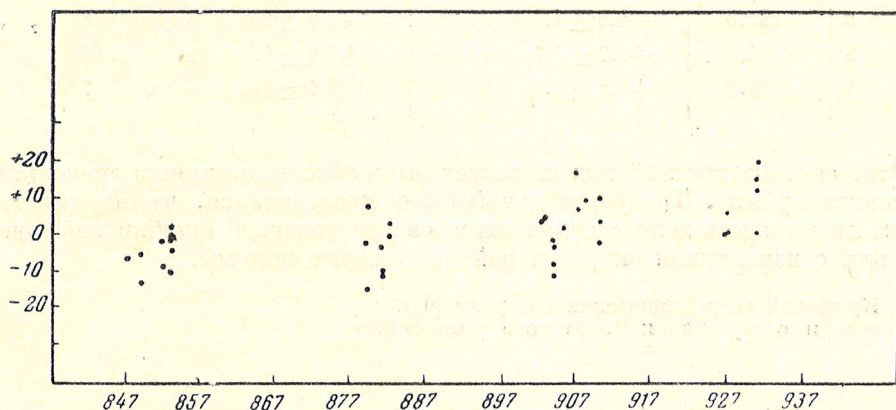
1	1Г	—0.973	K_1	0 · K_2	—0.237	π	+0.051	τ	+2.4 = 0
2	1	— .871	0	— .491	+	.218	+	.218	—3.7 = 0
3	1	— .026	0	—1.000	+	.904	+	.904	+2.5 = 0
4	1	+ .736	0	—0.677	+	.414	+	.414	+0.5 = 0
5	1	+ .924	0	— .383	+	.133	+	.133	+2.9 = 0
6	1	+ .934	0	+	.357	+	.115	+	—4.4 = 0
7	1	+ .830	0	+	.558	+	.288	+	—1.1 = 0
8	1	+ .534	0	+	.845	+	.645	+	—4.1 = 0
9	1	— .766	0	+	.643	+	.373	+	—3.0 = 0
10	1	— .938	0	+	.347	+	.085	+	+0.3 = 0
11	1	0	+0.970	+	.244	+	.538	+	—2.2 = 0
12	1	0	+ .866	+	.500	+	.226	+	+8.1 = 0
13	1	0	+ .026	+1.000	+	.904	+	.904	+7.8 = 0
14	1	0	— .774	+0.633	+	.363	+	.363	+3.1 = 0
15	1	0	— .970	+	.242	+	.053	+	+0.9 = 0
16	1	0	— .907	— .421	+	.160	+	.160	+3.9 = 0
17	1	0	— .719	— .695	+	.436	+	.436	+1.7 = 0
18	1	0	+ .707	— .707	+	.451	+	.451	+2.3 = 0
19	1	0	+ .848	— .468	+	.198	+	.198	—3.4 = 0

Отсюда мы получаем нормальные уравнения:

$$\begin{aligned}+14.6 \Gamma &+ 0.339 \kappa_1 &+ 0.212 \kappa_2 &+ 0.146 \pi &+ 4.395 \tau &+ 9.010 = 0 \\ &+ 5.631 &0 &+ 0.066 &+ 0.289 &— 0.660 = 0 \\ &&+ 4.614 &+ 0.131 &— 0.288 &— 5.582 = 0 \\ &&&+ 4.358 &+ 0.126 &+ 1.436 = 0 \\ &&&&+ 2.042 &+ 4.672 = 0\end{aligned}$$

Ниже сопоставлены значения полученных при решении нормальных уравнений поправок для случая круговой и эллиптической орбиты.

Круговая	Эллиптическая
$\Delta V_0 = -0.6$	$\Delta V_0 = -1.1$
$\Delta K_1 = +0.2$	$\Delta K_1 = +0.3$
$\Delta K_2 = +1.2$	$\Delta K_2 = +1.4$
	$\Delta i = +0.014$
	$\Delta \omega = +0^\circ.3$



Фиг. 2. Отклонения $O - C$ для индивидуальных наблюдений

Отсюда получаем окончательные значения элементов и их вероятные ошибки.

Круговая	Эллиптическая
$P = 3.05459$	$P = 3.05459$
$V_0 = +17.9 \pm 0.6$	$V_0 = +17.4 \pm 0.9$ км/сек
$K_1 = 100.2 \pm 0.9$	$K_1 = 100.3 \pm 0.9$ »
$K_2 = 105.2 \pm 1.0$	$K_2 = 105.4 \pm 0.9$ »
	$e = 0.014 \pm 0.003$ »
	$\omega_1 = 0^\circ \pm 0^\circ.2 ?$
	$\omega_2 = 180^\circ \pm 0^\circ.2 ?$

	Круговая	Эллиптическая
T_0	2426435.252	2426435.252
$a_1 \sin i$	4209000	4208000
$a_2 \sin i$	4219000	4418000
$m_1 \sin^3 i$	1.41	1.41
$m_2 \sin^3 i$	1.34	1.34

При решении нормальных уравнений по способу наименьших квадратов величина $\Sigma r_{\text{рез}}$ уменьшилась с 185.4 до 159.2 и 181.4 для случая круговой и эллиптической орбит. Хотя это говорит в пользу круговой орбиты, но думается, что оба результата по существу равноправны.

Заслуживает внимания то обстоятельство, что значения $O - C$ для индивидуальных наблюдений Иеркской обсерватории обнаруживают систематический ход с эпохой. Эти значения $O - C$, средние для $(I+II)/2$ нанесены на фиг. 2. Симеизские наблюдения (23 значения $O - C$ для компонентов I и II) разбросаны на длинный промежуток времени (8 лет), и для них такой ход не мог бы быть выявлен, даже если бы последний

был реален. Иеркские наблюдения (39 значений $O - C$ для компонентов I и II) расположены очень компактно в четырех группах и охватывают всего лишь 85 дней.

Ниже даны средние значения $O - C$ вместе с вероятными ошибками для каждой из четырех групп для компонентов I и II в отдельности.

	Средняя эпоха 2426	I $O - C$	II $O - C$	n
1	852.4	-5.2 ± 1.1 км/сек	-2.5 ± 1.3 км/сек	11
2	881.3	-4.6 ± 1.3 »	-1.5 ± 2.6 »	8
3	906.6	$+2.7 \pm 1.7$ »	$+3.9 \pm 1.7$ »	13
4	929.9	$+9.0 \pm 1.0$ »	$+10.6 \pm 3.6$ »	7

Этот систематический ход не может быть обязан неверным значениям элементов орбиты. Требуется дальнейшее исследование, чтобы видеть, имеем ли мы здесь дело с изменением систематической ошибки наблюдений или с изменением скорости центра тяжести системы.

Крымская астрофизическая обсерватория.
Иеркская обсерватория Чикагского университета.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД

В. Ф. Газе и Г. А. Шайн

В участках спектра, свободных от молекулярных полос, интенсивность одних и тех же атомных линий в спектрах холодных звезд углеродной и кислородной ветви (K5 — M5) за малым исключением одинакова. Последнее справедливо даже в отношении некоторых линий Fe I, Cr I, Mn I и др., потенциал возбуждения которых лежит в пределах 2.0—3.0. Заслуживает внимания более или менее одинаковая интенсивность одних и тех же линий Ti I в спектрах звезд N и K5 — M5, несмотря на образование в последних молекул TiO. Наибольшим различием в отношении атомного спектра между K5 — M5 и N является отсутствие в последних линий поглощения водорода. Рассмотрен вопрос об относительном обилии атомов Na в холодных звездах углеродной и кислородной ветвей.

Значительное число идентифицированных и неидентифицированных молекулярных полос обнаружено на участке 4300—6580 Å, главным образом в визуальной области спектра. Измерено не менее 31 Swanовой полосы C₂, 12 полос фиолетовой системы CN и одна полоса CH. В спектрах углеродных звезд впервые обнаружены главные полосы MgH. Наличие CaH и CaCl представляется вероятным. Впервые измерены и идентифицированы не менее 56 голов красной системы CN. Обнаружено 27 достоверных, 20 вероятных и 25 возможных молекулярных полос, идентификация для которых не дается здесь, хотя часть из них вероятно обязана C¹³N¹⁴ (табл. 3, 4, 5).

Отмечено 23 отдельных более или менее широких участка непрерывных поглощений, являющихся характерной особенностью спектра углеродных звезд.

ВСТУПЛЕНИЕ

Изучение спектров звезд кислородной и углеродной ветви идет очень неравномерно, в частности в отношении длин волн линий и полос и их идентификации. В то время как в последние 10 лет опубликованы подробные списки линий и полос в спектрах звезд классов B — M, полученных иногда с очень большой дисперсией, мы до сих пор собственно не имеем сколько-нибудь подробных списков линий и полос в спектрах углеродных звезд. Список, опубликованный Йерской обсерваторией, очень стар и охватывает довольно ограниченную область спектра [1]. В работах различных авторов по углеродным звездам по существу и не ставилась задача давать подробные списки линий и полос. Между тем потребность в таком списке имеется. Прежде всего бросается в глаза то обстоятельство, что спектры звезд класса N довольно сходны со спектрами звезд классов K — M в участке 4200—4600 и очень различны в других участках спектра. В области более коротких волн чем 4200 различие вероятно объяснено, с одной стороны, наличием значительного числа полос известных и неизвестных молекул, а с другой, эффекту физического экранирования. Последнее является причиной очень больших аномалий в интенсивностях линий, даже таких, как Fe I, Ca II и др. [2].

Но особенно сильное различие имеет место в визуальной области спектра. Более того, визуальная область спектров N и K — M настолько различна, что в них остается очень мало общих деталей. В звездах класса N в визуальной области спектра известно некоторое число полос, отождествляемых с молекулой C_2 . Вообще существует мнение, что в этой области спектра имеется большое число полос, обязанных CN. Из опубликованных Меррилом [Merrill] фотографий спектров звезд углеродной ветви и лабораторного спектра CN в инфракрасной области совершенно очевидно, что большинство деталей здесь обязано CN и может быть другим углеродным соединениям [3]. То же вероятно имеет место и для красной области спектра [4].

Однако за малым исключением отождествления не были сделаны. Последнее стало возможно лишь сравнительно недавно после опубликования лабораторных данных. Нам только известно из краткого отчета, что Ференбах и Доден [C. Fehrenbach, A. Daudin] занимаются отождествлением полос последовательностей + 3, + 4, + 5 красной системы CN [5].

Центр тяжести настоящей работы лежит в измерении значительного числа деталей. В области 4300—6580 мы могли уверенно отождествить 31 полосу Свановой системы C_2 , 12 полос фиолетовой системы CN, 56 голов красной системы CN и несколько полос MgH. Имеются подозреваемые отождествления и с другими молекулами. Кроме того, мы обнаружили 72 неизвестные молекулярные полосы, из которых мы считаем: 27 несомненными, 20 вероятными и 25 возможными.

Отождествление полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ для красной системы будет сделано во второй части этой работы. Чтобы выполнить последнюю задачу, имеющую большое принципиальное значение, необходимо иметь самый подробный список всех деталей в спектре этих звезд. В частности, известное осложнение связано с тем, что каждая из полос доминирующей молекулы $C^{13}N^{14}$, а также $C^{13}N^{14}$, состоит из четырех ветвей: $^sR_{21}$, R_2 , R_1 и Q_1 .

Представляет также интерес сравнение атомных линий или блендов таких элементов, как Fe I, Cr I, Mn I, Ti I и других, которые являются общими в спектрах звезд углеродной и кислородной ветвей. В частности, это относится к Ti I, часть которого в звездах кислородной ветви уходит на образование молекулы TiO.

Детальное отождествление линий и блендов в визуальной области спектра звезд N позволяет в известной степени получить представление об атомном спектре звезд M, который крайне замаскирован по причине господства в этой области спектра очень многочисленных сильных и широких полос TiO. Последнее справедливо в том случае, если будет доказано, что в областях спектра, свободных от молекулярных полос, интенсивность линий металлов одинакова в спектрах кислородной и углеродной ветвей. Например, интересно знать, каков собственно в действительности дублет натрия, кажущийся очень слабым в спектрах холодных звезд M. Наконец, такой список линий и полос в спектрах звезд N, полученный хотя бы при малой или умеренной дисперсии, вероятно будет полезен как некоторый справочник при проведении ряда исследований, касающихся физической природы этих звезд.

Может возникнуть сомнение, насколько такой список, основанный на малой дисперсии, имеет смысл. Действительно, почти все атомные линии являются блендами. Правда, в этих блендах часто только 1—3 компонента являются главными. Что же касается молекулярных полос, то малая дисперсия в некоторых случаях имеет даже некоторое преимущество. Для доминирующих в спектре полос CN, как состоящих из четырех голов $^sR_{21}$, R_2 , R_1 и Q_1 , отделенных достаточно значительным взаим-

ным расстоянием, наша дисперсия является допустимой (36 Å/mm и 150 Å/mm около H_γ и H_α соответственно).

Список линий и полос, данный в основной таблице 7, получен на основании измерений спектрограмм звезд класса N, полученных в довоенные годы в Симеизе на 40" рефлекторе.

Было измерено всего 23 спектрограммы, список которых дан в табл. 1. Спектральный класс дан по старой и по новой классификации (Кинан и Морган) (Keenan and W. Morgan) [6].

Таблица 1

Звезда	Дата	Область спектра	Звезда	Дата	Область спектра
19 Piscium N0, C6 ₂	1936 Август 16	5383—6065	U Hydrae N2, C7 ₃	1936 Апрель 23	4496—4920
	1937 Октябрь 18	4871—5634		» 28	5633—6032
	1937 Октябрь 24	4435—4871		Май 9	4496—4960
	1940 Август 14	4318—5014	V Coronae Bor. N2, C6 ₃	» 9	5638—6496
	1940 Сентябрь 7	4030—5396		1935 Июль 27	5670—6563
	1940 Сентябрь 10	4496—6496		1940 Август 17	6074—6563
H. D. 92839 (318 Birmingham) N0, C6 ₃	1940 Июль 4	5173—6496	UU Aurigae N3, C5 ₃	1940 Сентябрь 7	4496—4856
	» 9	4496—4941		Сентябрь 7	5173—6514
	» 18	5173—6496	Y Canum Ven. N3, C5 ₄	1941 Апрель 24	5167—6541
	» 18	4553—4856		» 27	5167—6472
RS Cygni N0pe, C8 ₂	1940 Июль 21	5173—6496	RY Draconis N4p, C4 ₄	Июнь 17	4736—4969
	» 27	5173—6496		1940 Июль 21	5167—6357
WZ Cassiopeiae N1p, C9 ₁	1940 Август 5	5394—6496		Июнь 27	5167—6465
	» 27	5233—6496			

Лучевая скорость для 19 Piscium была взята из Каталога Мура, для остальных звезд — из списка Сэнфорда (R. Sanford) [4].

Средняя ошибка измерения резких линий в спектре 19 Piscium в области 4500—5200 равна ± 0.09 Å. В визуальной части, где спектр состоит почти исключительно из широких бленд и молекулярных полос, точность измерения значительно ниже. Для сильных линий средняя ошибка составляет ± 0.22 Å для середины детали и ± 0.26 Å для краев; аналогичные величины для слабых линий ± 0.27 и ± 0.28 . Эти числа, вероятно, несколько ниже реальной точности измерений, так как они были выведены из измерений всех звезд и могут быть искажены ошибками лучевых скоростей.

Систематическая ошибка для визуальной области была выведена из измерений 6 звезд по наблюдениям 1929—1941 гг. Она оказалась равной —0.18 Å, —0.19 Å и —0.22 Å соответственно для областей: 4859—5383, 5383—6065 и около H_α .

Была произведена также оценка систематической разности между нашими длинами волн и измерениями Хэла, Эллермана и Паркхерста (Hale, Ellerman, Parkhurst) [1]. Средняя разность в смысле Симеиз — Иеркс в области 5167—5850 оказалась равной для середины линий —0.31 Å и для краев —0.1 Å.

При измерениях производилась также оценка интенсивности линий в произвольной десятибалльной шкале; оценка 1 означает очень слабые,

эле заметные линии, 2 — слабые, 3—4 — умеренные, 5—6 — довольно сильные, 7—8 — сильные и 9—10 — очень сильные линии.

Предел видимости линий на наших спектрограммах приблизительно соответствует следующим оценкам в других принятых шкалах:

Область	Роуланд, Солнце	Геккер, α Bootis [7]	Дэвис, α Scorpii [8]
4000—5000	4	}	}
5000—5900	5		
5900	6 или 7		

Фактически при отождествлении мы принимали во внимание линии со значительно меньшими оценками (до 2 по шкале Роуланда), так как они могут участвовать в блендах или быть усиленными в звездах N.

Сравнение нашей шкалы с измерениями полного поглощения Теккереем (A. Thackeray) [9] для 18 линий Fe I, Na I, Mg I в визуальной части спектра показывает, что наш нижний предел видимости линий соответствует 0.15 A полного поглощения.

Спектр 19 Piscium во всей измеренной области был сопоставлен на спектрокомпараторе со спектрами α Bootis и α Orionis с той же дисперсией для выяснения отличий в интенсивностях линий в звездах N от K и M. Отдельные участки спектра сравнивались также с α Ceti, α Herculis, γ Cygni и звездами S — R Andromedae, R Geminorum.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ И ВСТРЕЧАЕМОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ

Эта задача весьма осложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, при дисперсии, которую мы употребляли, линии за небольшим исключением являются блендами. Правда, в большом числе случаев в этой бленде один, два или три компонента являются главными. Мы считали возможным идентифицировать наблюдаемые детали лишь путем сравнения на спектрокомпараторе спектрограмм звезд класса N и K — M. Как будет показано дальше, в свободных от молекулярных полос участках спектра звезд поздних классов K и M и углеродных звезд N интенсивности металлических и других линий за некоторыми исключениями довольно близки друг к другу. Повидимому, это отчасти связано с тем, что в пределах температуры, скажем, 3400—2700°, интенсивность многих атомных линий меняется мало. Это дает основание принять, что и бленды в значительном числе случаев будут более или менее одинаковы в звездах M и N. Мы полагаем, что если для тех или других линий имеются заметные реальные различия, то они выявятся при таких относительных оценках интенсивности. Этим обуславливается известная ценность относительных оценок яркости линий или бленд при сравнении спектров звезд M и N даже в случае умеренной и малой дисперсии. Другая трудность в идентификации линий при решении вопроса о встречаемости различных элементов заключается в эффекте физического экранирования в тех участках спектра, где имеются либо молекулярные полосы, либо вообще непрерывные поглощения. В этом случае интенсивность линий может настолько уменьшиться, что идентификация делается затруднительной вследствие больших аномалий в интенсивности. Так, например, как это следует из цитируемой выше работы [2], сильные линии Fe I 4045, 4063, 4073 в некоторых звездах N делаются едва видимыми. Базируясь на данных табл. 7 и сделанных оценках интенсивности бленд или линий

по отношению к звездам класса М и К, мы можем получить известное представление о встречаемости различных элементов, главным образом сравнительно с тем, что имеет место в спектрах звезд М — К. Так как слабые линии при нашей дисперсии делаются видимыми только тогда, когда эквивалентная ширина превосходит 0.1 Å даже в области около 5000, то мы не можем претендовать на то, чтобы дать список встречаемых элементов. Тем не менее известный интерес имеют данные о некоторых элементах, представленных более сильными линиями или интересных в том или ином отношении.

Н. Линии поглощения отсутствуют. В звездах Ne водород встречается в эмиссии. При переходе от 6000° к 3000° и 2700° больцмановский фактор уменьшается в 10^8 и 10^{10} соответственно. В гигантах М5 (T около 3000°) водородные линии еще довольно сильные. Является ли отсутствие водородных линий в N аномалией? Принимая во внимание, что водородные линии отсутствуют в звездах N даже постоянной или почти постоянной яркости (как, например, в 19 Piscium), температура которых может быть немногим ниже 3000°, можно думать, что звезды N в отношении интенсивности линий H аномальны, если считать звезды М5 нормальными в отношении водорода. Напротив, если считать, что гиганты М аномальны в отношении большой силы водородных линий, то звезды N являются, может быть, нормальными. Во всяком случае, при $T = 2700^\circ$ для Me водородные линии не видны.

Небезынтересно отметить, что углеродная звезда R Cor. Bor. класса G0 имеет очень малое процентное содержание водорода.

Необходимо отметить, что полосы гидридов углерода и магния CN и MgH в спектрах звезд N повидимому сильнее чем в М.

Na I. Для ряда указанных ниже звезд N мы определили из спектрофотометрических измерений дублета $D_1 + D_2$ эквивалентную ширину W .

V Coronae Borealis	17.5 Å
318 Birmingham	20.0
UU Aurigae	22
RS Cygni	31.7
WZ Cassiopeiae	56.5

Это можно сравнить с эквивалентной шириной $D_1 + D_2$ в спектрах звезд класса К — М, где она достигает 1—3 Å.

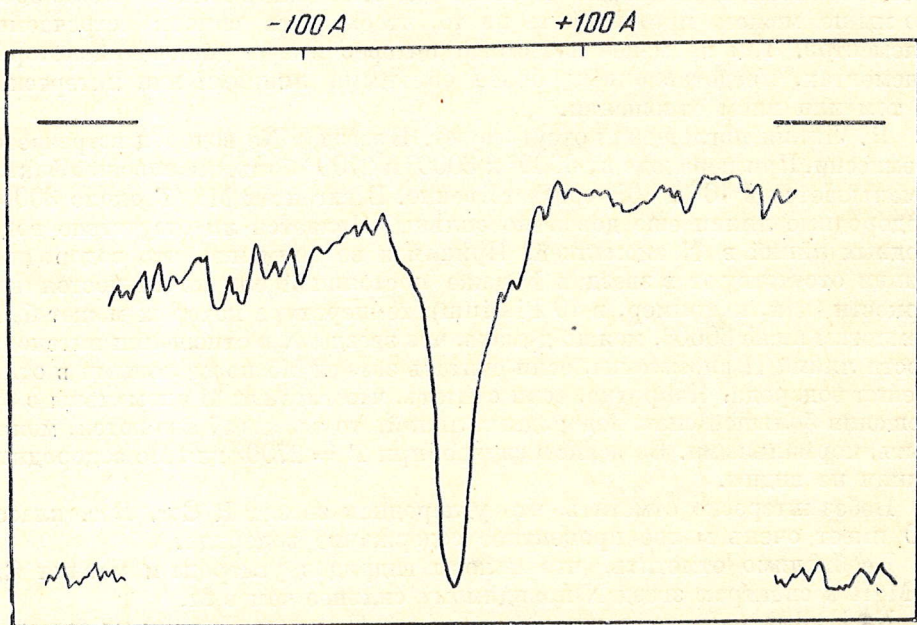
Ниже на фиг. 1 и 2 мы даем микрофотограммы для WZ Cass. и V Cor. Bor.

Резонансные линии Na I в некоторых звездах N являются наиболее интенсивными из всех атомных линий в спектрах любых классов, включая даже линии Ca II и H. Возникает вопрос: что является аномалией — большая ли интенсивность линии Na I в звездах N или малая интенсивность этих линий в звездах М? Основываясь на формуле Саха или на более рафинированной теории, можно вычислить увеличение числа нейтральных атомов при переходе от 5600 к 3000°. Если считать, что полное число атомов над $1 \text{ см}^2 NH$ остается постоянным в последовательности гигантов в пределах 5600—3000°, а $\log P_e$ равен 1.0 и —0.5 для T , равной 5600 и 3000° (Унзольд, рис. 84) [10], то процент нейтральных атомов Na будет соответственно 0.05 и 44, т. е. возрастание близко к 10^3 . Если взять NH меняющимся согласно Унзольду (рис. 83), то увеличение будет еще большим чем 10^3 . Если P_e считать не уменьшающимся (согласно Унзольду), а постоянным, например $\log P_e = 1$ (или 10^{-5} атм.), то возрастание будет еще большим. Следовательно, при всех резонно приемлемых допущениях число нейтральных атомов натрия при переходе от 5600 к 3000° возрастает вероятно не менее чем в 10^3 раз.

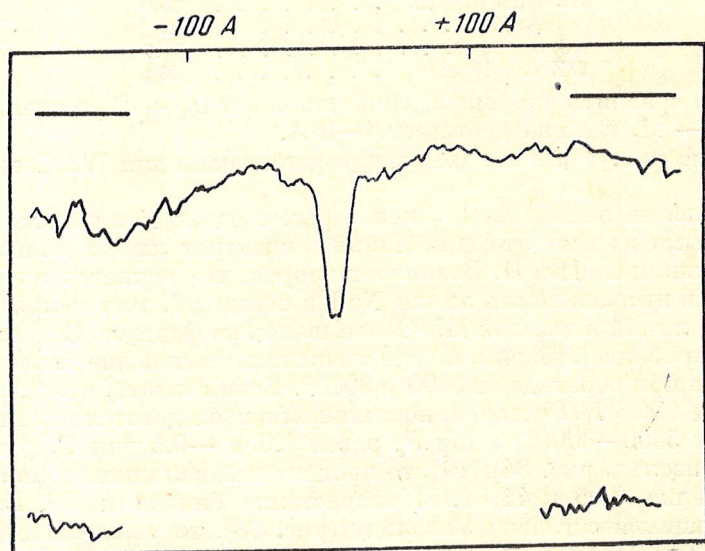
Исходя из того, что эквивалентная ширина W линий D_1 и D_2 в спектре звезд G0 равна около 0.8 Å и что для $W > 1$ линии лежат на той части

кривой роста, где $W/\lambda \propto \sqrt{Nf}$, мы должны иметь W для 3000° порядка 20 А или даже больше.

В свете этих вычислений аномалией представляется не большая интенсивность натриевых линий в спектрах звезд N, а малая интенсивность



Фиг. 1. Микрофотограмма спектра WZ Cassiopeiae для области линий Na I D₁ и D₂



Фиг. 2. Микрофотограмма спектра V Coronae Borealis для области линий Na I D₁ и D₂

в звездах K — M (1—3 А). Однако вычислительный результат по ряду причин нельзя считать очень надежным. И вопрос об общей прозрачности атмосферы и вопрос о кривой роста не являются столь ясными.

Вопрос об ожидаемой интенсивности линий $D_1 + D_2$ можно рассмотреть также с точки зрения аналогии между поведением резонансных линий нейтрального натрия и кальция. Известно, что в звездах кислородной ветви Na вероятно несколько более обилен чем Ca. Из наблюдений известно, что в звездах M для $T = 3000^\circ$ W для 4227 близко к 5A. Известно также, что W для α Ceti в Max. ($T = 2700^\circ$) близко к 7A, а в Min. ($T = 1800^\circ$) — к 20—25A. Значение W для 4227 в звездах N, повидимому, также порядка 5—7A, но, может быть, здесь уже сказывается влияние известного непрерывного поглощения в звездах N. Учитывая значение силы осцилляторов для линий Ca I 4227 и $D_1 + D_2$, а также различие в потенциалах ионизации для Ca I (6.1) и Na I (5.1), мы можем думать, что для объяснения наблюдаемых значений W в звездах N необходимо принять более низкую температуру, чем 3000° , скажем, 2500° и, может быть, ниже, либо принять температуру только несколько ниже 3000° , но при допущении, что обилие Na в звездах N много больше чем в звездах кислородной ветви. Что зависимость W для Na I в звездах от температуры очень значительна, видно из того, что в спектре U Cygni при переходе к Min., повидимому, имеет место большое увеличение W. Необходимо учесть, что вопрос об относительных и абсолютных интенсивностях резонансных линий Na I и Ca I в звездах N и M еще серьезно осложняется влиянием общей непрозрачности атмосферы для определенных участков спектра. Сильное ослабление натриевых линий в звездах M несомненно обязано полосам TiO. В спектрах углеродных звезд (N и R) наблюдается большее или меньшее непрерывное поглощение на участке 5750—6050, обязанное, вероятно, CN, C_2 и, возможно, другим молекулам. Это поглощение, которое значительно меняется от звезды к звезде, может быть, отчасти и является причиной значительных различий в W для индивидуальных звезд N. Все же главной причиной различия в W, вероятно, является различие в температуре и, может быть, в обилии натрия. Сами же большие интенсивности линий $D_1 + D_2$, исключая WZ Cass. и подобные звезды, нельзя считать, вероятно, большой аномалией. Нерезонансные линии Na I с потенциалом возбуждения около 2.1 встречаются в блендах, и мы не знаем, какова их действительная интенсивность. Во всяком случае ничто не указывает на то, что эти линии во много раз интенсивнее чем в M.

Mg I. Линии зеленого триплета Mg I в звездах N, повидимому, немного слабее чем в K — M, а низко-температурная интеркомбинационная линия 4571 немного сильнее. Две из трех линий зеленого триплета блендируются с полосами, и какого-либо вывода об их относительной интенсивности сделать нельзя.

Ca I. Резонансная линия 4227 в звездах N и M5 почти одинакова. В N возможно некоторое ослабление за счет непрерывного поглощения.

Ca II. Выглядят, как довольно тонкие (1) линии на фоне непрерывного поглощения [2].

Sr I. Резонансная линия блендируется с полосой CN (0.2). Повидимому, не сильнее, чем в M5.

Sr II. Обе резонансные линии 4078 и 4216, повидимому, мало отличаются в звездах N и M. Достоин внимания, что 4077, находясь на фоне значительного непрерывного поглощения, повидимому, значительно меньше ослаблена, чем соседние линии Fe I 4072, 4064, 4046.

Ba I. Ничего нельзя сказать об интенсивности резонансной линии 5535, которая должна блендироваться с сильными полосами C_2 .

Ba II. Резонансная линия 4554 заметно сильнее в N чем в M. Хотя она блендируется с CN (2.4), но, несомненно, довольно сильна. Другая резонансная линия 4934 также несколько сильнее в N, но она блендируется с одной или двумя молекулярными полосами.

Ti I. Сравнение большого числа линий Ti I и blends (в которых главную роль играет Ti I) в участках спектра звезд N и K — M не обнаруживает заметного различия в их интенсивности. На фиг. 3 сопоставлены интенсивности таких линий или blends в спектрах 19 Pisc. и α Orionis. Этот результат интересно рассмотреть в связи с тем, что в звездах M часть атомов Ti I идет на образование молекул TiO. Исходя из общего уравнения для диссоциации двухатомных молекул и принятых значений для обилия кислорода и водорода в звездах кислородной ветви, можно, согласно Расселлу (Russell) [41], получить с некоторым приближением отношение парциальных давлений для атомов и соответствующего окисла в следующем виде:

$$\log \frac{p(\text{TiO})}{p(\text{Ti})} = -2 + \frac{5040}{T} (D - 5),$$

где D — потенциал диссоциации.

Если интенсивность линий Ti заметно уменьшена благодаря образованию TiO, то можно считать, скажем, $p(\text{TiO}) > 3p(\text{Ti})$ или даже $p(\text{TiO}) \gg 3p(\text{Ti})$. Отсюда $D - 5 > 2.5 \frac{T}{5040}$, и, следовательно, $D > 6$. Для TiO $D = 6.7$, и здесь мы имеем в известной степени критический случай. Скорее

можно сделать заключение, что при температуре 2500—3000° эффект ослабления линий Ti I вследствие образования молекул TiO будет еще мал.

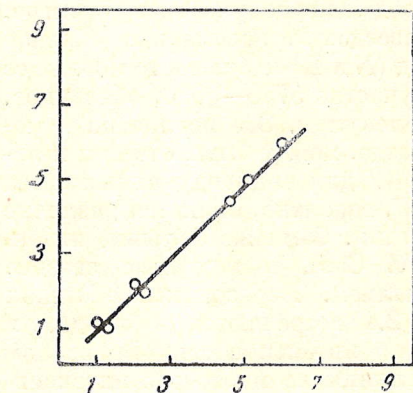
Вышеприведенное заключение находит поддержку также в том, что переход от K5 к M5 (переход от едва заметных полос TiO к очень сильным) не сопровождается, повидимому, заметным ослаблением линий Ti I или истощением атомов Ti I, по крайней мере сравнительно с тем, что имеет место для Fe I, V I, Cr I и др. Таким образом, одинаковую интенсивность линий Ti I в спектрах N и M звезд можно интерпретировать как указание на то, что температура звезд N не ниже 2500°.

V I. V I очень хорошо представлен в спектре класса N. Интенсивность линий приблизительно такая же, как и в спектрах звезд K5 — M.

Cr I. Резонансные линии 4254, 4274 и 4289 в спектре звезд N не сильнее чем в M. Имеется значительное число других линий приблизительно такой же интенсивности, как и в K5 — M. Зеленый триплет 5204, 5206, 5208 значительно сильнее чем в K5 — M, вероятно, за счет полосы MgH (0.0), с которой он blendируется.

Mn I. Mn I представлен некоторым числом линий (blends) с потенциалами возбуждения между 2.0 и 3.0 V, вероятно, такой же интенсивности как и в K5 — M. Резонансные линии 4030, 4033, 4034 очень ослаблены вследствие значительного непрерывного поглощения в этой области спектра.

Fe I. Спектр Fe I очень богат в звездах N. Низко-температурные линии с потенциалом возбуждения меньше 1.0, повидимому, одинаковы по интенсивности в звездах N и K5 — M. Линии Fe I с потенциалом возбуждения близким к 1.50 одинаковы или несколько слабее, чем в M. Интересно также отметить, что довольно интенсивные линии мультиплета $z^7F^0 - e^7D$ (потенциал возбуждения = 2.82) приблизительно одинаковой яркости в N и K — M.



Фиг. 3. Оценки интенсивностей линий Ti I в спектрах 19 Piscium (абсциссы) и α Orionis (ординаты)

Ni I, Sc I, Co I, Zr I, повидимому, также наблюдаются как составляющие разных blends.

C I. Этот элемент привлекает к себе внимание в связи с тем, что линии мультиплетов $3s^3P - 4p^3P$ и $3s^3P^0 - 4p^3S$, несмотря на высокий потенциал возбуждения 7.43, аномально сильны в углеродной звезде R Coronae Borealis (G0). Мак Келлар (McKellar) подозревает наличие некоторых линий первого мультиплета в RY Dra. [12].

В спектрах рассмотренных нами звезд наблюдаются детали, которые могут быть отождествлены с некоторыми линиями C I. Принимая во внимание, что эти детали могут быть отождествлены с другими более вероятными элементами и что некоторые из более сильных линий C I вовсе не могут быть отождествлены, следует думать, что линии C I не наблюдаются. В нашей коллекции отсутствует спектр этой области для RY Dra.

Fe II, Ti II, V II, Cr II, Mn II, Sc II, Y II, Sm II как отдельные линии не наблюдаются. Все они должны входить как слабые линии в blends, и ничего о них сказать нельзя. В немногих случаях, как, например, Ti II, Sc II и др., присутствие этих линий представляется очень вероятным. Сопоставляя вышеприведенные данные, касающиеся сравнения оценок интенсивности линий различных элементов, мы приходим к выводу, что, исключая немногие случаи, интенсивности наблюдаемых одних и тех же линий и blends в звездах N и K — M довольно близки друг к другу. Разумеется, этот результат базируется на линиях в участках спектра, свободных от blends. Этот факт, который интересен сам по себе, нельзя, однако, еще трактовать как указание на одинаковые условия возбуждения в звездах N и K — M. Вследствие физического экранирования мы не можем сравнить такие нейтральные резонансные линии, как линии Na I, Ca I, Cr I, которые очень чувствительны к изменению температуры.

Хорошим критерием в этом случае было бы также относительное поведение линий, имеющих высокий потенциал возбуждения. Последнее для нас недоступно, так как эти линии слабы и входят в blends лишь как слабые компоненты. Более уверенный результат мы имеем в отношении сильного мультиплета Fe I ($z^7F^0 - e^7D$), имеющего потенциал возбуждения 2.82. Линии этого мультиплета наблюдаются как довольно сильные как в спектрах K — M, так и в N, причем трудно усмотреть существенное различие в них. Даже в этом случае мы не можем усмотреть серьезных различий в условиях возбуждения в атмосферах звезд N и K — M. Однако надо думать, что мы сталкиваемся здесь с той особенностью, что интенсивность линий за небольшим исключением вообще вероятно мало меняется в пределах $3400-2700^\circ$ и что, следовательно, отсутствие заметных различий в интенсивности линий не является еще указанием на отсутствие различий между N и K5 — M в отношении условий возбуждения.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ

Характерной особенностью спектра звезд N, в частности его визуальной области, является наличие помимо известных более сильных молекулярных полос очень большого числа blends или полос умеренной интенсивности. Имеется основание думать, что в визуальной области мы имеем дело большей частью с молекулярными полосами, а не с атомными линиями или blends из линий. Как мы видели выше, атомные линии за некоторым исключением более или менее одинаковы в холодных звездах углеродной и кислородной ветвей. Как показывают фотографии, визуальная область звезд K5 более бедна атомными линиями; к тому же эти линии большей частью кажутся очень слабыми. Вследствие очень сильного влияния полос TiO в спектрах звезд M мы для сравнения остановились на звездах K5. Сравнительная бедность спектра атомными линиями здесь отчасти свя-

зана с малой дисперсией нашего спектрографа для этой области спектра; однако в основном причину ослабления линий здесь следует искать в том, что линии, образующиеся в результате переходов с верхних уровней, в среднем должны иметь меньшую частоту и кроме того быть более слабыми [13]. Во всяком случае значительная бедность визуальной области спектра звезд К5 атомными линиями является наблюдательным фактом. Вместе с тем нет никаких оснований ожидать, что такого рода атомные линии усиливаются в N. Скорее можно ожидать обратного.

Из вышеприведенного следует, что наблюдаемые многочисленные детали в визуальной области спектра звезд N действительно большей частью должны представлять собой молекулярные полосы. Такое представление не должно казаться особенно неожиданным. Для иллюстрации отметим, например, что если молекулы CN присутствуют в атмосферах этих звезд, то, судя по кантовой схеме (табл. 2), в области 5000—6500 должно наблюдаться не менее 60 голов. Учитывая известную вероятность наличия соответствующих полос тяжелой молекулы, мы можем ожидать также несколько десятков полос $C^{13}N^{14}$. Таким образом, в этой области вероятно имеется не менее 100 полос циана.

В последующем сначала мы отмечаем более известные молекулы C_2 , CN, CH. К полосам этих молекул, которые были известны до сих пор, мы присоединяем значительное число полос, ранее не идентифицированных в спектрах звезд N. Далее, мы впервые отмечаем наличие в спектрах звезд N главных полос MgH. Мы считаем также вероятным наличие небольшого числа полос CaCl, впервые обнаруженных Санфордом (R. Sanford) [14]. Есть также некоторая вероятность присутствия нескольких полос CaH.

Наконец, в отдельных таблицах мы выделяем неизвестные молекулярные полосы. Под этим термином мы подразумеваем полосы, которые вовсе не отмечались ранее и которые мы не можем идентифицировать с известными молекулами. По степени достоверности этих неизвестных полос мы разделяем их на три группы: 1) несомненные молекулярные полосы, список которых дан в табл. 3; 2) вероятные молекулярные полосы, данные в табл. 4; 3) возможные молекулярные полосы, данные в табл. 5. На фиг. 6 несомненные неизвестные полосы отмечены длинными черточками, вероятные — короткими. Мы полагаем, что некоторая часть неизвестных полос этих групп является полосами тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$, но этот вопрос будет рассмотрен не в этой работе.

Приведенные ниже данные являются извлечением из общей более подробной табл. 7.

Для иллюстрации мы даем ряд расширенных фотографий спектров углеродных звезд (увеличение в 10 раз). Вследствие очень большого градиента в спектрах звезд класса N и наличия большого числа локальных депрессий в непрерывном спектре не все интересующие нас детали могли быть воспроизведены при наиболее подходящей фотографической плотности, и поэтому они частично пропадают на фотографиях.

Приносим благодарность Е. О. Иосько за ее помощь в воспроизведении фотографий.

Сванова система C_2

Полосы, обязанные молекулам $C^{12}C^{12}$ и, по всей вероятности, тяжелым молекулам $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$, являются наиболее выдающейся характеристикой спектров углеродных звезд. Это Свановы полосы, обязанные переходу $^3\Pi \rightarrow ^3\Pi$. Полосы последовательностей — 2, —1, 0, +1 измеряются вполне уверенно. Полосы + 2 измеряются неуверенно отчасти вследствие эффекта бленд, отчасти вследствие их слабости. По тем же причинам идентифицируется, притом неуверенно, лишь 1—3 полосы из последовательности —3.

Ниже дана кантовая схема для Свановых полос по Пирзу и Гайдону (D. Pearse, A. Gaydon) [15].

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	5165.2	5635.5	6191.2							
1	4737.1	5129.3	5585.5	6122.1						
2	4382.5	4715.2	5097.7	5540.7	6059.7	6677.3				
3		4371.4	4697.6	5071.9	5501.9	6004.9	6599.2			
4			4365.2	4684.8		5470.3	5958.7	6533.7		
5					4678.6			5923.4	6480.5	
6						4668.7				6442.3

На фиг. 4 указаны положения отдельных полос разных последовательностей. Свановы полосы, отнесенные в фиолетовую сторону, выглядят в звездах N, вероятно, вследствие низкой температуры этих звезд, неширокими (2—4А). Однако ротационные линии для каждой полосы простираются, повидимому, на десятки ангстрем, в результате чего имеет место перекрытие полос и образование заметных сильных локальных депрессий в непрерывном спектре для каждой последовательности — едва ли не наиболее характерных особенностей спектров звезд N. Это справедливо, по крайней мере, как это видно из фиг. 4, для последовательностей — 1, 0 и +1.

Ниже мы резюмируем основные характеристики отдельных Свановых полос; подробности могут быть найдены в общей табл. 7. Слева даны измеренные длины волн голов.

Последовательность —2

1. 6194.2 Сильная полоса. В основном $C^{12}C^{12}$ (0.2). Входит также полоса $C^{12}N^{14}$ (3.0) R_2 , ответственная вероятно за большое отклонение от лабораторного значения для $C^{12}C^{12}$ 6191.2.
2. 6168.9 Сильная широкая полоса. Длинноволновая часть полосы в основном $C^{13}C^{12}$ (0.2) 6168.1.
3. 6123.5 Сильная полоса. В основном $C^{12}C^{12}$ (1.3).
4. 6102.0 Довольно сильная полоса, в основном $C^{13}C^{12}$ (1.3) 6101.1.
5. 6061.1 Довольно сильная полоса, в основном $C^{12}C^{12}$ (2.4).
6. 6043.1 Довольно сильная полоса в RY Drac. В основном вероятно $C^{13}C^{12}$ (2.4) 6040.4
7. 6005.4 Полоса умеренной интенсивности. В основном вероятно $C^{12}C^{13}$ (3.5) и $C^{12}N^{14}$ 6006.0 (7.3) R_1 .
8. 5961.0 Полоса умеренной интенсивности шириной в 10 А. Вероятно бленда, в которую входит $C^{12}C^{12}$ (4.6).

В разных звездах N полосы последовательности — 2 выявляют значительный диапазон в отношении интенсивности. Например, эти полосы слабы в 19 Pisc. и очень сильны в RY Drac. и Y Can. Ven. (Фот. 1 и 2 в Бюллетене Абастуманской астрофизической обсерватории № 6, стр. 5) [16].

В отношении эффекта изотопии последовательность — 2 дает доказательства не менее серьезные, чем последовательности — 1 и +1. Вследствие малой дисперсии эффект бленд для последовательности — 2 более значителен. Поэтому для определения длин волн для голов полос $C^{12}C^{12}$ мы базировались только на двух звездах с очень интенсивными полосами $C^{12}C^{12}$ и $C^{13}C^{12}$ RY Drac. и Y Can. Ven. В спектрах звезд N можно подозревать наличие также полосы еще более тяжелой молекулы $C^{13}C^{13}$ (0.2) около 6145. Действительно, в спектрах звезд N вообще наблюдаются две заметно разделяющиеся полосы или бленды 6133—6143 и 6147—6156. В случае же RY Drac. и Y Can. Ven. между этими полосами выступает довольно сильное поглощение около предвычисленного места 6145, и все это вместе с упомянутыми двумя полосами выглядит как сплошная широкая полоса. Более сомнительна полоса (1.3) для $C^{13}C^{13}$. Близ вычисленного положения для головы 6080.1 наблюдается полоса или бленда 6073—6084, которая однако по крайней мере частично может быть вероятно объяснена другими молекулярными полосами.

Последовательность — 1

1. 5636.4 Очень сильная полоса $C^{12}C^{12}$ (0.1), от которой далеко простирается непрерывное поглощение.
2. 5626.8 Сильная полоса в основном $C^{13}C^{12}$ (0.1) 5625.9. Входит также $C^{12}N^{14}$ 5625.0 (4.0) Q_1 .
3. 5615.7 Сильная полоса в Y Can. Ven. и RY Drac., в основном $C^{13}C^{13}$ (0.1) 5616.1.
4. 5586.1 Очень сильная полоса $C^{12}C^{12}$ (1.2).
5. 5578.4 Сильная полоса $C^{13}C^{12}$ (1.2) 5577. 1.
6. 5568.8 Полоса умеренной интенсивности, очень усиливается в Y Can. Ven. и RY Drac. Вероятно, $C^{13}C^{13}$ (1.2) 5568.5, а также MgH (1.2) P.
7. 5541.0 Сильная полоса в основном $C^{12}C^{12}$ (2.3).
8. 5533.4 Полоса умеренной интенсивности, очень усиливается в Y Can. Ven. и RY Drac. В последних звездах в основном $C^{13}C^{12}$ (2.3) 5533.2.
9. 5523—5530. Широкое слабое поглощение с двумя деталями 5523.8 и 5528.6, значительно усиливающееся в Y Can. Ven. и RY Drac. Первая из деталей возможно $C^{13}C^{13}$ (2.3) 5525.6.
10. 5502.0 Полоса умеренной интенсивности, в которую $C^{12}C^{12}$ (3.4) (центр.) может входить лишь как бленда.
11. 5496.9 Полоса умеренной интенсивности, повидимому, усиливающаяся в Y Can. Ven. и RY Drac. Как один из компонентов бленды возможно $C^{13}C^{12}$ (3.4) 5495.2.
12. 5470.6 Довольно сильная полоса вероятно главным образом $C^{12}C^{12}$ (4.5).

Последовательность — 1 представлена несколькими полосами тяжелых молекул $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$. Необходимо отметить, что в более поздних подразделениях N, как в Y Can. Ven. и RY Drac., наблюдается непрерывное поглощение с заметной границей около 5385. Отчасти это может быть обязано более высоким членам последовательности — 1.

Кроме указанных выше полос на участок 5635—5385 приходится около 30 полос, обязанных молекулам $C^{12}N^{14}$, MgH и вероятно другим молекулам.

Последовательность 0

1. 5167.4 Очень сильная полоса, в основном $C^{12}C^{12}$ (0.0).
2. 5129.4 Очень сильная полоса, в основном $C^{12}C^{12}$ (1.1).
3. 5099.9 Сильная полоса, в основном $C^{12}C^{12}$ (2.2).
4. 5069.1 Тонкая линия. Полоса $C^{12}C^{12}$ (3.3) входит, возможно, как (центр.) одна из составляющих.
5. 5052.9 Бленда умеренной интенсивности. Возможно, входит (центр.) $C^{12}C^{12}$ (4.4).

Уверенно наблюдаются лишь три первые полосы. В области 5167—5035 наблюдается очень заметная депрессия, более или менее постепенно спадающая к фиолетовому концу, граница которой здесь кажется очень неопределенной. На фоне этой депрессии, которая может быть частично обязана более высоким членам последовательности 0, последние, вероятно, делаются мало заметными. Изотопическое смещение для первых трех полос равно соответственно +0.4, +1.0, +1.4 Å. При дисперсии, которой мы пользовались, обнаружение этих полос при таких смещениях не представляется возможным.

Последовательность +1

1. 4753.7 Сильная полоса. Уверенно $C^{13}C^{13}$ (1.0) 4752.3 только в некоторых звездах, например, в γ Cap. Ven.
2. 4744.7 Сильная полоса, в основном $C^{13}C^{12}$ (1.0) 4744.7.
3. 4737.7 Очень сильная полоса, $C^{12}C^{12}$ (1.0).
4. 4722.9 Заметная блenda, вероятно входит также $C^{13}C^{12}$ (2.1) 4722.9. (центр.)
5. 4715.4 Сильная полоса, в основном $C^{12}C^{12}$ (2.1).
6. 4698.4 Заметная блenda, вероятно входит $C^{12}C^{12}$ (3.2).
7. 4682.2 Слабая блenda, возможно входит $C^{12}C^{12}$ (4.3). (центр.)
8. 4678. Очень слабая деталь, возможно входит $C^{12}C^{12}$ (5.4). (центр.)

Вся область 4737—4642 представляет собой значительную депрессию в непрерывном спектре без значительного градиента в фиолетовую сторону. Заметен более глубокий широкий максимум 4668—4697. Депрессия, вероятно, обязана наложению полос.

Последовательность +2

1. 4385.2 Очень сильная блenda, куда, вероятно, входит как неглавная составляющая также $C^{12}C^{12}$ (2.0).
2. 4370.6 Слабая блenda, возможно входит $C^{12}C^{12}$ (3.1). (центр.)
3. 4364.8 Слабая блenda, возможно входит $C^{12}C^{12}$ (4.2).

Полосы последовательности +2 повидимому слабы, во всяком случае много слабее полос +1. Это видно, во-первых, из того, что уже вторая полоса (3.1) несомненно слаба, а, во-вторых, что несмотря на значительно меньшие расстояния между полосами внутри этой последовательности, сравнительно с тем, что имеет место для $\Delta v = +1$, $\Delta v = 0$, $\Delta v = -1$, здесь не наблюдается заметной депрессии в непрерывном спектре. Полосы тяжелых молекул $C^{13}C^{12}$ 4395.2 (2.0), 4383.8 (3.1), 4377.3 (4.2) блендируются с сильными атомными блендами, и ничего сказать о них нельзя.

Заслуживает внимания сравнение всех трех депрессий в непрерывном спектре, связанных с последовательностями $+1$, 0 и -1 .

Последовательность	Граница	Ширина	Расстояние между двумя первыми полосами в каждой последовательности
$+2$	—	—	13 А
$+1$	4737—4642	95 А	22
0	5167—5035	132	38
-1	5635—5385	250	50
-2	—	—	68

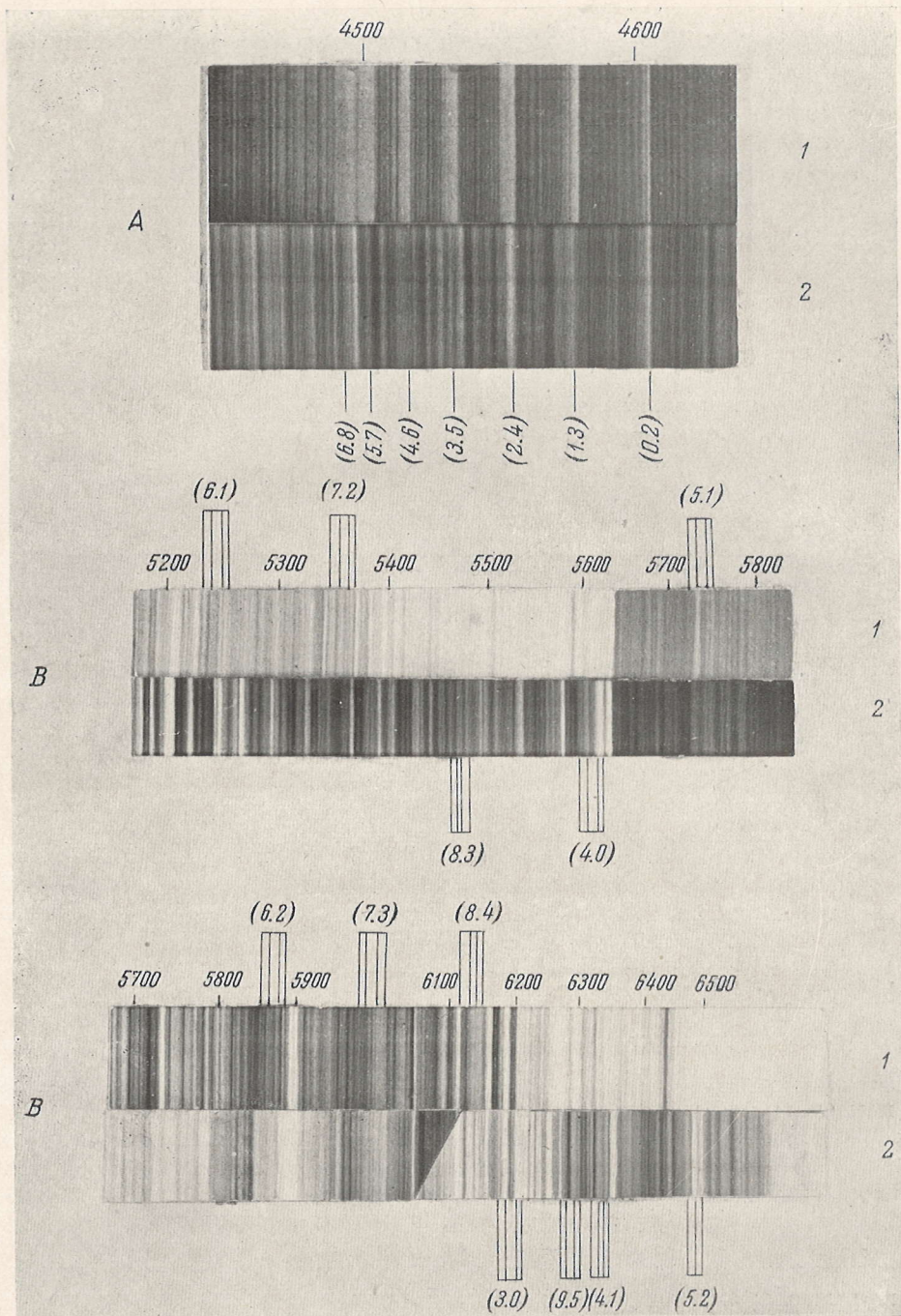
Эта таблица свидетельствует, что имеется тесная связь между шириной депрессии для $\Delta\nu = -1, 0, +1$ и расстоянием между полосами внутри каждой из последовательностей. Для обеих крайних последовательностей явное непрерывное поглощение не наблюдается, что свидетельствует о значительно меньшей интенсивности полос, в особенности для $\Delta\nu = +2$. Заслуживает внимания сопоставление коротковолновых границ непрерывных поглощений с теоретическими границами предела сходимости полос. Последние вычисляются грубо, ошибка вероятно может достигнуть $10-20$ А. Для указанных трех последовательностей мы имеем 4654, 4988 и 5360. Мы думаем, что плохо выраженная коротковолновая граница непрерывного поглощения определяется частью наличием предела сходимости, частью перекрытием ротационной структуры отдельных полос каждой последовательности.

СN (фиолетовая система)

Из фиолетовой системы СN ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$ мы имеем возможность исследовать собственно лишь последовательность -2 и получить очень слабое представление о последовательности -1 .

Принято считать, что в звездах N полосы последовательности $\Delta\nu = -2$, по крайней мере 4307 (0.2), ведут себя так же, как полосы красной системы СN, и это противопоставляется последовательности $\Delta\nu = -1$ фиолетовой системы, в частности в том, что полосы $\Delta\nu = -1$ более слабы. Эта аномалия подчеркивается еще найденным недавно Кингом (A. King) и Свингом (P. Swings) фактом, что в поглощении фиолетовая система имеет гораздо большее значение для вероятности перехода, чем красная система [17]. Эту аномалию можно, вероятно, поставить в связь, по крайней мере с качественной стороны, с влиянием на видимость полос известного непрерывного поглощения в фиолетовой области спектра.

Хотя полосы последовательности $\Delta\nu = -2$ на первый взгляд представляются довольно заметными или даже выдающимися в некоторых звездах N, тем не менее идентификация их затрудняется вследствие случайного серьезного блендирования. Достаточно сказать, что из немногих наблюдаемых полос СN две блендируются с сильными резонансными линиями Sr I и Ba II, а другие с рядом сильных атомных линий. С другой стороны, необходимо подчеркнуть, что повидимому довольно уверенно отождествляются далекие полосы этой последовательности (5.7) и (6.8). Последнее представляет значительный интерес с точки зрения оценки температуры звезд N. Ниже на фиг. 5А рядом сопоставлены спектры 19 Piscium и лабораторный эмиссионный спектр (последовательность $\Delta\nu = -2$). Детали об отдельных полосах приведены в общей таблице; здесь же мы отмечаем лишь главные характеристики. Слева даны измеренные длины волн полос.



Фиг. 5. Полосы циана в спектрах звезд N.

A — фиолетовая система $\Delta v = -2$; 1 — лабораторный спектр CN; 2 — 19 Piscium; положения полос CN отмечены в спектре звезды;

B — красная система; 1 — Y Canum Venatorum; 2 — 19 Piscium.

В каждой полосе отмечены 3—4 отдельные головы

1. 4607.8 Сильная полоса. Seriously блендируется, но по крайней мере 50% яркости приходится на $C^{12}N^{14}$ (0.2) 4607.1.
2. 4578.0 Сильная полоса. Роль бленд относительно мала. Вероятно не меньше 70% приходится на $C^{12}N^{14}$ (1.3) 4578.0.
3. 4555.2 Сильная полоса. Роль бленд значительна. Вероятно не выше 30% приходится на $C^{12}N^{14}$ (2.4) 4553.1.
4. 4531.0 Довольно сильная бленда. На долю $C^{12}N^{14}$ (3.5) 4531.9 приходится, вероятно, не выше 30%. Примыкает к сильному поглощению 4533.5—4536.7.
5. 4514.3 В Y Can. Ven. 4516. 4. Сильная полоса или бленда. На долю $C^{12}N^{14}$ (4.6) 4514.8 приходится, вероятно, лишь часть наблюдаемой яркости. Блендируется с полосой $C^{13}N^{14}$ 4516.6.
6. 4501.7 Полоса умеренной интенсивности. Вероятно $C^{12}N^{14}$ (5.7) 4502.2.
7. 4496.7 Полоса умеренной интенсивности. Вероятно, $C^{12}N^{14}$ (6.8).

Резюмируя, можно сказать, что наиболее веские доказательства в пользу того, что последовательность $\Delta v = -2$ довольно сильно представлена в спектрах звезд N, базируются на более свободных от бленд полосах (1.3), (4.6), (5.7) и (6.8). Заслуживает внимания то обстоятельство, что, как об этом можно судить по фиг. 5 А, градиент интенсивности вибрационных полос, повидимому, пологий, и, вероятно, максимум не приходится на полосу (0.2). Согласно теории вероятностей вибрационных переходов и вычислениям Вурма (K. Wurm), отношение интенсивностей для первых трех полос должно быть около 10 : 9.3 : 0.05 для 2500° и 10 : 0.9 : 0.03 для 2000° [18]. Хотя непосредственное применение этих вычислений к звездным спектрам едва ли возможно, тем не менее фиг. 5 А заставляет думать, что температура звезд N не ниже 2500° .

Имеется основание подозревать наличие в этой области полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ ($\Delta v = -2$), но это рассмотрено в другой работе, помещенной в этом же выпуске.

Наш материал совершенно недостаточен для изучения полос последовательности $\Delta v = -1$. Эффект атомных бленд здесь очень значителен. Так, полоса с головой 4217.2 (0.1) должна блендироваться с сильной резонансной линией Sr II 4215.5 и сильной низко-температурной линией Fe I 4216.2. Также вторая полоса 4198.4 (1.2) должна блендироваться с довольно сильными атомными линиями. Однако вероятно еще более значительно здесь влияние известного непрерывного поглощения, далеко простирающегося в фиолетовую сторону.

С N (красная система)

При исследовании полос системы $^2\Pi - ^2\Sigma$ в звездных спектрах мы исходим из списка полос, представленных у Пирза и Гайдона [15], а также у Джевонса (Jevons) [19]. Определенной характеристикой полос этой системы является оттенение в красную сторону, а также то, что каждая из них имеет четыре головы $^sR_{21}$, R_2 , R_1 и Q_1 , из коих $^sR_{21}$ является самой слабой и может быть даже незначительной, по крайней мере в лаборатории, а R_2 — наиболее сильной, хотя повидимому R_1 близка к ней по яркости. Такое представление находится в гармонии с видом полос на фотографии лабораторного эмиссионного спектра этой системы. Однако мы отдаем себе отчет в том, что в действительности картина гораздо более сложная. Фотографии Кинга эмиссионного лабораторного спектра циана в инфракрасной и красной областях спектра выявляют многочисленные детали и сложную структуру, и это мало похоже на то, что дано на фотографиях, воспроизведенных в упомянутых выше источниках. Судя по фотографиям, которые воспроизведены в книге в

статьях Меррилла [3], эти лабораторные спектры довольно близки к звездным, по крайней мере, при значительной дисперсии. Другой иллюстрацией сложности картины может служить табл. 2 из статьи Кинга и Свингса [17], которая показывает, что полоса 7873 (4.0) в абсорбционном лабораторном спектре простирается почти на 300Å в красную сторону. Повидимому, судя по этой таблице, головы ничем особенным не выделяются, и вместо них можно отметить много отдельных деталей. Тем не менее, в дальнейшем мы вынуждены пока базироваться на данных, как они отражены у Пирза и Гайдона и у Джевонса. В очень холодных звездах класса N можно ожидать, что полосы CN будут сравнительно не широкими, и это позволяет думать, что отдельные головы смогут быть выделены. Наши сведения о полосах красной системы CN и о взаимоотношении между полосами красной и фиолетовой систем очень скудны и противоречивы, и поэтому представляет интерес исследование, ограниченное даже в упомянутых выше рамках.

В этой работе мы вынуждены ограничиться участком спектра до 6580, и поэтому несколько наиболее выдающихся полос этой системы здесь не рассмотрены.

Ниже на фиг. 5B сопоставлены спектры 19 Pisc. и Y Can. Ven. (положения соответствующих полос отмечены). То обстоятельство, что полосы красной системы CN в звездах N являются не столь выдающимися и сильными, с одной стороны, а с другой, что в визуальной области этих звезд имеется очень большое число известных и еще больше неизвестных деталей, большей частью блендирующихся с рассматриваемыми полосами, делает задачу идентификации полос красной системы CN весьма не легкой. Во всяком случае, в этом отношении не может быть сравнения с полосами различных последовательностей C₂, как это можно видеть из воспроизведенных здесь фотографий.

Ниже в кантовой схеме мы даем длины волн голов, наблюдаемых в звездных спектрах. Кантовая схема заполняется в рассмотренной области, можно сказать, полностью. Все наблюдаемые головы отмечены звездочками. Вопрос о согласии длин волн для лаборатории и звезд имеет до некоторой степени условный характер. Хотя мы имеем в общем удовлетворительное согласие, но по упомянутым выше причинам это еще не является убедительным доказательством в пользу правильности идентификации. Как вообще в случае не сильных молекулярных полос, об идентификации скорее можно судить по общей картине, а не по совпадениям, которые могут быть в значительной степени случайными (см. табл. 2).

Головы ^sR₂₁ для полос (3.0), (4.0), (4.1) и (10.6) у Пирза и Гайдона не даны. Мы даем их длины волн, измеренные на фотографии, приведенной в книге Джевонса. Для полосы (7.2) обозначения голов у Пирза и Гайдона ошибочны.

Вследствие того, что визуальная область спектра охватывает только лево-нижнюю область кантовой схемы, удобнее рассматривать индивидуальные полосы не по последовательностям, а в порядке длин волн. Для сокращения мы ниже приводим только общие характеристики полос; детали могут быть найдены в кантовой схеме (табл. 2) и в общей подробной табл. 7.

1. (5.2) Видны все четыре полосы 6467, 6479, 6494 и 6502. Наиболее сильные R₂ и R₁ достаточно заметны. В лаборатории (5.2) сильна. Соответствие между лабораторией и звездами более или менее удовлетворительное, хотя несомненно имеет место влияние других полос и атомных линий.
2. (10.6) Видны четыре слабые или умеренные полосы 6422, 6433, 6448, 6456. Большое влияние других полос и линий, значи-

Таблица 2

Кантовая схема красной системы $C^{12}N^{14} \text{ } ^2\Pi - ^2\Sigma$

$v'' \backslash v'$		0	1	2	3	4	5	6
0	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	9140.5						
1	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	7874	9393					
2	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	6927.8 6945.4 6954.3	8067					
3	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	6182 * 6191.7* 6206.1* 6213.8*	7091 7110 7119	8272				
4	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	5600 * 5606.7* 5618.8* 5625.0*	6322 * 6332.2* 6347.0* 6355.1*	7259 7273 7283	8485			
5	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	5129.7	5721.8* 5730.2* 5742.7* 5748.7*	6466.7* 6478.7* 6494.1* 6502.3*	7435	8708		
6	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$	4732.7	5232.6* 5239.3* 5250.0* 5254.9*	5849.3* 5858.2* 5871.3* 5877.6*	6620.8 6631.6 6648.1 6656.6			
7	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$		4827.7 4832.6 4841.7 4845.3	5347.5* 5354.1* 5365.0* 5369 *	5984.3* 5992.6* 6006.0* 6012.5*	6779.6 6792.5 6809.2 6817.6		
8	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$		4488.8	4930.7 4935.8 4945.3 4949.1	5466.6* 5473.3* 5484.9* 5490.2*	6123.8* 6133.0* 6146.8* 6153.5*	6961.0	
9	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$				5043.1	5590.6 5598.3* 5610.5* 5615.7*	6271.9* 6279.4* 6293.7* 6301.2*	
10	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$				4682.0	5155.7	5728.5*	6422 * 6432.7* 6448.3* 6456.4*
11	$\begin{matrix} {}^sR_{21} \\ R_2 \\ R_1 \\ Q_1 \end{matrix}$				4373.8	4784.9		

- тельно искажающих картину. В общем слаба и в лаборатории и в звездах.
3. (4.1) Видны все четыре полосы 6322, 6332, 6347, 6355 умеренной или значительной интенсивности. Вероятно значительное влияние других полос и линий для $^sR_{21}$ и Q_1 . В лаборатории сильна. Удовлетворительное соответствие между лабораторией и звездами.
 4. (9.5) Полосы $^sR_{21}$ и R_2 6272 и 6279 лежат в области непрерывного поглощения 6257—6283 в γ Can. Ven. и RY Draс. (значительно более слабым в 19 Pisc.). Полосы R_2 6294 и Q_1 6301 блендируются с сильными атомными линиями, поэтому о полосе (9.5) ничего определенного сказать нельзя. В лаборатории слаба.
 5. (3.0) Полоса R_2 6192 блендируется с сильной полосой $C^{12}C^{12}$ 6191 (0.2). Полосы $^sR_{21}$, R_1 и Q_1 6182, 6206 и 6214 также блендируются с другими полосами и атомными линиями, и поэтому о полосе (3.0) ничего определенного сказать нельзя. В лаборатории слаба.
 6. (8.4) $^sR_{21}$ 6124 возможно маскируется сильной полосой $C^{12}C^{12}$ 6122 (1.3). Полосы R_2 , R_1 и Q_1 6133, 6147, 6153 почти сливаются на довольно сильном фоне непрерывного поглощения в γ Can. Ven. В лаборатории средней интенсивности. Соответствие между лабораторией и звездами можно признать удовлетворительным.
 7. (7.3) Видны все четыре полосы 5984, 5993, 6006, 6012. Полосы кроме $^sR_{21}$ значительной интенсивности. Имеется некоторое влияние других полос. Вероятно благодаря этим и другим полосам создается весьма заметное непрерывное поглощение на участке 5984—6022. В лаборатории интенсивность значительная. Хорошее соответствие между лабораторией и звездами.
 8. (6.2) Видны все четыре полосы 5849, 5858, 5871, 5878, из них $^sR_{21}$ очень слабая, остальные умеренной или значительной интенсивности. Влияние других полос и линий мало. Создается впечатление значительного непрерывного поглощения. В лаборатории (6.2) сильна. Хорошее соответствие между лабораторией и звездами.
 9. (5.1) Видны три сильные полосы R_2 , R_1 и Q_1 , 5730, 5743, 5749 и слабая $^sR_{21}$ 5722. Влияние атомных линий мало. Впечатление значительного непрерывного поглощения. В лаборатории (5.1) сильна. Хорошее соответствие между лабораторией и звездами.
 10. (10.5) Вероятно, очень слаба. Полоса R_2 5728 маскируется сильной полосой R_2 (5.1). В лаборатории, повидимому, также очень слаба.
 11. (4.0) Все четыре полосы 5600, 5607, 5619, 5625 лежат на фоне, создаваемом полосами $C^{12}C^{12}$, $C^{13}C^{12}$ и MgH , в особенности это относится к Q_1 и R_2 . Поэтому нельзя судить об интенсивности полос (4.0). В лаборатории, повидимому, слаба.
 12. (9.4) Головы R_2 , R_1 , 5598, 5610 должны блендироваться с $^sR_{21}$, R_2 (4.0). Голова Q_1 5616 блендируется с $C^{13}C^{13}$ (0.1). Примечание к (4.0) сохраняет еще большую силу для (9.4). В лаборатории полоса очень слаба.
 13. (8.3) Лежит на непрерывном фоне, создаваемом полосами C_2 и другими деталями. Полосы 5467, 5473, 5485, 5490 выявляются плохо, либо маскируются, либо длина волны подходит

плохо. В лаборатории умеренной интенсивности. Сделать определенного заключения нельзя.

14. (7.2) Видны все четыре полосы 5347, 5354, 5365, 5369. Хотя полосы, возможно, маскируются другими деталями, тем не менее имеется известная уверенность, что наблюдаемые полосы относятся к (7.2). В лаборатории умеренной интенсивности.
15. (6.1) Головы 5233, 5239, 5250, 5255 должны сильно блендироваться с атомными линиями. Наблюдаются как слабые или умеренные, три последние на общем фоне непрерывного поглощения. В лаборатории очень слаба. Заключение о силе полос (6.1) или даже об их реальности сделать нельзя.

О полосах красной системы CN в более коротковолновой части ничего определенного сказать нельзя. Это касается 5156 (10.4) R_2 и 5130 (5.0) R_2 , которые лежат на фоне непрерывного поглощения, создаваемого полосами C_2 ($\Delta v = 0$). Также ничего определенного сказать нельзя о полосах (8.2) (4931, 4936, 4945, 4949) и (7.1) (4828, 4833, 4842, 4845) и т. д.

В заключение отметим, что более чем 50 отдельных голов, относящихся к 15 сложным полосам, могут быть идентифицированы с полосами красной системы CN. Применение здесь «метода совпадений» [20] для идентификации затруднительно отчасти в связи с тем, что большинство этих полос приходится на области более или менее широких непрерывных поглощений, обзанных C_2 и другим молекулам, в том числе вероятно самим полосам CN. Кроме того, почти все полосы в той или иной степени блендируются с другими полосами или атомными линиями. О роли эффекта атомных линий или бленд мы могли судить по сравнению со звездами K5.

Большой частью R_2 является более сильной, а $^sR_{21}$ наиболее слабой полосой, но вследствие блендирования трудно судить об относительных интенсивностях. В пользу реальности идентификации говорит тот факт, что наиболее сильные в лаборатории полосы лучше представлены в звездных спектрах. Таковы, например, полосы (7.3), (6.2), (5.4), (4.4). Часто три или все четыре отдельные головы данной полосы более или менее сливаются, создавая впечатление одной широкой полосы. Таковы, например, полосы (8.4), (6.2), (5.4). Следует подчеркнуть еще и то обстоятельство, что нередко данная полоса простирается много дальше в сторону более длинных волн за пределами головы Q_1 , например, (7.3). Последнее является также аргументом в пользу реальности идентификации.

Как видно из табл. 2, а еще больше из общего обзора всего материала, кривая Кондона — Франка имеет умеренную ширину, и это более или менее соответствует тому, что наблюдается в лаборатории.

Необходимо еще упомянуть о вероятности наличия полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Этот вопрос будет разобран в другой работе. Полосы $C^{13}N^{14}$, которые также должны быть многочисленны, еще более осложняют идентификацию основных полос $C^{12}N^{14}$.

СН

В измеренной области лежит система $^2\Delta - ^2\Pi$. Ее полоса (0.0) обладает очень сложной структурой, она состоит из 12 главных ветвей и 8 побочных. Ветви Q и R размыты в фиолетовую сторону, причем ветвь Q образует резкую красную голову 4315. Ветвь Р лежит за красной границей Q в сторону длинных волн и размывается к красному концу, не образуя резкой головы. Кроме того, на всю эту область накладывается еще и слабая полоса (1.1). Между ветвями Р и Q лежит довольно заметная полоса около 4324, которую Геро и Шмидт (Gerö a. Schmidt) [21] приписывают полосе (2.2).

В спектре 19 Pisc. область поглощения полосы СН (0.0) ограничена с красной стороны головой 4315, а с фиолетовой — линией 4290 (фиг. 6 А). В этой области наблюдается ряд сильных атомных бленд, которые все лежат на фоне хорошо заметного поглощения СН. В спектрах α Bootis, α Tauri и α Orionis атомные бленды в этой области не уступают в интенсивности 19 Pisc., но между ними отчетливо виден непрерывный спектр. Сама бленда около 4315 равна по интенсивности в 19 Pisc., и в звездах К—М, но в последних она усилена за счет линии Ti II 4315.0. Полоса (0.0) в 19 Pisc. сильнее чем в α Bootis и значительно сильнее чем в α Tauri и α Orionis.

В спектре 19 Pisc. измерена также довольно заметная линия 4323.5, недостаточно объясняемая атомными линиями и более слабая в звездах К—М; возможно, что ее усиление в 19 Pisc. может быть отнесено за счет СН [полосы (2.2)]. В таблицах Роуленда в солнечном спектре на участок в 1 А около 4323 приходится 5 линий СН*.

MgH

Полосы системы $^2\Pi - ^2\Sigma$ состоят из тесных размытых в фиолетовую сторону дублетов Р, Q и R, причем головы Р и Q значительно удалены друг от друга. Наиболее сильные головы могут быть представлены в следующей кантовой схеме.

$v' \backslash v''$		0	1	2	3
0	P	5211.0	5621.4	6083	—
	Q	5186.4	5609.5	6071	—
1	P	4845	5182.0	5568.3	—
	Q	4806	5162	5549.9	—
2	P	—	—	5155.2	5516.4

Таблица составлена по данным Пирза и Гайдона [15] и Вейцеля (W. Weizel). Головы Q для полос (0.2), (1.0) и (1.1) взяты у Вейцеля [22].

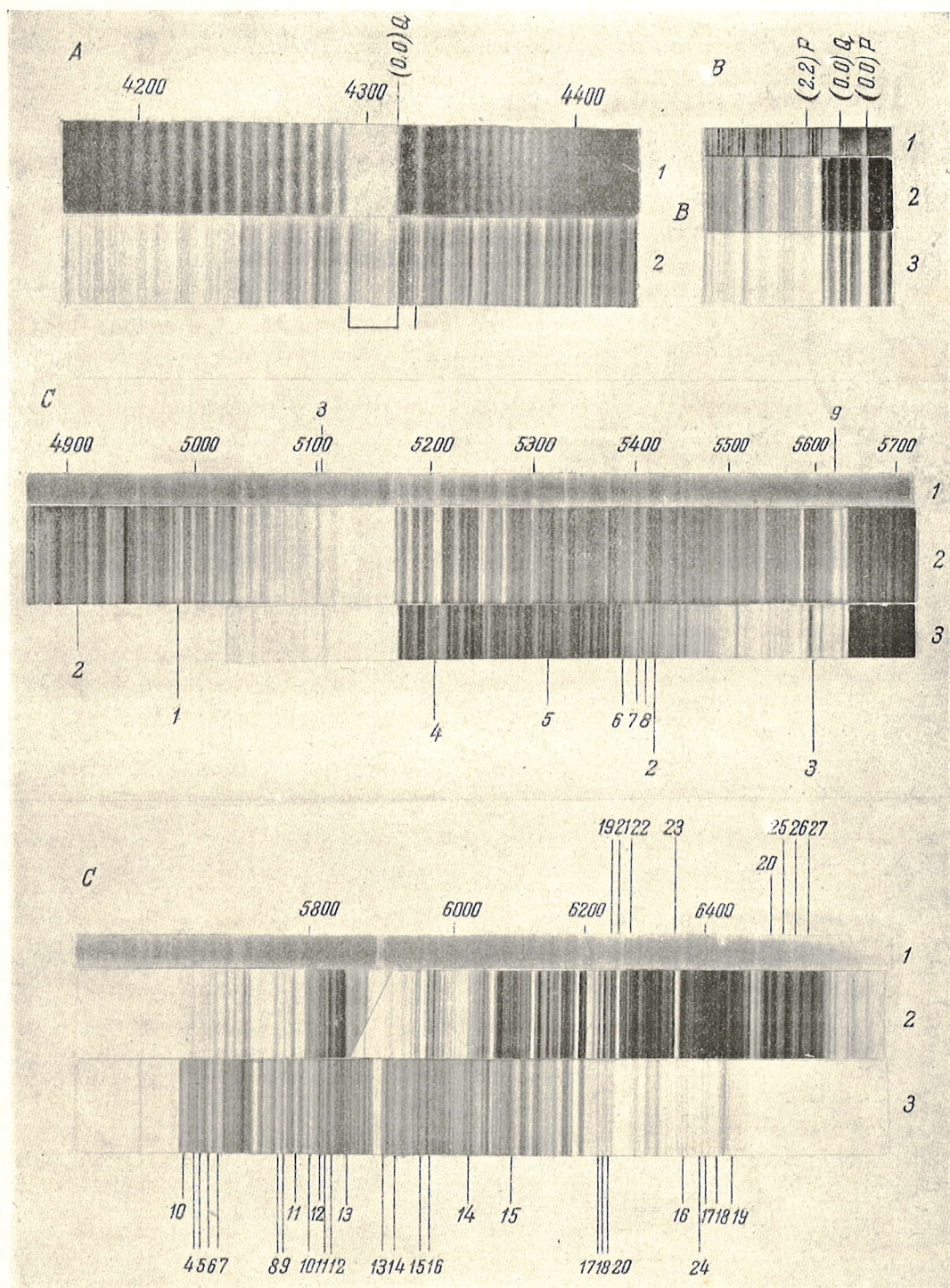
Последовательность 0

На фиг. 6В лабораторный спектр MgH сопоставлен с 19 Pisc.

В звездах N наблюдается очень сильная широкая полоса 5203.9—5212.2, раздваивающаяся около 5207 и более резкая с красной стороны; в звездах К—М она слабее. Очень большую роль здесь должны играть сильные атомные линии Cr I 5204.5, 5206.0, 5208.4 (0.94) и Ti I 5210.4 (0.05), однако они все же не могут оправдать наблюдаемой интенсивности. Следовало бы ожидать, что резонансные линии Cr I 4254, 4274 и 4289 в 19 Pisc. должны быть сильнее зеленого триплета, однако на самом деле они слабее данной полосы, но не уступают в интенсивности аналогичным линиям в спектрах α Bootis и α Orionis.

Полоса 5204—5212 несомненно усилена присутствием молекулярного компонента, и ее отождествление с головой Р полосы (0.0) 5211.0 представляется очень вероятным.

* В работе Свингса, Эльви и Бэбкока (Swings, Elvey, Babcock, Ap. J. 94, № 2, 1941) даны длины волн некоторых линий ветвей R и P. При нашей дисперсии линии совпадают с сильными атомными блендами, и их индивидуальное отождествление не представляется возможным.



Фиг. 6.

A — полоса (0,0) CH. 1 — лабораторный спектр; 2—19 Piscium;

B — полосы гидрида магния $\Delta v=0$; 1 — лабораторный спектр; 2, 3 — 19 Piscium;

C — неизвестные молекулярные полосы в спектрах звезд N; 1— α Tauri; 2—19 Piscium; 3—Y Canum Venaticorum.

Несомненные неизвестные полосы отмечены длинными штрихами, вероятные — короткими (табл. 3 и 4)

Голова Q 5186.4 в звездах N отождествляется так же уверенно. Измерена полоса 5179.5—5185.4, более резкая с красного края; здесь большую роль играет линия Mg I 5183.6, но она не может оправдать всей ширины полосы.

Несомненно здесь присутствует MgH голова Q полосы (0.0) 5186.4 и голова Р полосы (1.1) 5182.3. О присутствии головы Q полосы (1.1) 5162 ничего нельзя сказать, так как она совпадает с полосой (0.0) $C^{12}C^{12}$.

Полоса (2.2). Голова Р 5155.2 также лежит в области сильного поглощения нулевой последовательности углерода и поэтому очень трудна для измерения в спектрах звезд N. Однако на общем фоне непрерывного поглощения все же можно выделить очень широкую полосу или бленду с центром около 5146 и красным краем около 5156. То, что в области между 5167 и 5156 виден непрерывный спектр, показывает, что не $C^{12}C^{12}$ (0.0) ответственна за эту деталь, и можно думать, что здесь присутствует еще и другая молекулярная полоса; весьма вероятно, что она принадлежит MgH.

Мы не знаем длин волн следующих полос нулевой последовательности MgH, но возможно, что они также участвуют в непрерывном поглощении, создаваемом полосами $C^{12}C^{12}$ (0.0), (1.1) и, может быть, (2.2), в частности в области 5103—5110.

Последовательность + 1

Полоса (1.0). Голова Р имеет вид отдельной тонкой линии около 4845 и в звездах N не наблюдается.

Голова Q 4806.4 довольно слабая; полоса достигает наибольшей интенсивности в области приблизительно 4770—4796.

Длинноволновой части полосы в спектре 19 Psc. соответствует слабая широкая деталь 4803.4—4807.9, в которую может входить голова Q. В звездах K—M эта блenda слабее, и атомные линии не могут играть в ней заметной роли. Мак Келлар (A. Mc Kellar) измерял в спектре RY Dra. очень сильную полосу, размытую к красному концу 4804—4817; возможно, что эта полоса присутствует как очень слабая в рассматриваемой бленде.

Три атомные бленды 4779.0, 4784.3 и 4788.9 лежат на фоне довольно сильного непрерывного поглощения, не заметного в спектрах K—M. Есть все основания приписывать это поглощение полосе (1.0).

Последовательность — 1

Полоса (0.1) с головами 5621.4 Р и 5609.5 Q в лаборатории значительно слабее полосы (0.0).

В звездах N наблюдается сильная неотожествленная полоса 5618—5622, очень трудно отделяемая от полосы 5622.7—5627.6 $C^{13}C^{12}$ (0.1) и отсутствующая в звездах K—M. О присутствии здесь полосы MgH нельзя сказать ничего определенного. Кроме полосы MgH здесь влияет также $C^{12}N^{14}$ (4.0) голова R 5618.8, но едва ли эти две полосы могут оправдать наблюдаемую интенсивность, и здесь приходится предполагать наличие третьей неизвестной полосы.

Голова Q полосы (0.1) попадает в сложную область поглощения углерода, обязанную полосам $C^{12}N^{14}$ (4.0) и (9.4) и $C^{13}C^{13}$ (0.1) 5616, и мы ничего не можем сказать о присутствии здесь MgH.

Полоса (1.2), тоже очень слабая в лаборатории, имеет головы Р и Q около 5568.3 и 5549.9.

В звездах типа N наблюдается полоса 5565.1—5568.8 очень различной интенсивности, усиливающаяся в Y Can. Ven. и RY Dra.; последняя объясняется в основном $C^{13}C^{13}$ (1.2) 5568.7. В звездах K—M ее нет. Возможно, что полоса Р присутствует. Голова Q может быть отождествлена со сла-

бой полосой или блендой 5544.4—5548.6 вероятно молекулярного происхождения.

Полоса (2.3). Голова Р 5516.4 очень слабая в лаборатории. В звездах N измерена полоса 5510.3—5515.1, которая значительно меняется в интенсивности от звезды к звезде. Она видна в спектрах Солнца и μ Gemipogim и может быть отождествлена как бленда нескольких сильных линий Ti I и Ca I. Однако ее значительное усиление в спектрах Y Can. Ven. и RY Draс. говорит за ее молекулярный характер.

Последовательность — 2

Полоса (0.2). Головы Р 6083.1 и Q 6070.9.

В звездах N измерена слабая деталь 6073—6083, в которой играют некоторую роль атомные линии. Здесь, вероятно, присутствует MgH (0.2), а также возможно полоса CaCl (1.0), голова Q₁ 6076.6.

В спектре Y Can. Ven. измерен красный край 6070.6, который, возможно, объясняется головой Q полосы (0.2) MgH.

Рассмотрение восьми известных полос MgH приводит к заключению, что в звездах N уверенно отождествляются полосы (0.0) и (1.0), а также, несомненно, присутствуют и полосы (1.1) и (2.2). Остальные более слабые полосы наблюдаются в блендах.

Из наших наблюдений следует, что полосы MgH в спектрах N звезд сильнее, чем в α Bootis, и значительно сильнее чем в α Orionis.

CaH

Из систем CaH в измеренной области спектра лежит система В: $^2\Sigma - ^2\Sigma$ и более слабая в лаборатории система Е $^2\Pi - ^2\Sigma$.

Для первой Пирз и Гайдон дают положения двух голов полосы (0.0) Р₁ 6389.3 и Р₂ 6382.1 и нулевые линии полос (1.1) и (2.2). Полосы размыты в фиолетовую сторону.

В звездах N измерена полоса 6380.5—6391.1 умеренной интенсивности, несомненно молекулярного происхождения, которая может быть отождествлена с полосой (0.0) CaH.

Система Е $^2\Pi - ^2\Sigma$, в лаборатории более слабая, наблюдается при низком давлении и состоит из полос, слегка размытых в фиолетовую сторону.

(0.0) Q₁ 4898.1 и Q₂ 4899.1. Измерена довольно заметная бленда или полоса 4899.1—4902.2, для отождествления которой, к сожалению, недостаточно атомных линий Ti I 4899.9 и 4900.0. В звездах K — M эта деталь слабее. Возможно, что здесь играет роль полоса (0.0) CaH.

(1.1) Q₁ 4915.7 и Q₂ 4916.6. Измерена слабая тонкая линия 4914.3 с красным краем 4915.4, недостаточно объясняемая атомными линиями. Для согласия с измеренными длинами волн приходится приписывать преобладающее значение голове Q₁, тогда как в случае полосы (0.0) должна быть сильнее голова Q₂.

(2.2) Q₁ 4934.8 и Q₂ 4935.8. Широкая и сильная бленда, или полоса 4934.0, много слабее в K. Из атомных линий здесь присутствует линия Ba II 4934, но, вероятно, есть также и молекулярные компоненты. Возможно, неотожествленная полоса 4932, а также и CaH (2.2).

Все три полосы системы Е отождествляются неуверенно, и вообще вопрос о присутствии CaH остается неясным, поскольку рассматривается только данная область спектра.

CaCl

Молекула CaCl была впервые отождествлена Сэнфордом [14] в спектре U Cygni.

На наших спектрограммах полосы системы ${}^2\Pi - {}^2\Sigma$ CaCl наблюдаются главным образом в блендах, но, тем не менее, отождествление представляется вероятным. Полосы размыты в фиолетовую сторону.

Голова Q_1 полосы (0.0) 6211.6 вероятно составляет длинноволновую часть полосы с центром около 6209.8, не отделяемой в некоторых звездах от полосы 6214.0. Фиолетовая часть первой полосы принадлежит в основном $C^{12}N^{14}$ (3.0) R_1 .

Голова Q_2 (0.0) 6184.9 объясняет длинноволновую часть полосы 6177.7—6184.6.

Голова P_1 (0.0) 6224.9 повидимому является главным компонентом в полосе 6219.9—6226.0.

Голова P_2 (0.0) 6193.4 вероятно составляет длинноволновую часть полосы 6187.5—6194.2, принадлежащей в основном $C^{12}C^{12}$ (0.2) 6191.2 и $C^{12}N^{14}$ (3.0) R_2 6191.7.

Головы Q_1 и Q_2 полосы (0.1) 6353.5 и 6325.8 отождествляются с полосами 6344.7—6352.1 и 6317.0—6326.2, в первой из которых основная роль принадлежит $C^{12}N^{14}$ (4.1) R_1 6347.0.

Голова Q_1 полосы (1.0) 6076.6 блендируется с полосой MgH (0.2) P 6083.1, образуя полосу 6073.5—6083.5.

Голова Q_2 той же полосы (1.0) 6051.6 может быть ответственна за слабую линию 6048.4, усиленную в RY Drac. и Y Can. Ven.

Для системы ${}^2\Sigma - {}^2\Sigma$, полосы которой размыты в фиолетовую сторону, известны головы 5934.0 и 5809.9 для полос (0.0) и (1.0).

В звездах N наблюдаются линия или полоса 5934.5, сильно меняющаяся в интенсивности в разных звездах, и 5811.4—обе, вероятно, молекулярного происхождения.

Данные для этой системы различны в тех источниках, которыми мы пользовались. Согласно Джевонсу [19], Кондратьеву [23] и Шпонер (H. Sponer) [24], полосы этой системы размыты в фиолетовую сторону, согласно Пирзу и Гайдону,— в красную.

Наше предполагаемое отождествление полосы (1.0) с линией 5811.4 возможно только в том случае, если полоса размыта в красную сторону.

Таблица 3

Неизвестные молекулярные полосы

1	4988.0	Умеренная, широкая
2	{ 5418.0	V Сильная
	{ 5419.9	
	{ 5421.6	R
3	{ 5593	V Очень сильная полоса только в Y Can. Ven. и RY Drac.
	{ 5598	R
4	{ 5656.1	V Широкая, умеренной интенсивности
	{ 5658.0	
	{ 5662.2	R
5	5666.4	Заметная, тонкая только в RY Drac. и Y Can. Ven.
6	{ 5676.0	Тонкая в ранних N и очень усиливается в Y Can. Ven. и RY Drac.
	{ 5677.3	R
7	{ 5683.6	V Очень сильная в Y Can. Ven. и RY Drac.
	{ 5687.2	
	{ 5690.8	R
8	{ 5759.0	V Умеренная полоса
	{ 5765.4	R
9	{ 5768.6	V Умеренная полоса
	{ 5774.2	R

10	{	5802.4	V	Умеренная широкая полоса, значительно усилена в Y Can. Ven., вероятно, входит CaCl (4.0) 5809.9
		5812.3	R	
11		5823.4		Умеренная
12		5831.9		Умеренная
13		5903.6		Довольно сильная линия
14	{	5914.3	V	Широкая полоса со структурой Возможно, входит C ¹² C ¹² (5.7) 5923.4
		5927.2	R	
15	{	5952.7	V	Широкая полоса умеренной интенсивности, сильнее в 19 Pisc. Входит также C ¹² C ¹² (4.6) 5958.7
		5957.2		
		5961.0	R	
16		5968.3		Слабая или умеренная линия
17	{	6229.3	V	Довольно сильная
		6231.5		
		6234.1	R	
18		6237.8		Тонкая слабая, в Y Can. Ven.
19	{	6237.8	V	Умеренная широкая в 19 Pisc. и других
		6242.4		
		6245.3	R	
20	{	6241.6	V	Довольно сильная в Y Can. Ven.
		6245.8		
		6249.0	R	
21	{	6255.5	V	Очень сильная в 19 Pisc. и других звездах
		6258.7		
		6261.4	R	
22	{	6272.3	V	Входят головы C ¹² N ¹⁴ (9.5) ^s R ₂₁ 6271.9, C ¹² N ¹⁴ (9.5) R ₂ 6279.4
		6275.9		
		6286.1	R	
23	{	6354.8	V	Сильная полоса, особенно в 19 Pisc. и UU Akr. Входит C ¹² N ¹⁴ (4.1) Q ₁ 6355.1
		6358.9		
		6365.5	R	
24	{	6396.3	V	Широкая, умеренная
		6400.8		
		6404.2	R	
25	{	6541.9	V	Сильная
		6558.5	R	
26		6575		Умеренная или сильная
27		6583		Умеренная

Таблица 4

Вероятные неизвестные полосы

1	4895.5	Слабая довольно широкая только в Y Can. Ven.
2	{	4908.2 V Сильная
		4910.0
		4911.5 R
3	5103.8	Умеренная
4	5201.2	Умеренная
5	{	5305.6 V Умеренная, в некоторых звездах довольно сильная
		5309.3
		5312.1 R
6	{	5382.1 V Довольно широкая полоса умеренной интенсивности
		5383.5
		5386.7 R

7	{	5394.1 V	Сильная полоса или бленда. Входят также несколько сильных атомных линий
		5397.0	
		5398.7 R	
8	{	5405.4 V	Широкая полоса или бленда, состоящая из нескольких компонентов. Входят сильные атомные линии
		5413.4 R	
9	{	5618.1 V	Очень сильная полоса. Входят $C^{12}N^{14}$ (4.0) 5618.8 и MgH (0.1) 5621.4
		5621.8 R	
10	{	5641.7 V	Умеренная
		5644.3	
		5647.0 R	
11	{	5781.3 V	Сильная полоса или бленда. Входят атомные линии
		579.7	
		5791.3 R	
12		5817.1	Тонкая слабая, усилена в Y Can. Ven.
13		5853.3	Довольно сильная линия. Входят атомные линии
14		6024.9	Умеренная, только в Y Can. Ven.
15		6090 V	Тонкая слабая линия
16		6378.0	Слабая
17		6412.0	Слабая
18		6424.4	Широкая, умеренная, входит $C^{12}N^{14}$ (10.6) $^8R_{21}$ 6422
19	{	6461.0 V	Умеренная или довольно сильная в Y Can. Ven. Входит $C^{12}N^{14}$
		6466.7	(5.2) $^8R_{21}$ 6466.7
		6471.4 R	
20	{	6526.6 V	Сильная полоса. Входит $C^{12}C^{12}$ (4.7) 6533.7
		6536.0 R	

Таблица 5

Возможные неизвестные полосы

1	4459—4462	Очень сильная полоса в Y Can. Ven.
2	4610.5	Умеренная
3	4629.3	Довольно широкая, умеренная или значительная, кроме Y Can. Ven.
4	{ 4814.5 V 4815.9 4817.6 R	Умеренная
5	{ 4919.0 V 4920.4 4922.3 R	Довольно сильная. Входят две сильные линии Fe I 4919.0 и 4920.6
6	4926.5	Довольно широкая, слабая, повидимому усиленная в Y Can. Ven.
7	4999.7	Умеренная, роль атомных линий значительна
8	5314.8	Тонкая, умеренная
9	5321.0	Умеренная или слабая
10	5361.9	Слабая
11	{ 5376.7 5378.6 R	Умеренная, тонкая
12	5429.8	Довольно сильная или умеренная
13	{ 5502.0 5504.7 R	Умеренная, входит C ¹² C ¹² (3.4) 5501.9
14	5528.6	Очень усилена в Y Can. Ven.
15	5562.5	Очень слабая, усиливается в некоторых звездах

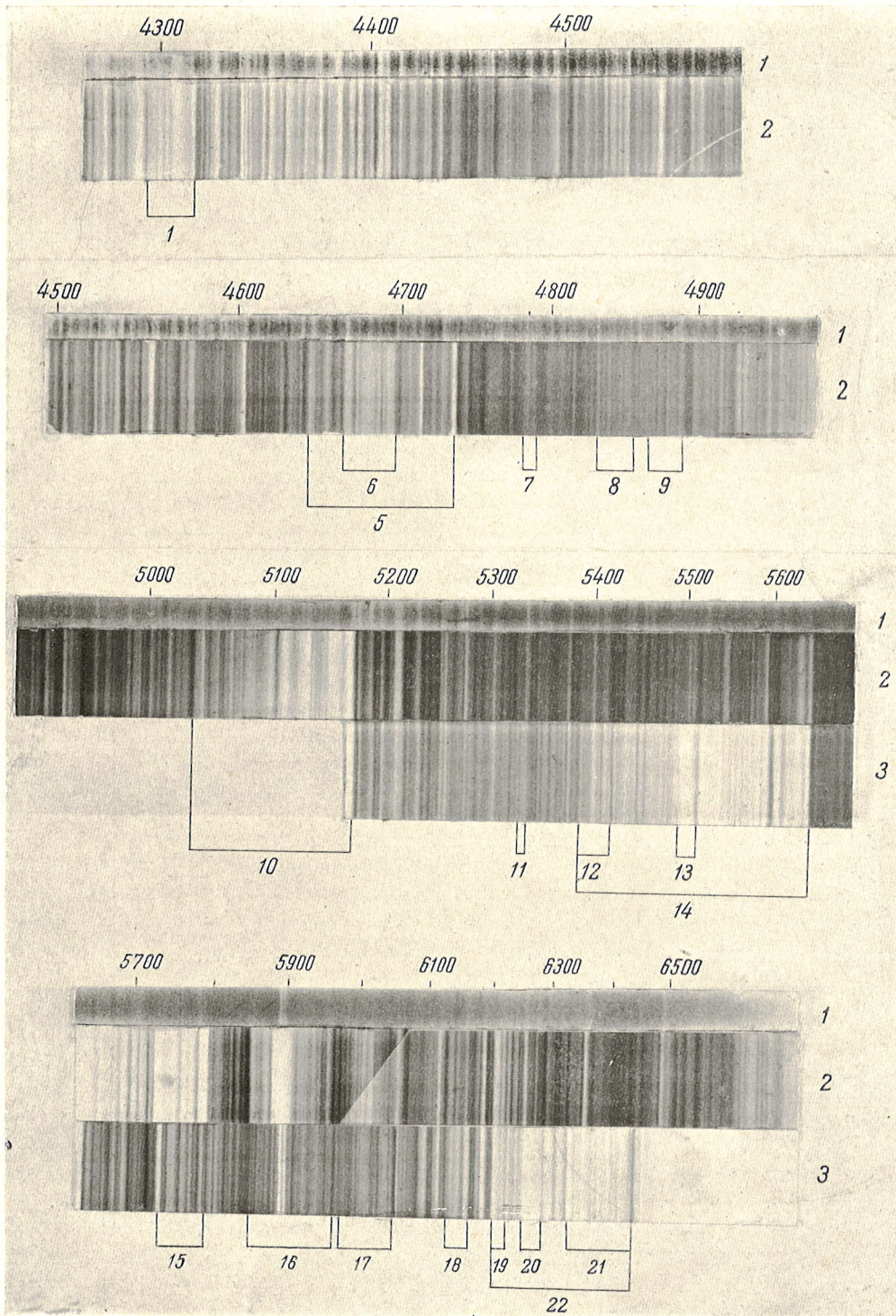
16	5797.7	Тонкая слабая или умеренная линия
17	5839.7	Очень тонкая, слабая
18	5943.4	Слабая или умеренная линия или полоса
19	5979.8	Слабая
20	{ 6012.3 V 6022 R	Умеренная, размыта к красному концу Входит $C^{12}N^{14}$ (7.3) Q_1 6012.5
21	{ 6029 V 6044.3 R	Широкая полоса в Y Can. Ven. и других
22	6113.4	Тонкая
23	6127.0	Слабая, тонкая
24	6312.6	Слабая
25	6517.4	Слабая

НЕПРЕРЫВНЫЕ ПОГЛОЩЕНИЯ

Помимо молекулярных полос в звездных спектрах наблюдаются более или менее ясно выраженные широкие непрерывные поглощения. Ширина последних различна. Провести границу между непрерывным поглощением и полосами невозможно. Примером такого поглощения в спектрах углеродных звезд может служить хорошо известный «провал» в спектре в области 4737—4642 с неопределенной коротковолновой границей. Другим примером может служить большая широкая депрессия в непрерывном спектре звезд N в фиолетовой области, начиная с 4100 Å и может быть даже с 4300 Å. Причины этого явления могут быть различны. С одной стороны, это может быть результатом перекрытия большего или меньшего числа отдельных полос. С другой стороны, это могут быть истинные непрерывные поглощения (континуумы), возникающие в общем случае в результате таких переходов, когда одно или оба состояния характеризуются не только дискретными уровнями, но и непрерывным рядом уровней, бесконечно мало отличающихся друг от друга. Таковы могут быть, например, границы вибрационных серий. Это может быть, например, непрерывное поглощение, обязанное отрицательным ионам углерода или других элементов. Можно указать и на другие примеры. Роль таких поглощений в определении общей и селективной прозрачности атмосферы самоочевидна.

Рассмотрение спектров класса N заставляет думать что непрерывные поглощения не столь редки. Правда, при малой дисперсии скопление атомных линий и бленд может также создать впечатление непрерывных поглощений. Но в этом случае контролем могут служить звезды K — M. Не приходится сомневаться, что в участках спектра, свободных от молекулярных полос, интенсивность атомных линий в звездах N и K — M за малым исключением приблизительно одинакова. Поэтому можно быть уверенным, что очень многочисленные локальные депрессии, обязанные атомным линиям и блендам, будут одинаковы в звездах K — M и N. Этот критерий менее приложим к визуальной области, где мы имеем локальные депрессии, обязанные TiO. Но в этом случае для сравнения могут служить звезды K5. Приходится также учитывать то обстоятельство, что звезды K — M не могут служить контролем, если локальное поглощение обязано молекулам, например, гидридам, которые могут встречаться в звездах N и K — M.

Очень много деталей в спектрах N имеют до известной степени характер полос или непрерывных поглощений. Ниже в табл. 6 приводятся более вероятные случаи встречающихся только в звездах N таких поглощений, которые, кажется, заслуживают внимания. Положения этих поглощений отмечены на фиг. 7.



Фиг. 7. Непрерывные поглощения в спектрах звезд N (табл. 6).
 1 — α Tauri; 2—19 Piscium; 3—Y Canum Venaticorum

- 1 4294—4314 Обязано полосам CN (0.0) и (1.1). В К — М слабее
- 2 { 4480—4502 Заметное непрерывное поглощение, главным образом в Y Can.
4494—4502 Ven. Непрерывное поглощение, 4494—4502 по обе стороны сильной атомной бленды 4496. Очень хорошо заметно во всех звездах N и, вероятно, обязано полосам $C^{12}N^{14}$ (5.7), $C^{12}N^{14}$ (6.8) и, может быть, полосам $C^{13}N^{14}$ (4.6), $C^{13}N^{14}$ (5.7) и другим
- 3 4516—4520 По обе стороны от атомной бленды 4518.5 заметное непрерывное поглощение, в частности в U Hydrae
- 4 4622—4626 Небольшое поглощение в Y Can. Ven.
- 5 { 4646—4737 Известная сильная депрессия. Коротковолновая граница для
4642—4737 большинства звезд — 4646, а для Y Can. Ven. и других 4642. Обязана, вероятно, полосам C_2 (последовательности +1). Нет заметного падения интенсивности к V. Меньшее непрерывное поглощение может быть прослежено от 4642 дальше к V
- 6 4667—4697 Для большинства звезд N на фоне 4646—4737 заметно выделяется равномерное усиление поглощения шириной в 30 Å
- 7 4780—4789 По обе стороны атомной бленды 4784 весьма заметное непрерывное поглощение, обязанное вероятно MgH (1.0) Q
- 8 4832—4855 Заметное поглощение, спадающее к V. Граница V не ясна, возможно 4824
- 9 { 4866—4892 Заметное поглощение, длинноволновая часть 4881—4892 выделяется лучше
4881—4892
Область 4900—5030 является трудной для изучения. Кроме того, вообще наше изучение области 4980—5167 основано только на 19 Pisc. Вероятно, в области 4900—5300 имеется ряд локальных депрессий в непрерывном спектре, в частности на участке 4925—4950, значительно отличающихся от того, что мы имеем в звездах K5. Сравнение с M затруднительно из-за наличия TiO
- 10 5035—5167 Известная депрессия в непрерывном спектре, обязанная в основном полосам C_2 последовательности (0.0), а также другим полосам (вероятно, MgH). Более или менее постепенный спад к V. Граница V, вообще очень неопределенная, может быть отодвинута еще дальше в сторону коротких волн
- 11 5321—5329 Заметное непрерывное поглощение, более сильное чем в K5 — M
- 12 5385—5414 Хорошо заметное непрерывное поглощение, на фоне которого имеется несколько линий поглощения
- 13 5493—5504 Хорошо заметное поглощение в поздних подразделениях N, более сильное и широкое, чем можно ожидать только для $C^{12}C^{12}$ (3.4). Возможно, $C^{12}N^{14}$ (8.3) и другие
- 14 5385—5635 В поздних подразделениях N вся эта область представляет значительную депрессию. Более длинноволновая часть обязана полосам $C^{12}C^{12}$ и $C^{13}C^{12}$ для последовательности (—1), а более коротковолновая часть вероятно более высоким членам этой последовательности, многим полосам CN, а также другим неизвестным полосам
- 15 5730—5798 Заметное поглощение, длинноволновая граница которого является неопределенной. В основном обязана вероятно полосам CN
- 16 5845—5960 Заметное поглощение. Коротковолновая граница более определенная. Обязано, вероятно, в известной степени полосам CN и, возможно, другим полосам
- 17 5984—6022 Заметное непрерывное поглощение, обязанное в основном вероятно полосам $C^{12}N^{14}$ (7.3). Границы его могут быть расширены до 5968 и до 6044
- 18 { 6131—6156 Умеренное или слабое непрерывное поглощение. Длинноволновый край определяется плохо
—6163
- 19 6207—6231 Заметное поглощение, длинноволновая граница которого определяется плохо

20	6257—6283	Очень хорошо заметное поглощение в Y Can. Ven. В 19 Pisc. не видно. Роль атмосферной полосы мала
21	6330—6438	Очень хорошо заметное поглощение в Y Can. Ven. и мало заметное в 19 Pisc.
22	6206—6438	Очень хорошо заметное поглощение в Y Can. Ven., на фоне которого видны отдельные бленды и полосы поглощения. В 19 Pisc. заметна только коротковолновая часть этого поглощения
23	6493—6535	Очень хорошо заметное непрерывное поглощение, в особенности в Y Can. Ven.

Список линий и полос в спектрах звезд типа N

Отождествление атомных линий было произведено в основном по таблицам Мур (C. Moore. Multiplet tables of astrophysical interest) 1-го и 2-го изданий. Кроме того, для сравнения со звездами G, K, M мы пользовались помимо спектрограмм, полученных в Симеизе, таблицами солнечного спектра Роуланда, а также исследованиями с большой дисперсией спектров звезд α Bootis [7], α Scorpii [8] и отчасти β Pegasi [25]. Последняя работа появилась, когда наше отождествление было уже закончено.

Очень широко использовались нами для справок и сравнения характера линий в различных звездах таблицы длин волн и фотографии, помещенные в работе Хэла, Эллермана и Паркхерста [1], а также фотографии спектров, помещенные в работе Шэна (C. Shane) [26].

Для отождествления молекулярных полос мы пользовались в основном книгами Пирза и Гайдона [15], Джевонса [19] и Вейцеля [22].

В первом столбце таблицы дана измеренная длина волны середины детали, а для широких бленд и полос — также и краев, обозначенных буквами V (фиолетовый) и R (красный) соответственно.

Во втором столбце дана характеристика детали, включающая:

1. Общее описание: линия (в случае более резких и тонких деталей), полоса или бленда и характеристика интенсивности.

2. Сравнение интенсивности детали в спектре 19 Pisc. с интенсивностью в спектрах звезд K (α Bootis и α Tauri) и M (α Orionis, α Herculis, α Scorpii, β Pegasi, μ Geminorum). Это сравнение выражено в сокращенной форме следующим образом:

- i >>> — линия в звездах N очень много сильнее, чем в K — M
- i >> — линия в звездах N значительно сильнее, чем в K — M
- i > — линия в звездах N сильнее, чем в K — M
- i = — линия имеет одинаковую интенсивность в звездах N, K и M
- i < — линия в звездах N слабее, чем в K — M
- i <<< — линия в звездах N значительно слабее, чем в K — M

3. Возможное отождествление с атомными линиями. При нашей дисперсии практически все линии в звездах типа N являются блендами, и поэтому, не претендуя на исчерпывающий список всех компонентов в каждом отдельном случае, мы указываем только главнейшие линии, которые могут входить в данную бленду. В целях сокращения таблицы мы не приводим лабораторных длин волн линий и ограничиваемся номером мультиплета в Revised Multiplet Tables, указанным после названия элемента.

В третьем столбце отмечены как те молекулярные полосы, которые удалось отождествить, так и вновь найденные неизвестные полосы; звездочками отмечены уже известные в звездах, но еще не отождествленные полосы: * — полосы, найденные Шэном [27], и ** — полосы, найденные Сэнфордом [28].

Когда наши отождествления были уже закончены, появилась работа Мак Келлара, относящаяся к спектру RY Draconis [12]. Полосы, объявленные Мак Келларом как определенно новые, отмечены в нашей таблице ***.

Список линий и полос в спектрах звезд типа N

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4289.1	Очень сильная блenda. $i = \text{Ti I } 44$, — 2 линии, $\text{Ca I } 5$, $\text{Cr I } 1$, $\text{Fe I } 3$	От 4294 до 4314 все линии лежат на фоне непрерывного погло- щения CH, создавае- мого ветвями R и Q
4294.4	Слабая тонкая линия. $i = \text{Fe I } 41$	
4297.0	Умеренная блenda. $i > . \text{V I } 20$ — 3 ли- нии, $\text{Cr I } 64$	
4299.9	Широкая умеренная блenda. $i = . \text{Ti I } 44$ — 3 линии, $\text{Ti I } 43$, $\text{Ca I } 5$, $\text{Fe I } 152$	
4302.6	Умеренная блenda. $i = . \text{Ca I } 5$	
4305.7	Тонкая слабая линия. $i < . \text{Ti I } 44$, $\text{V I } 5$	
4307.7	Широкая умеренная блenda. $i < < \text{V I } 5$, $\text{Ca I } 5$, $\text{Fe I } 42$	
4309.7	Умеренная линия. $i = . \text{V I } 5$	
4314.5	Сильная полоса, резко ограниченная с красного края. $i = . \text{Sc II } 15$, $\text{Ti I } 43$ — 2 линии, $\text{Fe I } 71$	
4318.7	Тонкая умеренная линия. $i = . \text{Ti I } 235$, $\text{Ca I } 5$	
4321.1	Умеренная блenda. $i = . \text{Sc II } 15$, $\text{Cr I } 83$, $\text{Ti I } 235$	CH (0.0) Q 4315
4323.5	Умеренная линия. $i > . \text{Sm II } 8$, $\text{Ti I } 79$, Cr I неклассифицированная. Атомных линий для ее объяснения недоста- точно	
4325.6	Сильная блenda. $i = . \text{Sc II } 15$, $\text{Cr I } 104$, $\text{Fe I } 42$	Возможно CH (2.2)
4330.0	Слабая линия. $i = . \text{V I } 5$	
4333.8	Довольно широкая умеренная полоса или блenda. $i > > . \text{V I } 5$, $\text{Ti I } 43$. Атом- ные линии не объясняют всей интен- сивности	
4338.0	Довольно сильная широкая линия. $i = .$ $\text{Fe I } 41$, $\text{Cr I } 22$ — 3 линии	
4341.0	Тонкая слабая линия. $i < < . \text{V I } 5$	
4344.3	Тонкая слабая линия. $i < . \text{Cr I } 22$	
4347.6	Умеренная линия. $i = . \text{Cr I } 104$, $\text{Fe I } 2$	
4351.5	Довольно сильная блenda. $i = . \text{Cr I } 22$ — 2 линии, $\text{Fe I } 71$, $\text{V I } 5$	
4355.1	Слабая размытая блenda. $i = . \text{Sc II } 14$, $\text{Ca I } 37$, $\text{V I } 5$	
4359.1	Умеренная блenda. $i = . \text{Y II } 5$, $\text{Cr I } 22$	
4361.3	Слабая линия. $i = . \text{Cr I } 22$, $\text{Ti I } 204$, $\text{Zr I } 31$	Возможно $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (4.2) 4365.2
{ 4364.3 4364.8 R	Слабая полоса или блenda. $i > > . \text{V I } 23$, $\text{Cr I } 103$, 130	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4368.2	Довольно слабая. $i = . \text{Fe I } 41, \text{ V I } 5$	
4370.6	Довольно слабая. $i > . \text{Cr I } 22$	Возможно $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (3.1) 4371.4
4375.1	Довольно сильная атомная блenda. $i = . \text{Cr I } 22, \text{ Sc II } 14, \text{ Y II } 13, \text{ Fe I } 2$	
4379.2	Тонкая линия, резко ограниченная с фиолетовой стороны; с красной стороны к ней примыкает полоса (2.0) $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$. $i > > . \text{V I } 22$	
{ 4382.7 V 4384.1 4385.2 R	Очень сильная линия. С фиолетовой стороны к ней примыкает голова $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (2.0). i в K $< <$, в M = . Fe I 41, V I 5, 22, Cr I 22	$\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (2.0) 4382.5
4387.2	Тонкая очень слабая. $i = . \text{V I } 40, \text{ Cr I } 84, 103$	
4390.0	Довольно сильная линия. $i > . \text{Fe I } 2, \text{ V I } 22$. Непонятно усиление в N сравнительно с K — M	
4391.1	Слабая или умеренная. $i > . \text{Cr I } 22, \text{ V I } 23$	
4394.7	Довольно сильная линия. $i = . \text{Cr I } 129, 130, \text{ Ti I } 78, \text{ V I } 22$	
4398.0	Слабая линия или полоса. $i > > \text{Y II } 5, \text{ Ca I } 129$. Атомных линий для ее объяснения недостаточно	
4400.2	Довольно сильная линия. $i = . \text{Sc II } 14, \text{ V I } 22$	
4404.9	Сильная линия. $i < . \text{Ti I } 78, \text{ Fe I } 41, \text{ V I } 23$	
4408.2	Сильная линия. $i = . \text{V I } 22-4$ линии, Fe I 68—2 линии	
4411.8	Тонкая слабая линия. $i = . \text{Cr I } 22, \text{ Ti I } 54$	
4414.9	Умеренная линия. $i < . \text{Mn I } 22, \text{ Fe I } 41, \text{ Sc II } 14$	
4421.4	Слабая широкая полоса или блenda. $i = . \text{V I } 21, \text{ Zr I } 61, \text{ V I } 22, \text{ Y II } 5, \text{ Ti I } 78$	
4427.4	Умеренная линия. $i = . \text{Ti I } 78, \text{ Fe I } 2$	
4429.7	Умеренная линия. $i = . \text{V I } 22, \text{ Ti I } 113, \text{ Fe I } 68$	
4435.3	Сильная блenda. $i = . \text{Ti I } 113$ и 161, Ca I 4—2 линии, Fe I 2, V I 21	
4437.7	Очень слабая тонкая линия. $i < . \text{V I } 21$	
4442.8	Широкая умеренная блenda. $i < . \text{V I } 21-2$ линии, Fe I 68	
4447.3	Очень слабая тонкая. $i < . \text{Fe I } 68$ и 69	
4449.7	Довольно сильная. $i = . \text{Ti } 160-2$ линии, V I 62	
4452.8	Очень слабая тонкая. $i < . \text{V I } 87, \text{ Ti I } 113$ и 160	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4455.2	Довольно сильная бленда. $i = . \text{Ca I } 4-3$ линии, $\text{Ti I } 113$	
4459.6	Тонкая умеренная линия. $i = . \text{Fe I } 68, \text{V I } 21-2$ линии. В Y Can. Ven. вместо этой линии и следующей очень сильная полоса	В Y Can. Ven. возможно неизвестная молекулярная полоса
4461.8	Тонкая умеренная линия. $i = . \text{Fe I } 2, \text{Ti I } 8, \text{V I } 87$	
4468.8	Слабая широкая бленда или полоса. $i = . \text{Cr I } 127-4$ линии, $\text{Ti I } 146, \text{Fe I } 2$ и 350	
4471.0	Слабая. $i = . \text{Mn I } 22-2$ линии, $\text{Ti I } 146, \text{Fe I } 2$	
4475.5	Тонкая, слабая. $i < < . \text{V I } 101, \text{Ti I } 113$ и $184, \text{Cr I } 95$	
4479.8	Слабая тонкая. $i < < . \text{Ti I } 146-2$ линии	
4481.8	Слабая тонкая. $i < < . \text{Ti I } 146$ и $113, \text{Fe I } 2$ и 68	
4487.2	Слабая тонкая. $i > .$ Атомные линии слабы, может быть молекулярная	Возможно $\text{C}^{13}\text{N}^{14}$ (5.7) 4488.0
4489.7	Слабая, тонкая $i < < . \text{V I } 86$ и $110, \text{Ti I } 146, \text{Fe I } 2$	
4496.7	Сильная. Для большинства звезд эта линия сопровождается непрерывным поглощением в пределах 4494 — 4502. $i = . \text{Fe I } 68, \text{Ti I } 8, \text{Cr I } 10$	Непрерывное поглощение с фиолетовой стороны обязано вероятно $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (6.8) 4494, а с красной — $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.7) 4502.2 и возможно $\text{C}^{13}\text{N}^{14}$ (4.6) 4500.0
4501.7	Умеренная линия, граница непрерывного поглощения 4494—4502. $i < < . \text{Cr I } 81-2$ линии. Усиление в К объясняется Ti II	$\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.7) 4502.2
{ 4505.3 V 4506.7 4508.2 R	Сильная линия, меняющаяся от звезды к звезде. i в G, K $> >$, в M = . $\text{Y I } 14, \text{Zr I } 30, \text{Ca I } 24-4$ линии. В Y Can. Ven. тоньше и слабее. Усиление в N непонятно	
4509.6	Очень слабая, тонкая линия. $i = .$ Атомная бленда	
{ 4511.8 V 4512.9 4514.3 R	Сильная полоса или бленда, особенно сильная в Y Can. Ven. , где красный край 4516.4. $i > > . \text{Cr I } 150-2$ линии, $\text{Cr I } 95, \text{Ti I } 42$	Вероятно $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (4.6) 4514.8 и вероятно $\text{C}^{13}\text{N}^{14}$ (3.5) 4516.6
4518.5	Умеренная линия. $i < < . \text{Ti I } 42, \text{Cr I } 34$ и 100	
4520.3	Очень слабая линия. $i < < .$ Атомная бленда	
4522.9	Умеренная линия. $i < . \text{Cr I } 173, \text{Ti I } 42$	
4527.6	Широкая умеренная бленда. $i = . \text{Cr I } 33$ и $82, \text{Ti I } 7, \text{Fe I } 68$	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4531.0	Умеренная. $i = .$ Cr I 33—2 линии, Fe I 39. В пределах 4531—4537 заметно значительное непрерывное поглощение	$C^{12}N^{14}$ (3.5) 4531.9 входит либо в эту деталь либо в непрерывное поглощение
{ 4533.5 V 4535.1 4536.7 R	Сильная блenda или полоса с более резким красным краем. Значительно меняется от звезды к звезде. Заметная структура $i = .$ Ti I 42—4 линии	$C^{13}N^{14}$ (2.4) 4537.1
{ 4539.4 V 4540.5 4542.5 R	Умеренная полоса или блenda с более сильным фиолетовым краем (исключая Y Can. Ven.). $i = .$ Cr I 33—3 линии	Вероятно также называется неотожествленная полоса 4540 *
4545.7	Размытая умеренная блenda. $i > .$ Ti I 42—2 линии, Cr I 33, Cr I 10	
4549.3	Слабая или умеренная линия. $i = .$ Ti I 42	
{ 4552.2 V 4553.7 4555.2 R	Сильная полоса или блenda; i в K $>>$, в M $> .$ Ti I 42—2 линии, Ba II 1	$C^{12}N^{14}$ (2.4) 4553.1
4560.2	Умеренная линия. Очень усилена в Y Can. Ven. и WZ Cass. Лежит на фоне непрерывного поглощения. $i >> .$ Ti I 112, V I 109. Атомных линий недостаточно	Возможно $C^{13}N^{14}$ (1.3) 4561.2
4563.1	Слабая или умеренная линия. $i < .$ Ti I 7. Усиление в K—M идет за счет сильной линии Ti II	
4565.4	Слабая линия. $i = .$ Cr I 21	
{ 4570.2 V 4571.3 4572.9 R	Сильная полоса или блenda. $i > .$ Mg I 1, Cr I 32, 125. V I 109	Может быть, неотожествленная полоса 4572 *
{ 4574.4 V 4576.4 4578.0 R	Сильная полоса или блenda. $i >>> .$ V I 4, Ca I 23. Атомные линии объясняют меньше половины интенсивности	$C^{12}N^{14}$ (1.3) 4578.0
4580.5	Слабая линия. $i << .$ Cr I 10. V I 4, Ca I 23. Атомные линии достаточны для объяснения значительной интенсивности в K—M	
4582.0	Слабая, но заметная линия, в особенности в некоторых звездах N. $i > .$ Слабая атомная блenda	
{ 4586.8 4588.1 R	Сильно меняющаяся в яркости, широкая блenda или полоса. Довольно сильная в Y Can. Ven. и WZ Cass. В K—M довольно сильная, но тоньше. V I 4, Ca I 23. Атомные линии объясняют более коротковолновую часть полосы	Вероятно $C^{13}N^{14}$ (0.2) 4588.4
4591.0	Сильно меняющаяся линия. В ряде звезд умеренная. $i = .$ Cr I 21, Fe I 39	
4594.1	Умеренная. $i =$ V I 4	
4597.8	Слабая или умеренная на фоне непрерывного поглощения. $i > .$ Fe I 17—2 линии, Fe I 554. Атомных линий для N как будто недостаточно	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4600.3	Линия умеренной интенсивности. В некоторых звездах N слаба. $i =$. Cr I 21 и 32—2 линии	
4603.2	Слабая на фоне следующей полосы. $i =$. Fe I 39—2 линии, Li I 6?	
4605.2 V 4606.5 4607.8 R	Очень сильная полоса или бленда с резким краем R. $i >$, в Me = . Sr I 2, V I 4. В N, несомненно, преобладает полоса $C^{12}N^{14}$ (0.2)	$C^{12}N^{14}$ (0.2) 4606.1
4610.5	Умеренная, в некоторых звездах N отсутствует. $i >$. Fe I 17. Атомные линии слабы, и их, повидимому, недостаточно	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4613.6	Умеренная линия, меняется в интенсивности от звезды к звезде. $i =$. Cr I 21	
4616.3	Слабая или умеренная линия. $i >$. Cr I 21, Ti I 145. Атомная бленда	
4619.0	Довольно сильная; в 19 Pisc., повидимому, слабее чем в других звездах N. $i >$. V I 4, 39, Cr I 81	
4622.7	Довольно слабая линия. $i >$. Cr I 32—2 линии, Ti I 145. Атомная бленда	
4626.0	Очень слабая и только в Y Can. Ven. умеренная. $i =$. Cr I 21	
4629.3	Довольно широкая линия умеренной или значительной интенсивности, кроме Y Can. Ven., где она почти не видна. $i =$. Ti I 145 и др.	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4634.4	Очень широкая, довольно сильная бленда или полоса, имеющая структуру. $i >$. Fe I 39, Zr I 5, V I 4. Атомные линии, может быть, недостаточны для объяснения интенсивности и ширины в N	
4637.6	Линия умеренной интенсивности на фоне непрерывного поглощения. $i =$. Cr I 32—2 линии	
4640.2	Довольно сильная линия. $i =$. Ti I 145—3 линии. V I 39—2 линии	В Y Can. Ven. заметно влияние неотождествленной полосы 4642 *
4646.0	Широкая бленда. Она ограничивает с V стороны известную область непрерывного поглощения 4646—4737 ($C_2 \Delta v = +1$). В этой области нельзя судить об истинной интенсивности линий и полос. $i =$. Ti I 145, Cr I 21, V I 39	
4651.8	Слабая, тонкая. $i =$. Cr I 21—2 линии	
4654.0	Умеренная линия. $i =$. Fe I 39, Cr I 186	
4656.0	Умеренная линия. $i =$. Ti I 6	
4663.3	Хорошо заметная, широкая. $i =$. Cr I 186—2 линии, Na I 12	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 4666.8 V 4670.6 R	Широкая сильная полоса или бленда. В К—М значительно тоньше. Ti I 6, Na I 42, Cr I 186, V I 39	Здесь может влиять полоса C ¹² C ¹² (6.5) 4668.7
4674.7	Тонкая заметная. i = . Sm II 14, Y II 4, Ti I 77	
4678.6	Слабая, на фоне непрерывного поглощения, в К—М нет. Возможные атомные линии слабы	Может быть полоса C ¹² C ¹² (5.4) 4678.6
4682.2	Довольно широкая, слабо выделяется на фоне поглощения. i = . Ti I 6	C ¹² C ¹² (4.3) 4684.8
4688.1	Довольно тонкая. i = . Fe I 147, Zr I 143, 5, Cr I 10	
4691.2	Тонкая слабая. i = . Ti I 75	
{ 4695.7 4698.4 R	Широкая заметная линия. i > . Ti I 75, Cr I 62—2 линии	C ¹² C ¹² (3.2) 4697.6
4707.6	Заметная линия. i = . V I 119, Fe I 346, Cr I 186	
{ 4714.6 4715.4 R	Сильная полоса с резкой головой. i > > . Ti I 6	C ¹² C ¹² (2.4) 4715.2
4719.2	Очень тонкая слабая. i > . Cr I 186, Sm II 3, Fe I 409	
4722.9	Довольно заметная. i > . Ti I 75—2 линии	Возможно также C ¹³ C ¹² (2 1) 4722.9
4728.7	Очень слабая. i < . Mn I 21, Co I 15, Sc I 14	
4730.4	Очень слабая. i = . Ti I 202, Cr I 145	
{ 4734.1 V 4736.3 4737.7 R	Очень сильная полоса. i > > . Cr I 145, Sc I 14	C ¹² C ¹² (1.0) 4737.1
4740.3	Очень слабая. i < . Mn I 21	
{ 4743.3 4744.7 R	Сильная полоса i > . Атомные линии слабы	C ¹³ C ¹² (1.0) 4744.7
{ 4748.3 V 4750 4753.7 R	Слабая широкая полоса, очень сильная в Y Can. Ven., i > . V I 113—2 линии. Na I 11. Атомные линии слабы	C ¹³ C ¹² (1.0) 4752.3
4758.9	Заметная линия, меняющаяся от звезды к звезде. i = . Ti I 233—2 линии, Ti I 41	
4762.3	Очень слабая. i < . Mn I 21—2 линии	
4766.4	Линия умеренной интенсивности. i < . Mn I 21—2 линии, V I 113	
4772.8	Широкая линия или бленда. i < . Fe I 38	
4779.0	Слабая линия или полоса. i < . Sc I 5. Атомные линии слабы. Эта линия, так же как и 2 следующие, лежит на фоне непрерывного поглощения MgH (1.0)	
4784.3	Умеренная линия, i > . Mn I 16, V I 3. В звездах N полоса MgH (1.0), видимо, преобладает над атомными линиями	MgH (1.0)
4788.9	Умеренная линия. i = . Cr I 31—2 линии	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 4796.2 V 4799.2 4801.4 R	Широкая бленда или полоса умеренной интенсивности. $i = . V I 113, 3, Cr I 168$	
{ 4803.4 V 4806.2 4807.9 R	Бленда или полоса. В некоторых звездах очень широкая. $i > . Cr I 61-2$ линии, $Ti I 260$	Возможно неотождествленная полоса 4804.1 ***. Возможно также $MgH (1.0) Q 4806?$
4812.1	Очень слабая, тонкая линия, объясняемая рядом слабых атомных линий	
{ 4814.5 V 4815.9 4817.6 R	Линия умеренной интенсивности. $i > . Zr I 43, 44$. Атомные компоненты слабы	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4823.5	Довольно сильная линия, к ней примыкает заметное поглощение в сторону меньших длин волн. $i = . Mn I 16$	
{ 4826.4 V 4828.0 4829.0 R	Линия умеренной интенсивности. $i > . V I 3, Cr I 31$. Полоса (7.1) $C^{12}N^{14}$ слабая, и едва ли голова sR_{21} может оправдать усиление относительно К—М	Возможно $C^{12}N^{14} (7.1) sR_{21} 4827.7$
{ 4831.1 V 4832.3 4833.9 R	Довольно сильная линия. $i = . V I 3-2$ линии. $Sr I 4, 5$	Возможно также $C^{12}N^{14} (7.1) R_{21} 4832.6$
4836.4	Очень слабая тонкая линия. $i = . Cr I 144, Ti I 241$	
4839.2	Довольно широкая линия слабой или умеренной интенсивности. $i = . Y I 13, Ti I 53$	
4842.8	Слабая размытая линия. В $Y Can. Ven.$ сильнее. $i > . Fe I 687$. Атомные линии слабы	$C^{12}N^{14} (7.1) R_1 4844.7$
4848.8	Тонкая слабая линия. $i = . Ti I 217, 201, V I 78$	
4851.5	Слабая линия. $i = . V I 3$	
4854.8	Слабая линия или бленда. $i > . Sr I 10, Cr I 61$	
4859.4	Очень слабая размытая линия. $i < . Fe I 318$	
4865.3	Размытая слабая бленда. Повидимому, к красному краю примыкает слабое поглощение. $i = . V I 3$	Неотождествленная полоса 4866 **
4871.1	Слабая линия вероятно усилена в $Y Can. Ven.$, где она лежит на фоне заметного непрерывного поглощения 4867—4882. $i > . Cr I 143, Fe I 318-2$ линии	
4875.4	Линия умеренной интенсивности, усиленная в $Y Can. Ven.$. Это усиление заставляет подозревать молекулярную полосу. $i > . V I 3, Sr I 4, 5$	
4881.3	Довольно сильная линия. В $Y Can. Ven.$ более сильная на фоне непрерывного поглощения. $i > . V I 3$	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4886.0	Линия умеренной интенсивности довольно широкая. $i = .$ Ti I 157, Cr I 30, Cr I 143—2 линии	
{ 4888.5 V 4890.7 4893.6 R	Широкая бленда или полоса слабой или умеренной интенсивности. $i > .$ Cr I 31, 61—2 линии. Fe I 318—2 линии. Sr I 10	
4895.5	Слабая довольно широкая линия только в Y Can. Ven. В К—М нет. Вероятно молекулярная	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 4899.1 V 4900.8 4902.2 R	Довольно заметная бленда или полоса. $i > > .$ Ti I 157, 295. Атомные линии недостаточны	CaH (0.0) система E C_1 4898.1 и C_2 4899.1?
{ 4904.3 V 4906.1 4907.0 R	Сильная полоса в Y Can. Ven., значительно меняется от звезды к звезде. $i > > .$ Несомненно молекулярная	Несомножественная полоса 4905 **
{ 4908.2 V 4910.0 4911.5 R	Сильная полоса или бленда. Сильно меняется от звезды к звезде. $i > > .$ Ti I 39	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 4914.3 4915.4 R	Тонкая слабая линия, умеренная в Y Can. Ven. $i > .$ Ti I 157—2 линии	Может быть также CaH (1.1) система E Q_1 4915.7 Q_2 4916.6
{ 4919.0 V 4920.4 4922.3 R	Довольно сильная линия. $i = .$ Fe I 318—2 линии. Заметно усилена сравнительно с другими линиями того же мультиплета	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4924	Тонкая слабая линия. $i = .$ Cr I 143, Fe I 114	
4926.5	Довольно широкая слабая бленда или полоса. $i > .$ Ti I 157, 39. V I 50. Повидимому усилена в Y Can. Ven.	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4934.0	Очень широкая бленда или полоса. $i > > .$ Ba II 1. Несомненно, кроме Ba II входит еще молекулярная полоса	Несомножественная полоса 4932 **. Возможно CaH (2.2) Q_1 4934.8 и Q_2 4935.8
{ 4938.5 4940.3	Слабая или умеренная бленда. $i = .$ Fe I 318	Может быть, $C^{12}N^{14}$ (8.2) R_2 4935.8
4945.1	Очень слабая линия. $i > .$	Возможно $C^{12}N^{14}$ (8.2) R_1 (4945.3)
4949.3	Очень слабая линия. $i > .$	Возможно $C^{12}N^{14}$ (8.2) Q_1 4949.1
4957.4	Линия умеренной интенсивности. Иногда измеряется как широкая полоса до 4969. $i < .$ Fe I 318—2 линии	
4966.1	Слабая линия. $i = .$ Fe I 687, Cr I 9.	
	Начиная с 4978 до 5167 измерена	только 19 Piscium
4978.8	Довольно тонкая слабая или умеренная линия. $i > > .$ Ti I 173, Na I 9	Возможно неотождествленная полоса 4976 ** как очень слабая

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
4982.3	Умеренная линия. $i = . \text{Ti I } 38, \text{Na I } 9$	Неизвестная молекулярная полоса
4988.0	Умеренная широкая бленда или полоса. В К—М нет. Атомных линий нет	
4991.2	Умеренная линия. $i > > . \text{Ti I } 38, 173$	Возможно неизвестная молекулярная полоса
4994.1	Слабая линия. $i > . \text{Fe I } 16$	
4999.7	Умеренная линия. $i > . \text{Fe I } 38, 173$. Роль атомных линий значительна, но не исключается, что усиление в N обязано влиянию молекулы	
5005.8	Слабая линия. $i > . \text{Fe I } 984, 318$	
5009.5	Очень слабая тонкая линия. $i > . \text{Ti I } 38$	Возможно влияние неотожествленной полосы 5035 **
5014.3	Довольно сильная линия. $i > . \text{Ti I } 5, 38$	
{ 5020.1 V 5028.7 R	Очень широкая слабая бленда с некоторой структурой. $i > . \text{Ti I } 38-3$ линии, $\text{Cr I } 20, \text{Ti I } 173$	
5035.0	Широкая слабая полоса, примыкающая к сильной линии 5040.6. $i < . \text{Ti I } 110-2$ линии	
5040.6	Довольно сильная линия. $i = . \text{Ti I } 5, \text{Fe I } 16, 36, \text{Ca I } 34$	Возможно входит $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (4.4)
5052.9	Линия или бленда умеренной интенсивности. $i > . \text{Fe I } 16, \text{Cr I } 8$. С фиолетовой стороны примыкает слабое непрерывное поглощение	
5059.7	Слабая размытая линия. $i > . \text{Fe I } 1$	Возможно $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (3.3) 5071.9
5064.3	Довольно слабая линия. $i > . \text{Ti I } 5$	
5069.1	Тонкая слабая линия на довольно заметном фоне непрерывного поглощения. В К—М нет. $\text{Fe I } 383$	
5072.6	Тонкая, слабая линия. $i = . \text{Cr I } 8$	
5078	Слабая размытая деталь. $i > . \text{Fe I } 66, 16$	$\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (2.2) 5097.7
5083.4	Слабая, тонкая линия. $i = . \text{Fe I } 16$	
{ 5092.6 V 5097.2 5099.9 R	Сильная полоса. $i > > . \text{Fe I } 66$	
{ 5103.8	Умеренная или довольно сильная полоса или бленда на фоне сильного непрерывного поглощения. $i > > . \text{Sc I } 13, \text{Ni I } 49$. Плохо отделяется от следующей детали	
5110.0	Сильная довольно широкая линия или бленда на фоне довольно сильного непрерывного поглощения. $i > > . \text{Fe I } 1, \text{Ti I } 109$	Вероятно молекулярная полоса. Возможно влияние высоких членов MgH ($\Delta v = 0$)
5129.4 R	Очень сильная и широкая полоса на сильном фоне непрерывного поглощения. $i > > > . \text{Fe I } 16$	
5142.2	Довольно тонкая слабая или умеренная линия на сильном фоне. $i = . \text{Fe I } 114, 16$	$\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (1.1) 5129.3 ■ возможно $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.0) R_2 5129.7 Возможно $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.0)

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
5146.5 5156 R	Середина широкой бленды или полосы умеренной интенсивности на сильном фоне. $i = . \text{Ti I } 109, 4$ На фоне сильного непрерывного поглощения, обязанного $\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (0.0), замечен перерыв, создающий впечатление границы около 5156. Край молекулярной полосы	MgH (2.2) P 5155.2
5161.0 V 5163.7 5167.4 R	Очень сильная полоса. $i >> . \text{Mg I } 2, \text{Fe I } 4, 37$	$\text{C}^{12}\text{C}^{12}$ (0.0) 5165.2 MgH (1.1) Q 5162
5173.4 5178.8	Сильная линия. $i = . \text{Mg I } 2, \text{Fe I } 36, 4$ Очень слабая и тонкая линия. $i = .$ Атомная бленда	
5179.5 V 5183.1 5185.4 R	Очень сильная полоса, оттененная к V. $i > . \text{Mg I } 2.$ Несомненно, кроме линии Mg I входит молекулярный компонент	MgH (0.0) Q 5186.4 и (1.1) P 5182.3
5188.8 5193.3	Тонкая, слабая линия. $i = . \text{Ca I } 49$ Сильная линия. $i = . \text{Fe I } 383-2$ линии, Fe I 38, Ti I 4	
5201.2	Линия умеренной интенсивности. В К—М нет	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
5203.9 V 5205.9 5209.1 5212.2 R 5216.9	Очень сильная широкая полоса, иногда раздваивающаяся около 5207.5. $i >> .$ I — Cr I 7—2 линии, II — Cr I 7, Ti I 4 Тонкая линия, слабая или умеренная. $i = . \text{Fe I } 36$	MgH (0.0) P 5211.0
5223.5 V 5226.1 5228.0 R	Сильная бленда. $i = . \text{Fe I } 1, 37, 383, \text{Cr I } 193, 59-2$ линии В звездах N поглощение простирается дальше в сторону V, чем в К—М	
5231.0 V 5233.7 5234.4 R	Полоса или линия умеренной интенсивности. $i = . \text{Fe I } 383$	Вероятно входит $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (6.1)^s R₂₁ 5232.6
5237.5 V 5241.0 5243.4 R	Полоса умеренной или слабой интенсивности. $i > .$ Атомные линии слабы	Вероятно входит $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (6.1) R₂ 5239.3
5247.3	Сильная линия. $i = . \text{Ti I } 37, \text{Fe I } 4, \text{Cr I } 18$	
5249.3 V 5251.3 5253.0 R	Сильная линия или полоса. $i = . \text{Fe I } 1, 66, \text{Ti I } 4, 37$	Вероятно входит $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.1) R₁ 5250.0
5255.3	Слабая линия, примыкает к предыдущей детали и не всегда отделяется. Fe I 1	Вероятно входит $\text{C}^{12}\text{N}^{14}$ (5.1) Q₁ 5254.9
5262.5 5265.5 5270.1	Две слабые линии на общем фоне непрерывного поглощения. Ca I 22—2 линии, Fe I 553. Ca I 22—2 линии, Cr I 18 Сильная линия или бленда. $i < . \text{Fe I } 15, 37, \text{Ca I } 22$	
5272.7 V 5276.5 5277.2 R	Бленда или полоса умеренной интенсивности. Лежит на фоне непрерывного поглощения, и это делает ее неотделимой от предыдущей линии. $i > . \text{Cr I } 94-3$ линии	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 5280.4 V 5285.1 R 5290	Полоса или бленда умеренной интенсивности. $i < .$ Fe I 383, 553 Слабая линия. Вероятно, атомная бленда. $i = .$	
{ 5294.8 V 5297.3 5299.0 R 5301.5	Сильная бленда или полоса. $i = .$ Cr I 18—2 линии, Cr I 94—2 линии Довольно тонкая, слабая или умеренная линия. $i > .$ Cr I 18, Co I 39, Fe I 553	
{ 5305.6 V 5309.3 5312.1 R 5314.8	Умеренная полоса или бленда. В некоторых звездах довольно сильна. $i > > .$ Fe I 36, Zr I 27 Тонкая умеренная. Подходящих атомных линий нет. В К — М нет	Вероятно неизвестная молекулярная полоса Возможно неизвестная молекулярная полоса
5321.0	Умеренная или слабая линия. Меняется от звезды к звезде. В К — М нет. Подходящих атомных линий нет	Возможно неизвестная молекулярная полоса
5325	Очень тонкая, слабая линия. $i = .$ Fe I 553, Ti I 36	
{ 5326.5 V 5329.4 5331.9 R 5336.4	Очень сильная бленда или полоса. Значительно меняется от звезды к звезде. $i = .$ Fe I 15, 37 и 36, Cr I 94—2 линии Тонкая, слабая линия. В К — М нет. Нет подходящих атомных линий	
5341.4	Довольно сильная линия. $i > .$ Fe I 553, 37, Mn I 4	
{ 5345.7 V 5348.6 5350.7 R 5352.9 V 5356.5 5358.5 R 5361.9	Довольно сильная бленда или полоса. $i > .$ Cr I 18—2 линии, Ca I 33 Полоса очень различной интенсивности в разных звездах. В К — М нет. Подходящих атомных линий нет. Слабая линия различной интенсивности в разных звездах. Подходящих атомных линий нет. $i > .$	Возможно также $C^{12}N^{14}$ (7.2) $^8R_{21}$ 5347.5 $C^{12}N^{14}$ (7.2) R_2 5354.1
5366.4	Линия умеренной интенсивности. Сильна в γ Can. Ven. Подходящих атомных линий нет. $i > > .$	Возможно неизвестная молекулярная полоса $C^{12}N^{14}$ (7.2) R_1 5365.0
{ 5369.0 V 5371.3 5373.2 R 5376.7 5378.6 R 5382.4 V 5383.5 5386.7 R 5390.7	Очень сильная бленда или полоса. $i > .$ Fe I 15 Умеренная линия. $i > > .$ Ti I 3 Довольно широкая полоса умеренной интенсивности. $i > > .$ Роль атомных линий мала Очень слабая, тонкая линия. $i < .$ Атомная бленда	$C^{12}N^{14}$ (7.2) Q_1 5369 Возможно неизвестная молекулярная полоса Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 5394.1 V 5397.0 5398.7 R	Сильная полоса или бленда. $i > > .$ Mn I 1, Ti I 3, Fe I 15. Усиление в N относительно К — М говорит за наличие также молекулярной полосы	Вероятно также неизвестная молекулярная полоса

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 5405.4 V 5413.4 R	Широкая полоса или бленда, состоящая из нескольких компонентов на фоне сплошного поглощения. $i > .$ Fe I 15, Mn I 4, Ti I 155, Cr I 18; длинноволновая часть не объясняется атомными линиями	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 5418.0 V 5419.9 R 5421.6 R	Сильная линия или полоса. Очень меняется от звезды к звезде. $i > > .$ Mn I 4. Линия Mn I играет небольшую роль	Неизвестная молекулярная полоса
5423.5	Тонкая слабая линия. $i = .$ Атомная бленда	
5429.8	Довольно сильная или умеренная линия. $i > .$ Fe I 15	Возможно также неизвестная молекулярная полоса
5433.7	Умеренная линия. $i > .$ Mn I 4, Fe I 15	
5437.8	Слабая полоса или бленда повидимому атомная. $i = .$ Линии 5429.8, 5433.7 и 5437.8 лежат на фоне непрерывного поглощения	
5446.6	Сильная линия. $i = .$ Ti I 3, Fe I 15	
5455.8	Умеренная линия. $i = .$ Fe I 15. Атомная бленда	
5459.9	Слабая или умеренная линия. $i > .$ Ti I 3	
{ 5457.0 R 5470.6 R	Довольно сильная или умеренная полоса или бленда. $i > > .$ Влияние атомных линий мало	$C^{12}C^{12}$ (4.5) 5470.3 и, вероятно, $C^{12}N^{14}$ (8.3) $^8R_{21}$ 5466.6
5473.8	Умеренная или слабая полоса. $i > .$ Ti I 108	$C^{12}N^{14}$ (8.3) R_2 5473.3
5482.4	Слабая линия. Вероятно, атомная бленда. $i = .$ Mn I 4, Ti I 106. В некоторых звездах наблюдается поглощение в красную сторону от линии	Возможно $C^{12}N^{14}$ (8.3) R_1 5484.9
5491.3	Слабая линия или полоса. $i = .$ Ti I 107, 3	$C^{12}N^{14}$ (8.3) Q_1 5490.2
{ 5495.5 V 5496.9 R	Умеренная полоса или бленда. $i > .$ Fe I 15	Возможно $C^{13}C^{12}$ (3.4) 5495.2
{ 5502.0 R 5504.7 R	Умеренная полоса или бленда. $i > > .$ Fe I 15	$C^{12}C^{12}$ (3.4) 5501.9, а также возможно неизвестная молекулярная полоса
{ 5510.3 V 5512.0 R 5515.1 R	Широкая полоса, сильно меняющаяся в интенсивности. $i > .$ Ti I 106—3 линии, Ca I 48	MgH (2.3) P 5516.4
{ 5522.6 V 5530.2 R	Широкая полоса или бленда, сильно меняющаяся в интенсивности от звезды к звезде, часто раздваивается	
5523.8	Роль атомных линий мала. В К — М нет. Молекулярная	$C^{13}C^{13}$ (2.3) 5525.6
5528.6	Роль атомных линий невелика. $i > > .$ Mg I 9. Обе детали очень усиливаются в Y Can. Ven. и в некоторых других звездах	Возможно также неизвестная молекулярная полоса

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
5529.7 V 5531.5 5533.4 R	Умеренная полоса или бленда. $i > >$. Как значительная полоса несомненна в Y Can. Ven. и RY Drac.	$C^{13}C^{12}$ (2.3) 5533.2
5535.5 V 5538.3 5541.0 R	Сильная полоса. Влияние атомных линий незначительно. $i > > >$. Ba I 1, Mn I 4	$C^{12}C^{12}$ (2.3) 5540.7
5544.4 V 5547.1 5548.6 R	Умеренная полоса или бленда, значительно меняющаяся от звезды к звезде. В К — М нет. Роль атомных линий незначительна	MgH (1.2) Q 5549.9
5552	Очень слабая линия, иногда сливается с предыдущей. Подходящих атомных линий по видимому нет. В К — М нет	
5556.3	Очень слабая линия, меняющаяся от звезды к звезде. В К — М нет. Атомные линии слабы, не могут ее объяснить	
5562.5	Очень слабая, усиливается в некоторых звездах. В К — М нет; не может быть объяснена атомными линиями	Может быть, неизвестная молекулярная полоса
5565.4 V 5567.1 5568.8 R	Умеренная полоса или бленда, меняется от звезды к звезде. Влияние атомных линий очень мало. В К — М нет. Ti I 229	$C^{13}C^{13}$ (1.2) 5568.7 и MgH (1.2) P 5568.3
5573.7 V 5575.8 5578.4 R	Полоса, очень сильно меняющаяся в интенсивности. Большей частью сильная. В К — М нет. Fe I 686—2 линии. Влияние атомных линий очень мало	$C^{13}C^{12}$ (1.2) 5577.1
5580.8 V 5583.5 5586.1 R	Очень сильная полоса. $i > >$. Ca I 21, V I 37, Fe I 686. Влияние атомных линий мало	$C^{12}C^{12}$ (1.2) 5585.5
5589.4	Очень слабая, тонкая линия. $i >$. Ca I 21—2 линии. Вероятно атомная бленда	
5593.9	Очень слабая линия. Вероятно, атомная бленда Ca I 21	
5600.6	Тонкая линия слабой или умеренной интенсивности в некоторых звездах. Ca I 21—3 линии	
5593.5 V 5600.8 R	Очень сильная полоса только в Y Can. Ven. и RY Drac., где роль атомных линий относительно мала. $i > >$. На длинноволновую часть влияют две вероятно слабые головы $C^{12}N^{14}$	$C^{12}N^{14}$ (9.4) R ₂ 5598.3 и $C^{12}N^{14}$ (4.0) ⁸ R ₂₁ 5599.7, а также неизвестная молекулярная полоса 5593—5598
5598.4 V 5604.8 R	Ровное непрерывное поглощение. Вероятно, значительное влияние атомной бленды Ca I и упомянутых голов $C^{12}N^{14}$	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 5606.9 V 5612.3 R	Умеренная полоса или бленда. Положение ее меняется от звезды к звезде. $i > >$. Влияние атомных линий очень мало	$C^{12}N^{14}$ (4.0) R_2 5606.7 $C^{12}N^{14}$ (9.4) R_1 5610.5 MgH (0.1) Q 5609.5
{ 5607.9 V 5615.7 R	Сильная полоса только в Y Can. Ven. и RY Drac. $i > >$. Fe I 686 и 209. Влияние атомных линий очень мало	$C^{13}C^{13}$ (0.1) 5616.1 $C^{12}N^{14}$ (9.4) Q_1 5615.7
{ 5618.1 V 5621.8 R	Очень сильная полоса, не всегда отделяющаяся от следующей 5623—5627. $i > >$. Полоса настолько сильна, что вероятно кроме $C^{12}N^{14}$ и MgH имеется еще какая-то неизвестная полоса	$C^{12}N^{14}$ (4.0) R_1 5618.8, MgH (0.1) P 5621.4. Вероятно, неизвестная молекулярная полоса
{ 5622.7 V 5626.8 R	Очень сильная полоса. $i > >$. V I 37—3 линии. Роль атомной бленды относительно мала	$C^{13}C^{12}$ (0.1) 5625.9, $C^{12}N^{14}$ (4.0) Q_1 5625.0
{ 5630.4 V 5636.1 R	Очень сильная полоса. Роль атомных линий ничтожна	$C^{12}C^{12}$ (0.1) 5635.5
{ 5641.7 V 5644.3 5647.0 R 5649.9	Полоса или бленда умеренной интенсивности. $i > >$. Ti I 240, V I 12. Роль атомных линий невелика Очень слабая и тонкая линия. $i > >$. Cr I 239	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 5656.1 V 5658.0 5662.2 R 5666.4	Полоса или широкая бленда умеренной интенсивности. $i > >$. Fe I 686 Заметная линия в Y Can. Ven. и RY Drac. В К—М нет. Атомные линии очень слабы	Неизвестная молекулярная полоса Неизвестная молекулярная полоса
5670.8	В ряде звезд N—тонкая линия. $i >$. V I 35, Sc I 12. В Y Can. Ven. и RY Drac. сливается с 5576	
{ 5676.0 5677.3 R	Тонкая в ранних N и очень усиливается в Y Can. Ven. и RY Drac. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса
5680.8	Очень тонкая линия. $i > >$. Cr I 239, Na I 6. Атомная бленда плохо объясняет длину волны	
{ 5683.6 V 5687.2 5690.8 R	Сильно меняется в яркости в разных звездах. Очень сильна в Y Can. Ven. и RY Drac. $i > >$. Na I 6—2 линии. Линий Na совершенно недостаточно	Неизвестная молекулярная полоса
5699.9	Широкая, слабая бленда. $i >$. V I 35—2 линии, Sc I 12, Fe I 209. Объясняется атомными линиями	
5708.3	Слабая атомная бленда. $i >$. V I 35, Fe I 686, Ni I 46	
5712.4	Слабая атомная бленда. $i >$. Sc I 12, Cr I 419, Mg I 8	
5720.6	Слабая линия. $i > >$	$C^{12}N^{14}$ (5.1) $^sR_{21}$ 5721.8
{ 5728.3 V 5733.5 R	Сильная широкая полоса. $i > > >$. V I 35—2 линии, V I 36. В ранних N фиолетовый край измерен 5726.4	$C^{12}N^{14}$ (10.5) R_2 5728.5, $C^{12}N^{14}$ (5.1) R_2 5730.2
{ 5741.0 V 5745.4 R	Сильная полоса. В К—М нет. V I 35	$C^{12}N^{14}$ (5.1) R_1 5742.7
{ 5747.0 V 5753.4 R	Сильная полоса. В К—М нет Влияние атомных линий незначительно	$C^{12}N^{14}$ (5.1) Q_1 5748.7

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 5759.0 V 5765.4 R	Полоса средней интенсивности. Мало меняется от звезды к звезде. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса
{ 5768.6 V 5774.2 R	Полоса средней интенсивности. Мало меняется от звезды к звезде. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса
{ { 5781.3 V 5789.7 R 5791.3 R	Сильная полоса или бленда. Красный край измеряется различно в разных звездах. $i > >$. Сг I 188—9 линий. Ti I 309. Интенсивность атомных линий недостаточна	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
5797.7	Тонкая линия слабая или умеренная. $i > >$. Zr I. Атомные линии слабы	Возможно также молекулярная полоса
{ { 5802.4 V 5812.3 R 5806.3 5811.4	Умеренная широкая полоса или бленда, значительно усилена в Y Can. Ven. В некоторых звездах делится на 2 компонента. $i > >$. Подходящих атомных линий нет	Неизвестная молекулярная полоса. Отчасти может быть CaCl (1.0) 5809.9
5817.1	Тонкая, слабая линия. В К—М нет. V I 92. Очень слабые атомные линии недостаточны. Усилена в Y Can. Ven.	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
5823.4	Линия умеренной интенсивности. В К—М нет. Атомные линии могут объяснить лишь небольшую часть интенсивности	Неизвестная молекулярная полоса
5831.9	Умеренная полоса. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса
5839.7	Очень тонкая слабая линия. В К—М нет. Сг I 119	Возможно неизвестная молекулярная полоса
5848.0	Слабая линия или полоса. В К—М нет. Атомные линии очень слабы	$C^{12}N^{14}$ (6.2) $^8R_{21}$ 5849.3
5853.3	Довольно сильная линия. $i > >$. Ba II 2. Fe I 35	Вероятно также неизвестная молекулярная полоса
5860.1	Умеренная линия. В К—М нет. Ca I 47	$C^{12}N^{14}$ (6.2) R_2 5858.2
{ 5864.1 V 5874.3 R	Широкая полоса умеренной интенсивности. В К—М нет. Ti I 72	$C^{12}N^{14}$ (6.2) R_1 5871.3
5879.9	Довольно сильная линия или полоса. В К—М нет	$C^{12}N^{14}$ (6.2) Q_1 5877.6
5890.5	Очень сильная. $i > >$. Na I D_2	
5895.7	Очень сильная. $i > >$. Na I D_1	
5903.6	Довольно сильная линия. В К—М нет. Ti I 71. В основном вероятно молекулярного происхождения	Неизвестная молекулярная полоса
{ 5914.3 V 5927.2 R	Широкая полоса со структурой. В К—М нет. Ti I 71 и 72. Влияние атомных линий очень мало	Неизвестная молекулярная полоса. Возможно, входит $C^{12}C^{12}$ (5.7) 5923.4
5934.5	Слабая линия или полоса. В К—М нет	Возможно CaCl (0.0) 5934
5943.4	Слабая или умеренная линия или полоса. В К—М нет. Ti I 72 и 2. Влияние атомных линий мало	Возможно неизвестная молекулярная полоса

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
{ 5952.7 V 5957.2 5961.0 R	Широкая полоса умеренной интенсивности, сильнее в 19 Pisc. В К—М нет. Ti I 154, Fe I 14. Небольшое влияние в фиолетовой части возможно оказывают атомные линии	Неизвестная молекулярная полоса. Входит также $C^{12}C^{12}$ (4.6) 5958.7
5968.3	Слабая или умеренная линия. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса
5979.8	Слабая линия. В К—М нет. Ti I 154. Атомных линий вероятно недостаточно	Возможно неизвестная молекулярная полоса
5985.0	Очень слабая полоса. В К—М нет. Влияние атомных линий очень мало	$C^{12}N^{14}$ (7.3) $^8R_{21}$ 5984.3
{ 5992.5 V 5.94.6	Умеренная полоса. В К—М нет	$C^{12}N^{14}$ (7.3) R_2 5992.6
{ 5999.8 V 6005.4	Полоса умеренной интенсивности. В К—М нет. В Y Can. Ven. не отделяется от следующей	$C^{12}C^{12}$ (3.5) 6004.9 $C^{12}N^{14}$ (7.3) R_1 6006.0
{ 6012.3 V 6022 R	Умеренная полоса, сильно размытая к красному концу. $i > > >$. Mn I 27—3 линии. Роль атомных линий незначительна	$C^{12}N^{14}$ (7.3) Q_1 6012.5 и возможно еще неизвестная молекулярная полоса
6024.9	Умеренная полоса. Только в Y Can. Ven. $i > > >$.	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 6029 V 6044.3 R	Широкая полоса в Y Can. Ven. и других. В некоторых звездах выделяются две линии	Возможно неизвестная молекулярная полоса
6032.8	Слабая полоса. В К—М нет	
{ 6037.6 V 6040.0 6043.1 R	Очень усилена в RY Drac. $i > > >$. V I 34. В основном вероятно $C^{13}C^{12}$	$C^{13}C^{12}$ (2.4) 6040.4
6048.4	Тонкая, слабая, в Y Can. Ven. довольно сильная. $i > > >$	Неизвестная молекулярная полоса. Возможно CaCl (1.0) Q_2 6051.6
{ 6055.0 V 6058.4 6061.1 R	Довольно сильная полоса. В К—М нет	$C^{12}C^{12}$ (2.4) 6059.7
6064.2	Тонкая, слабая линия. $i > >$. Ti I 69, Fe I 207	
{ 6069.8 6070.6 R	Слабая линия или полоса. $i > >$	Возможно MgH (0.2) Q 6070.9
{ 6073.5 V 6083.6 R	Умеренная или слабая полоса. $i > >$. V I 34	MgH (0.2) P 6083.1 и, может быть, CaCl (1.0) Q_1 6076.6
6090 V	Тонкая, слабая линия, примыкающая к следующей полосе. $i > >$. V I 34. Ti I 238	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 6095.0 V 6098.9 6102.0 R	Полоса, очень усиленная в RY Drac. и Y Can. Ven. $i > > >$. Ca I 3	$C^{13}C^{12}$ (1.3) 6101.0
6113.4	Тонкая линия. $i > >$. V I 34. Атомные линии недостаточны	Может быть неизвестная молекулярная полоса

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
6117.7 V 6120.3 6123.5 R	Сильная полоса, особенно в RY Drac. и Y Can. Ven. $i > > >$. Ca I 3, V I 34. В основном $C^{12}C^{12}$, влияние $C^{12}N^{14}$ не велико	$C^{12}C^{12}$ (1.3) 6122.1 $C^{12}N^{14}$ (8.4) $^sR_{21}$ 6123.8
6127.0	Слабая блenda или полоса. $i > >$. Ti I 69, Zr I 2	Возможно неизвестная молекулярная полоса
6132.7 V 6136.8 6142.6 R	Довольно сильная полоса. $i >$. V I 34, Fe I 169, 207, Ba II 2, Zr I 2. Атомные линии объясняют только красную часть	$C^{12}N^{14}$ (8.4) R_2 6133.0
6147.2 V 6156.2 R	Полоса умеренной интенсивности. В K — M нет. V I 20, Fe I 62. Влияние атомных линий очень мало	$C^{12}N^{14}$ (8.4) R_1 6146.8, $C^{12}N^{14}$ (8.4) Q_1 6153.5
6160.7 V 6163.6 6168.9 R	Сильная полоса, особенно в Y Can. Ven. и RY Drac. $i > >$. Ca I 20—5 линий, Ca I 3, Na I 5. В 19 Pisc. и других слабее и край R 6165.5. Влияние атомных линий значительно для 19 Pisc. и других	$C^{13}C^{12}$ (0.2) 6168.1 в Y Can. Ven. и RY Drac.
6171.1	Очень слабая линия. Возможно атомная блenda. $i =$. V I 20, Ca I 20	
6177.7 V 6181.1 6184.6 R	Умеренная полоса. В K — M нет	Возможно $C^{12}N^{14}$ (3.0) $^sR_{21}$ 6182 и CaCl (0.0) Q_2 6184.9
6187.5 V 6190.9 6194.2 R	Сильная полоса, особенно в Y Can. Ven. и RY Drac. $i > >$. Ni I 45, Y I 2, Co I 37, Fe I 169—2 линии. Атомные линии слабы, но в K — M эта деталь значительна	$C^{12}C^{12}$ (0.2) 6191.2 $C^{12}N^{14}$ (3.0) R_2 6191.7 и CaCl (0.0) P_2 6193.4
6200.2	Тонкая слабая линия. $i >$. V I 19, Fe I 207	
6207.1 V 6209.8 6214.0 6216.7 R	Широкая довольно сильная полоса, разделяющаяся у 6212. Атомные линии играют очень небольшую роль. $i > >$. Sc I 2, V I 20, 19	$C^{12}N^{14}$ (3.0) R_1 6206.1 $C^{12}N^{14}$ (3.0) Q_1 6213.8 и возможно CaCl (0.0) Q_1 6211.6
6219.9 V 6222.9 6226.0 R	Полоса умеренной интенсивности. Роль атомных линий мала. $i > >$. Fe I 62, Y I 2, V I 20	Неизвестная молекулярная полоса. Вероятно CaCl (0.0) P_1 6224.9
6229.3 V 6231.5 6234.1 R	Довольно сильная линия или полоса. Известную роль играют атомные линии. $i > >$. Fe I 207, V I 19, 20	Неизвестная молекулярная полоса
6237.8	В Y Can. Ven. тонкая слабая линия, в других звездах сливается со следующей полосой. В K — M нет	Неизвестная молекулярная полоса с центром 6242 в 19 Pisc. и других звездах и две полосы с центрами 6238 и 6245 в Y Can. Ven. и RY Drac.
6237.8 V 6242.4 6245.3 R	Умеренная широкая полоса в 19 Pisc. и других. $i > >$. Sc I 3, V I 19—2 линии, V I 20. Некоторую роль играют атомные линии	
6244.6 V 6245.8 6249.0 R	В Y Can. Ven. измерена довольно сильная линия или полоса. $i > >$. V I 19—две линии	

Таблица 7 (продолжение)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
$\left\{ \begin{array}{l} 6255.5 \text{ V} \\ 6258.7 \\ 6261.4 \text{ R} \\ 6272.3 \text{ V} \\ 6275.9 \\ 6286.1 \text{ R} \end{array} \right.$	В γ Can. Ven и γ U Drac. выглядят как сплошное сильное поглощение с едва заметной структурой в пределах 6258—6283. В других звездах выделяется очень сильная полоса с центром 6258.7 и другая значительно более слабая с центром около 6275.9. В первой из них, значительно более слабой в К — М, играют некоторую роль атомные линии — Ti I 104—3 линии, V I 19—2 линии, Sc I 3. Для второй детали ($i > > >$) роль атомных линий очень мала. V I 20—2 линии V I 19—2 линии	Неизвестная молекулярная полоса с центром около 6259. Очень небольшую роль около 6278 играет атмосферная полоса O_2. Кроме отождествляемых полос $C^{12}N^{14}$ (9.5) $^8R_{21}$ 6271.9 и $C^{12}N^{14}$ (9.5) R_2 6279.4 несомненно входит еще или одна очень сильная широкая неизвестная полоса или несколько неизвестных молекулярных полос
6287.4	Очень слабая, тонкая линия, измерена только в γ Can. Ven. $i > .$ V I 19. Возможно связана с предыдущей деталью	
$\left\{ \begin{array}{l} 6292.7 \text{ V} \\ 6298.0 \\ 6302.6 \text{ R} \end{array} \right.$	Широкая сильная полоса. $i > > > .$ V I 19—2 линии, Fe I 62	$C^{12}N^{14}$ (9.5) R_1 6293.7 $C^{12}N^{14}$ (9.5) Q_1 6301.2
6305.4	Тонкая, слабая линия. $i > .$ Ti I 104, Sc I 2	
6312.6	Слабая линия. $i > >$	Возможно неизвестная молекулярная полоса
$\left\{ \begin{array}{l} 6317.0 \text{ V} \\ 6321.6 \\ 6326.2 \text{ R} \end{array} \right.$	Довольно сильная полоса. $i > > .$ Fe I 168, 207, Ti I 1	$C^{12}N^{14}$ (4.1) $^8R_{21}$ 6322.3 и вероятно CaCl (0.1) Q_2 6325.8
$\left\{ \begin{array}{l} 6331.6 \text{ V} \\ 6334.8 \\ 6338.5 \text{ R} \end{array} \right.$	Полоса умеренной интенсивности, примыкающая к следующей полосе. $i > > > .$ Cr I 6, Fe I 62	$C^{12}N^{14}$ (4.1) R_2 6332.2
$\left\{ \begin{array}{l} 6344.7 \text{ V} \\ 6349.1 \\ 6352.1 \text{ R} \end{array} \right.$	Полоса умеренной интенсивности. $i > > >$	$C^{12}N^{14}$ (4.1) R_1 6347.0 и вероятно CaCl (0.1) Q_1 6353.5
$\left\{ \begin{array}{l} 6354.8 \text{ V} \\ 6358.9 \\ 6365.5 \text{ R} \end{array} \right.$	Сильная полоса особенно в 19 Pisc. и UU Aur. Вероятно, небольшое влияние атомных линий. $i > > .$ Ti I 1. 2 линии Cr I 6	$C^{12}N^{14}$ (4.1) Q_1 6355.1 и сильная неизвестная молекулярная полоса
6378.0	Слабая линия или полоса. $i > > .$ Sc I 1	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
$\left\{ \begin{array}{l} 6380.5 \text{ V} \\ 6386.5 \\ 6391.1 \text{ R} \end{array} \right.$	Широкая полоса умеренной интенсивности. $i > > >$	Возможно CaH (0.0) P_2 6382.1, CaH (0.0) P_1 6389.3
$\left\{ \begin{array}{l} 6396.3 \text{ V} \\ 6400.8 \\ 6404.2 \text{ R} \end{array} \right.$	Широкая умеренная полоса. $i > > >$	Неизвестная молекулярная полоса
6412.0	Слабая линия или полоса. $i > > .$ Sc I 1	Вероятно неизвестная молекулярная полоса
6424.4	Широкая умеренная полоса. $i > > >$	$C^{12}N^{14}$ (10.6) $^8R_{21}$ 6422 и вероятно неизвестная молекулярная полоса

Таблица 7 (окончание)

λ	Характеристика детали	Молекулярные компоненты
6433.0	Слабая, тонкая линия, умеренная в 19 Pisc. $i > >$. Fe I 62, Y I 2	$C^{12}N^{14}$ (10.6) R_2 6432.7
6442.4	Слабая линия или полоса. $i >$. Ca I 19	Возможно, $C^{12}C^{12}$ (6.9) 6442.3
{ 6448.5 V 6452.1 6456.7 R	Широкая, слабая полоса. $i > >$. Ca I 19 две линии Ca I 37	$C^{12}N^{14}$ (10.6) R_1 6448.3 и $C^{12}N^{14}$ (10.6) Q_1 6456.4
{ 6461.0 V 6466.7 6471.4 R	Умеренная или довольно сильная полоса в Y Cap. Ven. $i > >$. Ca I 18 две линии	$C^{12}N^{14}$ (5.2) $^8R_{21}$ 6466.7 и вероятно еще неизвестная молекулярная полоса
{ 6478.3 V 6485.3 6487.5 R	Довольно широкая полоса умеренной интенсивности. В К—М нет. Fe I 109, Ni I 66. Влияние атомных линий очень мало	$C^{12}N^{14}$ (5.2) R_2 6478.6 и вероятно $C^{12}C^{12}$ (5.8) 6480.5
{ 6492.3 V 6497.2 6501.3 R	Сильная полоса. Заметное влияние атомных линий. $i >$. Ca I 18—2 линии, Fe I 168, 13, Ba II 2	$C^{12}N^{14}$ (5.2) R_1 6494.1
{ 6504.4 V 6509.6 6514.3 R	Полоса умеренной интенсивности. Слабые атомные линии не могут играть заметной роли. В К—М нет	$C^{12}N^{14}$ (5.2) Q_1 6502.3
6517.4	Слабая линия или полоса. В К—М нет	Возможно неизвестная молекулярная полоса
{ 6526.6 V 6536.0 R	Сильная полоса. Влияние атомных линий мало. $i > > >$. V I 48, Cr I 18	$C^{12}C^{12}$ (4.7) 6533.7 и вероятно неизвестная молекулярная полоса
{ 6541.9 V 6558.5 R	Сильная широкая полоса. $i > > >$. Ti I 102 — три линии, Fe I 13	Неизвестная молекулярная полоса
6575.4	Умеренная или сильная полоса. $i > >$. Ca I 1, Fe I 13, 206, Cr I 16	Неизвестная молекулярная полоса
6583	Широкая полоса умеренной интенсивности. В К—М нет	Неизвестная молекулярная полоса

Литература

- Hale, Ellerman, Parkhurst. Publ. Yerkes Observ. Vol. II, 1904.
- G. Shajn a. O. Struve. Ap. J. 106, 86, 1947.
- P. Merrill. Ap. J. 74, 188, 1934; 79, 183, 1934. Spectra of long period variable stars, p. 39.
- R. Sanford. Ap. J. 82, 202, 1935.
- The Observatory. 66, 830, 206, 1946.
- P. Keenan a. W. Morgan. Ap. J. 94, 501, 1941.
- S. Hacker. Contr. Princeton Observatory. 16, 1935.
- D. Davis. Ap. J. 89, 41, 1939.
- A. D. Thackeray. M. N. 94, 99, 538, 1933.
- A. Unsöld. Physik der Sternatmosphären. Berlin, 1938.
- H. N. Russell. Ap. J. 79, 330, 1934.
- A. McKellar. J. R. A. S. of Canada. XLI, 147, 1947.
- G. Shajn. M. N. 94, 642, 1934.
- R. Sanford. P. A. S. P. 54, 158, 1942.
- R. Pearse a. A. Gaydon. The identification of molecular Spectra. New York, 1941.
- Г. А. Шайн. Бюллетень Абастуманской Астрофизич. обсерв. № 6, 1, 1942.
- A. King a. P. Swings. Ap. J. 101, 13, 1945.
- K. Wurm. Zs. f. Ap. V, 260, 1932.
- Jevons. Report on band spectra of diatomic molecules. Cambridge. 1932.
- H. N. Russell a. I. Bowen. Ap. J. 69, 196, 1929.
- Gerö a. Schmidt. P. R. 60, 911, 1941.
- W. Weizel. Bandenspektren. Leipzig, 1931.
- Таблицы физических констант.
- H. Sponer. Molekülspektren. Berlin, 1935.
- D. Davis. Ap. J. 106, 28, 1947.
- C. Shane. L. O. B. X, 79, 1920.
- C. Shane. L. O. B. XIII, 123, 1928.
- R. Sanford. P. A. S. P. 38, 177, 1926.

О РАВНОВЕСИИ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ

Э. Р. Мустель

Основной задачей данной работы является объяснение аномально медленного падения парциальной плотности с высотой h для более тяжелых, чем водород, элементов. Распределение же парциальной плотности для водородных атомов считается уже заданным (высокая кинетическая температура или еще какие-либо другие факторы).

Вышеуказанное объяснение сводится к нижеследующему. Целый ряд наблюдательных фактов (см. текст) говорит о том, что в хромосферу из более внутренних частей солнечной оболочки непрерывно выбрасываются сгустки материи, составленные из атомов самых различных элементов. Эти атомы, достигнув вместе со сгустком некоторой высоты, диффундируют затем вниз под действием тяготения. Однако благодаря исключительно большому процентному содержанию водорода (который рассматривается находящимся в равновесии) скорость диффузии вниз должна быть чрезвычайно небольшой. Так, например, даже на высоте $h \approx 6000$ км скорость диффузии W ионов Ca^+ [см. формулы (3)–(5)] оказывается порядка 6 см/сек. Это приводит ко времени диффузии до высоты $h = 0$, равному многим годам. Таким образом, благодаря медленности диффузии, на каждом данном уровне хромосферы в каждый данный момент времени будет присутствовать достаточно большое количество рассматриваемых атомов; это и объясняет малое β_0 в формуле (1). Кроме того, введение диффузионного фактора объясняет ряд других вопросов и, в частности, то обстоятельство, что содержание металлов по отношению к водороду сильно падает с высотой.

Основной, не получившей до сих пор решения проблемой солнечной хромосферы является проблема распределения плотности хромосферной материи с высотой h . Наблюдения дают для закона, характеризующего это распределение, следующее приближенное выражение:

$$\rho = \rho_0 e^{-\beta_0 h}, \quad (1)$$

где β_0 — некоторая, для данного элемента постоянная, величина (см. ниже). С другой стороны, барометрический закон (при постоянной температуре) дает

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{mg_{\odot} h}{kT}} = \rho_0 e^{-\beta_{g_{\odot}} h}, \quad (2)$$

причем $\beta_{g_{\odot}} = \frac{mg_{\odot}}{kT}$. Если в (2) для T ввести «поверхностную» температуру

Солнца $T = 4830^\circ$, то оказывается, что для водорода $\lambda = \beta_{g_{\odot}}/\beta_0$ равно по порядку 4–7 (данные различных наблюдателей), а для Ca^+ величина $\lambda > 150$ (в отношении многих элементов закон (1) весьма груб. Однако в данном случае для нас важна лишь принципиальная сторона вопроса, т. е. аномально малые с р е д и е β_0). Объяснению данного факта было посвящено большое число исследований, при проведении которых авторы встречались с теми или иными затруднениями. Среди них особое место занимает

теория кальциевой хромосферы Милна, где основным фактором, поддерживающим хромосферу, считалось селективное световое давление. Но и эта теория в том виде, как она была разработана, встретила с целым рядом трудностей.

Цель настоящей работы сводится к тому, чтобы попытаться объяснить аномально медленное падение парциальной плотности с высотой h для более тяжелых, чем водород, элементов. При этом мы будем считать, что распределение парциальной плотности самих водородных атомов является уже заданным. Иначе говоря, мы будем заранее считать, что водородная хромосфера находится в равновесии. Вопрос о тех силах, которые поддерживают водородные атомы в хромосфере, является пока еще не вполне ясным. Однако здесь, повидимому, положение обстоит гораздо лучше, чем для атомов, более тяжелых, чем водород. В данном отношении мы можем, например, сослаться на работу Редмана (R. Redman) [1], в которой сделана попытка объяснить распределение плотности водородных атомов по высоте путем введения в формулу (2) высокой кинетической температуры порядка $30\,000^\circ$. Это число Редман нашел из обработки хромосферных снимков затмения 1940 г. Заключения Редмана, приведшие его к вышеуказанной величине для T , являются довольно спорными. Однако в пользу высокой кинетической температуры хромосферы могут быть приведены следующие аргументы, частично рассмотренные и самим Редманом.

а) О высокой кинетической температуре хромосферы говорят радионаблюдения, проводимые на длинах волн порядка нескольких сантиметров. Наблюдения с длиной волны около 3 см, что соответствует излучению внешних слоев хромосферы, дают (Sander [2]) температуру около $20\,000^\circ$.

б) Присутствие в спектре хромосферы линий He и линии 4686 He^+ свидетельствует о том, что кинетическая температура хромосферы в несколько раз выше, чем эффективная температура Солнца ($\approx 5700^\circ$). О том, что в данном случае аномальное возбуждение (и ионизация) гелия носит кинетический, а не радиативный характер, говорит опять-таки пример солнечной короны. В то же время радиативная гипотеза ведет к непреодолимым трудностям.* Отмеченный многими наблюдателями максимум интенсивности линий He и He^+ на некоторой высоте в хромосфере свидетельствует о том, что возрастание указанной интенсивности с h связано с увеличением кинетической температуры солнечной оболочки к короне, а спадание после максимума с тем, что число излучающих атомов He и He^+ убывает в соответствии с законом (1.)**

в) Хромосфера является переходной областью между обращаемым слоем и короной. В то же время кинетическая температура последней порядка миллиона градусов. Далее целый ряд фактов говорит о том, что хромосфера является переходным слоем к короне не только с геометрической, но и с физической точки зрения. А раз так, то переход от $T \approx 4830^\circ$ к миллиону градусов должен совершаться непрерывно, т. е. в среднем в хромосфере должна господствовать весьма высокая кинетическая температура. Таким образом, целый ряд фактов свидетельствует о том, что кинетическая температура хромосферы гораздо выше, чем кинетическая температура обращаемого слоя. При этом следует добавить, что наличие в основании хромосферы очень высокой кинетической температуры

* Критическое рассмотрение данного вопроса см. в работе Шкловского [3].

** Некоторые наблюдатели не отмечали присутствия указанного максимума, но во всех этих случаях спадание интенсивности у гелиевых линий происходило аномально медленно — в несколько раз медленнее, чем для водорода. Следовательно, и в данном случае имеет место то же объяснение. Кроме того, очевидно, что с точки зрения данной интерпретации распределение гелиевых атомов с h , найденное из закона изменения интенсивности, ни в какой степени не соответствует действительному распределению гелиевых атомов. Влияние возрастающей к периферии кинетической температуры является здесь решающим.

необязательно. Важно лишь, чтобы последняя достаточно быстро возрастала с высотой.

Здесь в качестве фактора, ведущего к поддержке хромосферного водорода, мы рассмотрели высокую кинетическую температуру хромосферы. Однако возможно, что существует и какой-либо другой фактор, действующий на водород гораздо сильнее из-за его легкости, чем на атомы других элементов.

Принимая в связи со сказанным распределение Н-атомов заданным, рассмотрим теперь основной вопрос данной работы, а именно вопрос распределения атомов других, более тяжелых, чем водород, элементов. Для этого мы разделим хромосферу на две области: нижнюю А до высот $h \approx 5000-6000$ км и верхнюю Б с $h > 6000$ км. Область Б характеризуется наличием линий Н, Са⁺ и Не, в то время как в нижней А наряду с указанными элементами присутствуют все остальные элементы, содержащиеся в хромосфере. Границу 5000—6000 км мы выбрали ввиду того, что именно до этих высот наблюдаются такие относительно тяжелые элементы, как Ti II, Mg I, Sc II, Sr II и O I.

Обратимся к области А. Имеются все основания считать, что одним из основных факторов, характеризующих физическое состояние солнечной хромосферы (и особенно ее нижних частей), являются динамические процессы, связанные с выносом (выбросом) материи из более глубоких слоев солнечной оболочки. Мензел (D. Menzel) [4] (стр. 295), основываясь на различных наблюдательных данных, считает наиболее вероятным, что выбрасывание материи происходит в виде струй, о чем говорят отдельные, идущие вверх волокна, составляющие хромосферу.

О наличии указанных динамических процессов говорят следующие факты: а) Из имеющихся исследований (см., например, работу Вилдта (R. Wildt) [5]) следует, что химический состав солнечной хромосферы (за исключением Н, см. ниже) в количественном отношении практически таков же, как и химический состав обрабатываемого слоя. При наличии же восходящих токов, выносящих материю из обрабатываемого слоя и фотосферы, это представляется легко объяснимым. б) Непосредственные снимки (а также визуальные наблюдения) солнечной хромосферы показывают, что материя, составляющая последнюю, находится в непрерывном движении (см., например, [4], стр. 287). Кроме того, эти наблюдения указывают, что выносящие (макроскопические) токи имеют иррегулярный,* хаотический характер (в связи с чем ряд авторов считает, что в данном случае мы имеем дело с турбулентцией). Рассмотренный фактор также ведет к перемещению хромосферной материи. в) Наконец, следует указать на хромосферные выбросы (spicules), изучавшиеся Робертсом (W. Roberts) [7] и Е. Бугославской [6]. В данном случае мы имеем дело с непосредственным выбросом в хромосферу материи из более глубоких областей Солнца. Попадая в хромосферу, эта материя там задерживается, рассеивается и начинает диффундировать (за исключением водорода) вниз. Довольно большая частота этих выбросов говорит о том, что они являются весьма важным фактором в интересующем нас смысле.

Тем не менее без дополнительных факторов существование достаточно высокой хромосферы, обусловленной только непрерывным выбрасыванием материи снизу, представляется в высшей степени маловероятным, ибо каждый атом, выброшенный на высоту 6000 км и предоставленный самому себе, опустился бы на высоту $h = 0$, под действием тяготения, всего через ≈ 200 сек. Однако положение коренным образом изменится, если принять во внимание то обстоятельство, что согласно нашей основной гипотезе наиболее обильный хромосферный компонент — водород — находится

* Как в смысле направлений, так и в смысле скоростей.

в гравитационном равновесии безотносительно к каким бы то ни было турбулентным факторам. Благодаря тому, что концентрация водорода n_H даже на высотах 6000 км относительно высока, занесенные выносящими токами вверх более тяжелые, чем водород, атомы будут диффундировать вниз крайне медленно, т. е. введение диффузионного фактора резко понижает требуемую мощность выносящих токов.

Подсчитаем, например, скорость диффузии W ионов Ca^+ на высоте $h = 6000$ км. Эту скорость мы можем оценить приближенно по известной формуле*

$$W = \frac{1}{2m} \frac{K\lambda}{v_t}, \quad (3)$$

где m — масса диффундирующего иона (иона Ca^+); K — сила, действующая на ион, — в нашем случае сила тяготения; λ — длина свободного пробега; v_t — средняя тепловая скорость ионов

$$v_t = 2 \sqrt{\frac{2kT}{m\pi}}. \quad (4)$$

Далее

$$\lambda = \frac{1}{4V\sqrt{2}Qn_H}, \quad (5)$$

где Q — эффективное поперечное сечение сталкивающихся частиц и n_H — число водородных атомов в 1 см^3 .

Отношение K/m в формуле (3) равно просто ускорению силы тяжести на поверхности Солнца, т. е. $K/m = 2.74 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^2$.

Для T мы возьмем число 30000° , причем следует иметь в виду, что конечный результат слабо зависит от ошибки в принятом значении для T . Далее мы примем $Q = 10^{-16} \text{ см}^2$. При этом мы не учитываем обусловленную электростатическим взаимодействием передачу импульса движущегося иона Ca^+ протонам. Учет этого фактора только увеличил бы Q , т. е. уменьшил бы W .

Наконец, согласно работе Вилдта (R. Wildt) [5], величина n_H на высоте $h \approx 6000$ км составляет не менее чем 10^{13} атомов на 1 см^3 . Беря $m = 40m_H$ и это число 10^{13} , мы находим, что $\lambda \approx 180 \text{ см}$, в то время как $W \approx 6 \text{ см/сек}$. Таким образом, даже при $n_H = 10^{13} = \text{const.}$ диффузия иона Ca^+ , вниз, до высоты $h = 0$, продолжалась бы 10^8 сек., т. е. примерно 3 года! Изменение же n_H в соответствии с (1) увеличит это число еще на несколько порядков. Кроме того, совершенно очевидно, что применение вместо (3) более точной формулы никоим образом не может изменить наших принципиальных результатов, т. е. исключительно большого времени диффузии.

Возвращаясь вновь к общей дискуссии, следует отметить, что влияние выносящих материю токов и диффузионный фактор будут наиболее существенны именно для нижней области А, что и подтверждается наличием атомов и ионов вышеуказанных элементов. В частности, в области А диффузионный фактор для ионов Ca^+ будет играть такую же роль, как и для всех остальных элементов.

Изложенные соображения позволяют весьма просто ответить на чрезвычайно важный вопрос о том, почему в хромосфере процентное содержание водорода по отношению ко всем остальным элементам, главным образом металлам, значительно выше, чем таковое же в обрабатываемом слое. Наблюдения [5] указывают, что соответствующее отношение

$$\alpha = \frac{(n_H/n_M)_{\text{хромосф.}}}{(n_H/n_M)_{\text{обрац. слой}}} \quad (6)$$

* См. К. Герцфельд. Кинетическая теория материи. ОНТИ, 1935, стр. 97.

в нижних частях хромосферы равно по порядку 10—100, а уже на высотах 2000—3000 км оно увеличивается еще на несколько порядков. С точки зрения рассмотренных только что соображений объяснение этого факта состоит в том, что мощность выносящих хромосферную материю токов является относительно небольшой,* а, кроме того, она быстро убывает с высотой, что и должно ожидать. Следовательно, неравенство $\alpha \gg 1$ необходимо рассматривать скорее не с точки зрения аномально высокого содержания хромосферного водорода (как это считалось), а, напротив, с точки зрения бедности хромосферы относительно тяжелыми элементами.

В заключение следует отметить, что изложенные здесь соображения радикально отличаются от теории турбулентной хромосферы Северного [8] и Мак Кри (W. Mc Crea) [9]. Действительно, наблюдаемое присутствие более тяжелых элементов в области А связано, с нашей точки зрения, с медленной диффузией вниз выброшенных вверх элементов, а не с «поддержкой» материи вследствие турбулентции. В связи с этим для рассмотренных соображений совершенно не существенна величина хромосферной турбулентной скорости. Уменьшение ее с 10—20 до 1 км/сек оставляет все сделанные выводы неизменными.

Перейдем теперь к области В. Существование в этой области Не можно объяснить тем, что для высоты $h > 6000$ км кинетическая температура хромосферы уже столь высока (близость к короне), что распределение этого элемента следует закону (2). Напротив, не делая абсурдных гипотез о кинетической температуре, объяснение наличия ионов Ca^+ (и именно ионов Ca^+) до высот $h \approx 14000$ км и весьма низкая величина β_0 для этого элемента в области В могут быть объяснены с точки зрения вышеуказанной теории Милна.** Действительно, совершенно несомненное равенство между тяготением и селективным давлением радиации на ионы Ca^+ в более высоких слоях солнечной хромосферы не может быть признано случайным.

* По сравнению с ролью высокой кинетической температуры, определяющей, возможно, «поддержку» хромосферного водорода.

** Кроме того, и в области В весьма большую роль могут играть факторы, рассмотренные в отношении области А.

Литература

1. R. Redman, M. N. **102**, 140, 1942.
2. Sander, Nature **159**, 506, 1946.
3. И. Шкловский, А. Ж. **23**, 203, 1946.
4. D. Menzel, Publ. Lick. Obs. **17**, 1931.
5. R. Wildt, Ap. J. **105**, 36, 1947.
6. Е. Бугославская, А. Ж. **23**, 225, 1946.
7. W. Roberts, Ap. J. **101**, 136, 1945.
8. А. Северный, ДАН СССР **58**, 1617, 1947.
9. W. Mc Crea, M. N. **89**, 718, 1929.

РАДИАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ 114 ЗВЕЗД

В. А. Альбицкий

В статье даны результаты определений радиальных скоростей, произведенных в 1937—1938 гг. с 40" рефлексом в Симеизе. При обработке наблюдений была учтена ошибка, зависящая от кривизны поля камеры спектрографа; длины волн употреблявшихся звездных линий исправлены таким образом, чтобы определяемые радиальные скорости систематически не отличались от скоростей каталога Мура. Даны радиальные скорости 114 звезд спектральных типов A3-G0, в пределах яркости от $6^m.5$ до $7^m.4$ виз., от 0° до $+35^\circ$ склонения; для 13 из этих звезд установлена переменность их радиальных скоростей.

Наблюдения каталога звезд классов B8 — A0, закончившиеся в 1937 г., не могли дать полного представления о всех возможностях, в области радиальных скоростей, короткой камеры нашего спектрографа. Главный вопрос — точность получаемых скоростей — не мог быть окончательно выяснен на звездах спектральных классов B8 — A0 как имеющих минимальное количество линий очень плохого качества.

Было решено в продолжении нашего каталога 343 звезд на более слабые звезды определить радиальные скорости около 100 звезд. Но имея в виду, что придется создавать особую систему длин волн, приспособленную не только к дисперсии малой камеры, но и к оптическим качествам ее объектива, диапазон спектральных классов был сужен по сравнению с каталогом 343 звезд.

Наблюдения настоящего каталога начались осенью 1937 г. и были закончены в 1938 г.; несколько спектрограмм было получено в 1940 г. Положенное число спектрограмм (3) было получено для 114 звезд от $6^m.53$ до $7^m.36$ виз., спектральных классов A3 — G0, и от 0° до $+35^\circ$ склонения.

Наблюдения производились с малой камерой однопризмowego спектрографа Société G  n  voise, фокусного расстояния 26 см, дающей дисперсию 75А на 1 мм у Н_γ.

Так как при обработке предыдущего каталога звезд B8 — A0 была обнаружена существенная систематическая ошибка малой камеры, был принят строго дифференциальный метод определения радиальных скоростей. В противоположность каталогу звезд B8 — A0 этот метод в данном случае мог быть применен с большим удобством: несколько не удаляясь от спектральных классов звезд, для которых определялись радиальные скорости, можно было выбрать достаточное число звезд, не слишком ярких, с хорошо известными радиальными скоростями. Из каталога Мура (J. H. Moore) [1] были выбраны 52 звезды, достаточно хорошо представляющие определяемые звезды как по положению на небе, так и по распределению спектральных классов (табл. 1, колонки 1—5).

Таблица 1

¹ H. D.	α (1900.0) ² (1900.0)	³	⁴ Виз.	⁵ км/сек	⁶	7	8'	9'	8''	9''	10	11
	h m		m									
3546	0 33.3	G3	4. 52	-83.6 $\pm$ 0.2	1	-84.2	+ 0.6	+2.0	+ 2.7	+ 2.4	+ 0.3	+13°.2
6903	1 4.5	F3	5. 60	- 9.0 $\pm$ 1.6	1	- 5.9	- 3.1	+3.0	- 4.6	+ 3.4	- 8.0	+15.0
6920	1 4.6	F8	5. 74	-10.7 $\pm$ 0.4	1	-15.2	- 4.5	+3.0	+ 3.9	+ 3.4	+ 0.5	+15.0
6270	1 26.1	G5	3. 72	+14.4 $\pm$ 0.2	3	+11.9	+ 2.5	+3.8	+ 4.4	+ 4.2	+ 0.2	+14.9
9826	1 30.9	F8	4. 18	-28.1 $\pm$ 0.2	1	-33.0	+ 4.9	+3.9	+ 4.4	+ 4.3	+ 0.1	+15.0
11 007	1 43.0	F7	5. 82	-26.5 $\pm$ 2.0	1	-32.3	+ 5.8	+4.8	+ 5.3	+ 4.7	+ 0.6	+15.0
12 235	1 55.0	G0	5. 84	-17.2 $\pm$ 1.5	1	-21.5	+ 4.3	+4.8	+ 6.7	+ 5.2	+ 1.5	+15.0
16 234	2 31.2	F4	5. 68	+ 7.0 $\pm$ 1.6	1	- 2.5	+ 9.5	+5.8	+ 7.8	+ 6.3	+ 1.5	+15.0
22 484	3 31.8	F9s	4. 40	+27.7 $\pm$ 0.2	3	+19.2	+ 8.5	+7.9	+11.0	+ 8.6	+ 2.4	+10.2
25 680	3 59.4	G1	5. 96	+25.4 $\pm$ 1.3	1	+15.9	+ 9.5	+8.8	+12.0	+ 9.6	+ 2.4	+ 5.0
30 652	4 44.4	F5	3. 31	+24.6 $\pm$ 0.2	2	+14.5	+10.1	+9.6	+ 9.5	+10.9	- 1.4	+ 8.6
39 587	5 48.5	G1	4. 62	-13.6 $\pm$ 0.2	2	-19.9	+ 6.3	+9.8	+ 8.8	+11.8	- 3.0	+ 8.6
52 497	6 56.4	G1	5. 21	- 8.8 $\pm$ 0.4	1	-18.8	+10.0	+9.2	+12.5	+11.6	+ 0.9	+ 5.0
74 739	8 40.6	G5	4. 20	+15.9 $\pm$ 0.4	2	+11.5	+ 4.4	+7.7	+ 6.4	+ 9.6	- 3.2	+12.0
84 441	9 40.2	G0	3. 12	+ 5.1 $\pm$ 0.1	2	- 1.0	+ 6.1	+6.3	+ 8.5	+ 7.5	+ 1.0	+10.2
89 449	10 14.3	F5	4. 97	+ 6.2 $\pm$ 0.1	3	+2.1	+ 4.1	+5.5	+ 8.5	+ 6.1	- 2.6	+15.7
90 277	10 20.7	F2s	4. 83	+13.3 $\pm$ 0.5	2	+17.5	- 4.2	+5.4	- 5.7	+ 5.8	-11.5	+14.7
92 125	10 33.1	G0	4. 77	- 6.8 $\pm$ 0.4	1	-22.6	+15.8	+5.1	+18.4	+ 5.2	+13.2	+ 4.5
99 028	11 18.7	F4	4. 03	- 9.7 $\pm$ 0.4	3	-19.2	+ 9.5	+4.0	+ 7.9	+ 3.4	+ 4.2	+11.5
102 870	11 45.5	F7	3. 80	+ 5.0 $\pm$ 0.1	3	+ 2.2	+ 2.8	+3.4	+ 2.2	+ 2.4	- 0.2	+14.4
114 378-9	13 5.1	F4	4. 47	-17.6 $\pm$ 0.2	2	-25.2	+ 7.6	+1.1	+ 6.0	- 0.2	+ 6.2	+12.1
120 136	13 42.5	F7	4. 51	-16.2 $\pm$ 0.3	2	-13.4	- 2.8	+0.3	- 3.5	- 1.0	- 2.5	+11.5
124 570	14 9.3	F7	5. 54	-39.1 $\pm$ 0.3	1	-38.7	- 0.4	-0.4	- 1.2	- 1.6	+ 0.4	+16.3
128 167	14 30.3	F0s	4. 48	+ 0.2 $\pm$ 0.1	1	+ 2.3	- 2.1	-1.0	- 3.8	- 2.1	- 1.7	+22.1
141 004	15 41.6	G0	4. 42	-66.5 $\pm$ 0.2	1	-58.3	- 8.2	-3.1	- 5.8	- 3.7	- 2.1	+16.3
142 860	15 51.8	F5	3. 86	+ 6.5 $\pm$ 0.5	3	+ 7.0	- 0.5	-3.3	- 1.2	- 3.9	+ 2.7	+21.5

Таблица 1 (окончание)

H. D.	α (1900.0) ² (1900.0)	3	⁴ Виз.	⁵ км/сек	6	7	8'	9'	км/сек	8''	9''	10	11
	h m		m										
148 604	16 24.1	G2	5. 75	-31.6 ± 0.7	1	- 25.4	- 6.2	-4.3	- 5.1	-4.5	- 0.6		+19°.6
151 769	16 44.3	F5	4. 73	- 0.5 ± 0.3	1	+ 0.8	- 1.3	-4.9	- 2.2	-4.9	+ 2.7		+22.4
154 417	17 0.2	G0	5. 94	-17.3 ± 1.2	1	- 6.0	-11.3	-5.4	- 8.9	-5.3	- 3.6		+22.1
157 214	17 16.9	F8	5. 36	-78.6 ± 0.4	1	- 67.8	-10.8	-5.8	-11.5	-5.6	- 5.9		+23.2
159 332	17 29.1	F5	5. 59	-61.2 ± 2.1	1	-51.1	-10.1	-6.1	-11.0	-5.9	- 5.1		+23.2
164 136	17 54.7	F2p	4. 48	-22.0 ± 0.3	4	-24.2	+ 2.2	-6.8	+ 0.6	-6.5	+ 7.1		+24.0
165 401	18 0.7	G4	6. 83	-123.8 ± 1.4	1	-144.1	- 9.7	-6.9	- 7.3	-6.7	- 0.6		+24.0
165 908	18 3.2	F5	5. 21	+ 1.0 ± 0.2	1	- 1.0	0.0	-7.0	+ 0.6	-6.7	+6.1		+21.2
173 638	18 41.2	F6	5. 81	+10.1 ± 0.3	1	+31.1	-21.0	-7.4	-21.7	-7.0	-14.7		+24.8
173 667	18 41.4	F4	4. 26	+23.6 ± 0.3	7	+29.9	- 6.3	-7.4	- 8.0	-7.0	+ 1.0		+21.6
176 051	18 53.3	G0	5. 21	-46.0 ± 0.4	2	-37.3	- 8.7	-7.4	- 6.3	-7.0	+ 0.7		+21.2
182 835	19 21.4	F0	4. 86	- 0.6 ± 0.6	1	+ 5.6	- 6.2	-7.1	- 7.7	-6.7	- 1.0		+21.1
185 758	19 35.6	F9	4. 37	+ 2.0 ± 0.3	1	+ 3.4	- 1.4	-6.9	+ 0.9	-6.5	+ 7.4		+21.1
188 650	19 51.2	F6	5. 77	-24.7 ± 0.5	1	-18.8	- 5.9	-6.5	- 6.5	-6.1	- 0.4		+20.8
190 406	19 59.7	G1	5. 89	+ 3.6 ± 0.6	1	+23.2	-19.6	-6.3	-17.1	-5.8	-11.3		+26.2
194 013	20 18.2	G9	5. 41	-11.7 ± 0.2	1	+ 0.3	-12.0	-5.7	-10.5	-5.2	- 5.3		+26.5
195 295	20 25.2	F6	4. 09	-18.8 ± 0.3	5	-15.6	- 3.2	-5.5	- 4.1	-5.0	+ 0.9		+19.0
196 755	20 34.3	G0	5. 23	-52.7 ± 0.4	1	-46.4	- 6.8	-5.1	- 3.9	-4.6	+ 0.7		+20.9
197 461	20 38.8	A5	4. 53	+ 9.9 ± 0.3	1	+ 3.8	+ 6.1	-5.0	+ 4.2	-4.5	+ 8.7		+13.3
200 790	21 0.5	F7	6. 03	-22.4 ± 0.8	1	-10.4	-12.0	-4.4	-12.6	-4.0	- 8.6		+13.3
204 867	21 26.3	G1	3. 07	+ 6.7 ± 0.1	1	+ 3.5	+ 3.2	-3.6	+ 5.5	-3.2	+ 8.7		+13.3
206 826	21 39.6	F5	4. 73	+18.4 ± 0.2	3	+17.3	+ 1.1	-3.3	+ 0.5	-2.9	+ 3.4		+13.0
209 750	22 0.6	cG5	3. 19	+ 7.6 ± 0.1	3	+ 6.3	+ 1.3	-2.7	+ 3.2	-2.3	+ 5.5		+12.2
215 648	22 41.6	F5	4. 31	- 5.2 ± 0.3	3	- 8.7	+ 3.5	-4.2	- 2.7	-0.9	+ 3.6		+16.3
220 657	23 20.4	G0	4. 57	-11.5 ± 0.6	1	- 6.2	- 5.3	0.0	- 2.7	+0.3	- 3.0		+23.4
222 368	23 34.8	F4	4. 28	+ 5.2 ± 0.2	1	+ 1.3	+ 3.9	+0.3	+ 2.2	+0.7	+ 1.5		+13.3

Объектив камеры фирмы К. Цейсс (C. Zeiss) типа хроматов дает не вполне удовлетворительное поле (фиг. 1, кривая *C*, шкала направо): в пределах измерений спектрограмм настоящего каталога отсчеты фокусов изменяются от 13.03 до 13.21 мм по фокусирующей шкале, при наклоне кассетной части к плоскости, перпендикулярной к оптической оси в $2^{\circ}.5$. Наиболее выгодная установка фокуса была 13.05, остававшаяся неизменной во все время наблюдений в пределах температуры от $+28$ до $+3^{\circ}$.

Упомянутая выше систематическая ошибка камеры была определена в 1938 г. следующим образом.

Предварительная обработка каталога В8 — А0 показала наличие значительной систематической ошибки, около -5.9 км/сек. Так как трудно было предположить, что она происходит от непригодности в целом принятой системы звездных длин волн для спектров В8—А0, было предпринято соответствующее исследование. На спектрографе применен обычный способ освещения щели для получения спектра сравнения от железной дуги: дуга помещается сбоку спектрографа, на его внешней раме, и свет от нее, пройдя через рассеивающее матовое стекло, при помощи собирающей линзы и системы трех призм полного внутреннего отражения направляется на щель, давая геометрически полное освещение коллиматора. Угловое отверстие у коллиматора несколько менее, чем у рефлектора, что вполне обеспечивало полное освещение его лучами звезды; но оптические пути лучей от звезды и от дуги, как видно, весьма различны по существу.

Исследование состояло в том, что получались спектрограммы с обычным спектром сравнения, но вместо спектра звезды получался спектр тоже железной дуги, помещаемой на некотором расстоянии перед щелью; между дугой и щелью находился достаточной величины рассеивающий экран из молочного стекла.

Для исключения возможного (практически весьма незначительного) произвола построения обычных редуцированных кривых измерялись непосредственно относительные положения соответствующих линий железа в обоих спектрах (спектр сравнения и «звездный спектр»). Всего было получено и измерено 12 спектрограмм.

Результаты измерений помещены в табл. 2. В колонках 1—3 указаны длины волн использованных железных линий, их приближенные отсчеты и число измеренных спектрограмм. В колонках 4 и 5, соответственно, в долях оборота винта и в км/сек помещены с их вероятными ошибками приведения к спектру сравнения измерений линий железа в «звездном» спектре, и, следовательно, колонка 5 дает непосредственно поправки определяемых радиальных скоростей в зависимости от длины волны измеренной линии.

Вероятные ошибки полученных приведений (поправок) не оставили никакого сомнения в их реальности. Введение этой поправки в скорости опорных звезд уменьшило систематическую ошибку до $+0.5$ км/сек.

На фиг. 1 сопоставлена кривая этих поправок *A* с фокальной кривой *C*. У обеих этих кривых шкала абсцисс общая (ординаты кривой *A* — налево). Центры кружков соответствуют данным измерений (табл. 2, колонка 4), а их радиусы — вероятным ошибкам. Положение оптической оси камеры и направление на объектив камеры указаны стрелкой.

Очевидно, что ошибка не обусловлена каким-либо несовершенством объектива, ибо в таком случае она была бы симметрична относительно оптической оси и, кроме того, знаки поправок были бы разными по разным сторонам оптической оси.

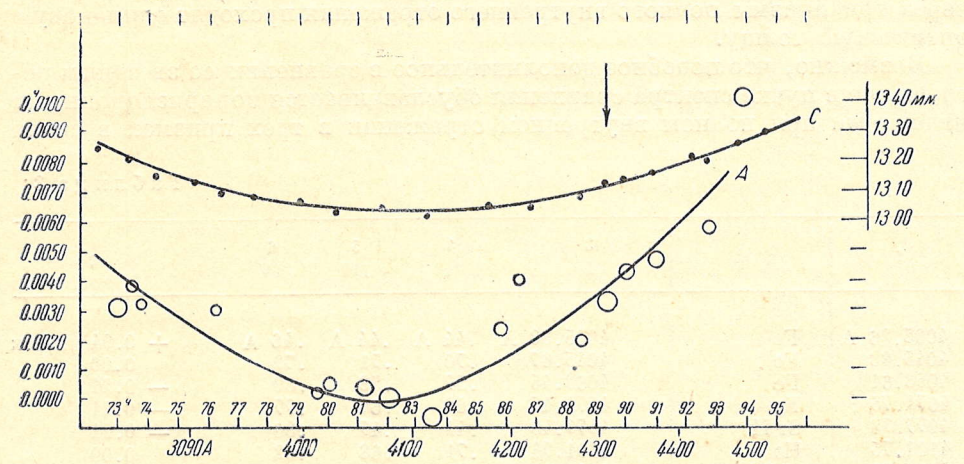
Весьма близкое сходство обеих кривых наводит на мысль, что в действительности распределение интенсивности света в двух световых пуч-

ках, примененных при этом исследовании, неодинаково. Более оснований подозревать неравномерность в пучке спектра сравнения как проходящего довольно сложный оптический путь.

Таблица 2

1	2	3	4	5
	г			км/сек
3847.0 А	73.0	12	$+0^r.0031 \pm 0^r.00068$	$+ 5.3 \pm 1.1$
3856.4	73.4	12	$+ 38$	$+ 6.5 \pm 0.7$
3865.5	73.8	12	$+ 32$	$+ 5.4 \pm 0.6$
3920.3	76.3	12	$+ 30$	$+ 5.4 \pm 0.8$
4009.7	79.7	12	$+ 2$	$+ 0.4 \pm 0.8$
4021.9	80.1	12	$+ 5$	$+ 1.0 \pm 0.9$
4056.6	81.3	11	$+ 4$	$+ 0.8 \pm 1.4$
4076.6	82.1	12	$+ 2$	$+ 0.4 \pm 1.7$
4118.6	83.5	11	$- 6$	$- 1.3 \pm 1.4$
4191.4	85.8	12	$+ 24$	$+ 5.6 \pm 1.2$
4210.4	86.4	12	$+ 40$	$+ 9.6 \pm 0.9$
4282.4	88.5	12	$+ 20$	$+ 4.9 \pm 1.1$
4315.1	89.4	12	$+ 33$	$+ 8.3 \pm 1.6$
4337.1	90.0	12	$+ 42$	$+ 10.8 \pm 1.7$
4375.9	91.0	12	$+ 47$	$+ 12.2 \pm 1.7$
4447.7	92.8	12	$+ 57$	$+ 15.7 \pm 1.4$
4494.6	93.9	12	$+ 0.0101 \pm 0.00078$	$+ 28.8 \pm 1.2$

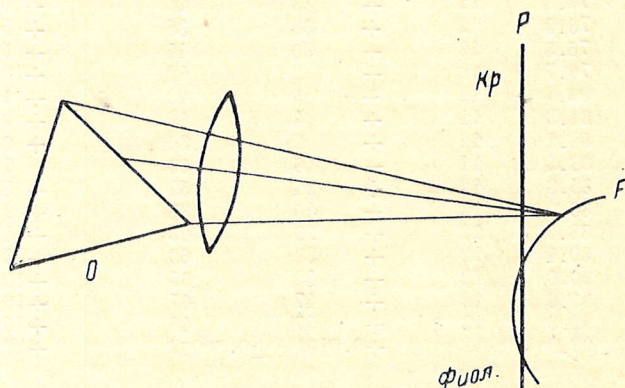
Детальное рассмотрение показывает, что спектр сравнения смещается к красному концу в тех местах пластинки, где фокус лежит далее (считая от призмы) ее плоскости, что можно объяснить ослаблением части пучка спектра сравнения, прошедшей ближе к основанию призмы.



Фиг. 1. Фокальная кривая камеры спектрографа и кривая систематических поправок

Это легко усмотреть из фиг. 2, где представлено схематически реальное для короткой камеры расположение: призмы *O*, фокальной кривой *F* и пластинки *P*. При принятой в наблюдениях настоящего каталога фокальной установке камеры (13.05 мм) пластинка несколько (на 0.02 мм) пересекала фокальную кривую. Это же имело место и при исследовании камеры в 1938 г. Предположенное выше неравномерное распределение интенсивности в пучке света после прохождения призмы должно вызвать неравномерное освещение изображения линий на пластинке и притом

одинаковым образом при удалении от вершины фокальной кривой к концам спектрограммы: более освещенной является часть линии, обращенная к красному концу. Так как это относится к линии спектра сравнения, то это означает, что «звездные» линии смещаются к фиолетовому концу, т. е. радиальные скорости требуют положительной поправки. Очевидно, что эта ошибка должна увеличиваться с увеличением расстояния фокальной кривой от плоскости пластинки и менять знак при пересечении фокальной кривой плоскостью пластинки. Последнее видно из оригинальных измерений (табл. 2) и из интерполяционной, сглаживающей ошибки, кривой на фиг. 1.



Фиг. 2. Пояснение происхождения систематической ошибки спектрографа

Различные части пучка света в спектре сравнения при их прохождении через три призмы полного внутреннего отражения проходят одинаковую оптическую толщину.

Возможно, что подобное дополнительное в сравнении со звездным поглощение в пучке спектра сравнения обуславливается поляризационными явлениями при полном внутреннем отражении в трех призмах в связи

Таблица 3

1	2	3 I	4 II	5 III	6 IV	7
4005.26 A	Fe	4005.38 A	.44 A	.44 A	.46 A	+ 0.94 км/сек
4045.83	Fe	4045.67	.70	.71	.72	0.00
4063.61	Fe	4063.45	.57	.58	.59	— 0.21
4071.75	Fe	4071.47	.62	.64	.77	— 0.21
4077.73	Sr II	4077.40	.41	.47	.30	— 0.21
4101.75	H β	4101.74	.71	.68	.52	0.00
4143.74	Fe bl	4143.49	.54	.49	.41	+ 1.11
4215.54	Sr II	4215.80	.87	.80	.68	+ 4.01
4226.74	Ca	4226.65	.78	.75	.78	+ 4.52
4260.49	Fe	4260.37	.47	.56	.52	+ 6.34
4271.58	Fe bl	4271.64	.60	.60	.69	+ 6.89
4289.54	Ca Cr bl	4289.81	.97	90.07	89.92	+ 8.22
4307.91	Fe Ti II	4308.38	.32	.39	.69	+ 9.07
4314.65	Sc II Ti III Fe	4314.46	.51	.33	.74	+ 9.61
4325.62	Sc II Fe	4325.63	.49	.35	.41	+10.20
4340.48	H γ	4340.43	.43	.29	.25	+11.09
4383.56	Fe	4384.08	.12	83.95	84.08	+14.14
4404.76	Fe	—	.86	.86	.96	+15.60
4415.14	Fe	4415.97	.56	.54	.47	+16.41

с присутствием некоторых натяжений в призме спектрографа; еще ранее [2] было обнаружено, что основание призмы дает худшие изображения, нежели вершина.

Какова бы ни была причина этой ошибки, эффект ее можно считать настолько хорошо выясненным, что все измерения настоящего каталога в самом начале были исправлены за нее. Поправки для употреблявшихся в редукции звездных линий приведены в табл. 3, колонка 7; они получены по кривой, интерполирующей данные колонки 5 табл. 2 (см. фиг. 1 «Радиальные скорости 107 В8—А0 звезд») [3].

ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения всех спектрограмм звезд, как опорных, так и программных, были произведены на измерительном микроскопе Мессера двумя лицами: автором (А) и вычислительницей Обсерватории Л. А. Альбицкой (Л). Редукции производились при помощи таблицы нормальных отсчетов, основанной на формуле Гартманна (J. Hartmann):

$$r = 148.2558 - \frac{[5.1013530]}{\lambda + \Delta\lambda - 2169.234}, \text{ где член } \Delta\lambda \text{ интерполировался из таблицы:}$$

λ	$\Delta\lambda$	λ	$\Delta\lambda$
3850 А	-0.07 А	4200 А	+0.01 А
3900	- .05	4250	+0.01
3950	- .03	4300	.00
4000	- .01	4350	- .01
4050	.00	4400	- .02
4100	+ .01	4450	- .04
4150	+ .01	4500	- .06

Длины волн и систематические разности измерителей

Для железного спектра сравнения была принята система длин волн, употреблявшаяся в предыдущем каталоге 343 звезд, т. е. рекомендованная I. A. U. в Transactions, I, p. 41. Приведение этой, принятой в настоящем каталоге системы к наиболее современной (Trans. I. A. U., III, p. 86) составляет -0.002А; принимая во внимание строго дифференциальный способ редукций наблюдений, принятие несколько устарелой системы длин волн не могло повлиять на окончательные результаты.

Для звездных линий в качестве исходной системы длин волн принята компилированная Адамсом (W. S. Adams) и рекомендованная I. A. U. в Trans. V, p. 193. Первоначально было отобрано 25 линий от λ 4005 до λ 4415; но из них 6 линий измерялись в редких случаях (менее 15%), и они с самого начала обработки были откинута. Эти линии: $\lambda\lambda$ 4132 Fe, 4202 Fe, 4236 Fe, 4250 Fe bl, 4254 Cr, 4283 Fe Ca bl.

Вошедшие в обработку линии указаны в табл. 3, колонки 1, 2.

Приспособление длин волн Адамса к нашей дисперсии было произведено путем сравнения наблюдаемых скоростей по отдельным линиям опорных звезд с их известными скоростями из каталога Мура.

Получаемые таким образом поправки длин волн обременялись ошибками наших спектрограмм и ошибками скоростей каталога Мура; для достижения достаточной точности необходимо иметь не только соответствующее число спектрограмм, но и достаточно большое число звезд. Как уже упоминалось выше, таких звезд было отобрано 52 со средней вероятной ошибкой скорости ± 0.52 км/сек.

При выборе опорных звезд имелаась в виду однородность по спектральным классам списков звезд опорных и программных. Эта однородность, конечно, в некоторой степени была нарушена отбором звезд с хорошими скоростями, т. е., в среднем, с хорошими линиями; к этому можно присоединить еще и большую ширину спектрограмм опорных звезд, так как из соображений экономии времени наблюдения их как более ярких производились в часы с пониженным качеством изображений.

Само собой очевидно, что этот способ определения поправок длин волн дает и наиболее надежную привязку скоростей нашего каталога к каталогу Мура, являющемуся в настоящее время наилучшим стандартом для значительного числа звезд промежуточной яркости.

Хотя большая часть наблюдаемых звезд охватывает один спектральный класс — F, но, принимая во внимание, что именно с поздних подразделений этого класса начинается быстрое нарастание числа линий, что неизбежно должно сопровождаться изменением эффективных длин волн у некоторых линий, все опорные звезды при выводе поправок длин волн были разбиты на 4 группы:

I	A5 — F4 — 11 звезд — 21 спектрограмма
II	F5 — F8 — 19 » 35 спектрограмм
III	F9 — G1 — 16 » 21 спектрограмма
IV	G2 — G9 — 6 » 9 спектрограмм

В табл. 4 приведены поправки скоростей по линиям и их вероятные ошибки по 4 группам звезд для обоих измерителей (А) и (Л). Ввиду того что вероятные ошибки r для одной и той же поправки иногда значительно разнились у измерителей, было решено вычислять средние значения, взвешивая, согласно вероятным ошибкам, по формуле $p = \frac{1}{r^2}$.

Но предварительно необходимо было исправить измерения за личную разность измерителей. Как указывалось выше, все без исключения спектрограммы были измерены обоими измерителями, и окончательные значения радиальных скоростей всех звезд вычислялись как простое среднее арифметическое обоих измерителей $\frac{A + Л}{2}$; таким образом, оставалась личная ошибка фиктивного измерителя $\frac{A + Л}{2}$.

Совершенно очевидно, что в случае неравных весов неисключение, предварительно взвешивания, личной разности не привело бы к строгой редукции к фиктивному измерителю $\frac{A + Л}{2}$. Личные разности $A - Л$ были вычислены для всех линий в каждой из четырех групп; их вероятные ошибки определялись по формуле $r^2 = r_A^2 + r_L^2$, веса — $p = \frac{1}{r_A^2 + r_L^2}$.

Взвешенные значения личных разностей $A - Л$ для всех линий по группам получались так (в км/сек):

I гр.	II гр.	III гр.	IV гр.	
—1.95 —1.94	—1.35 —1.35	—3.43 —2.95	—1.16 —0.97	Все линии С исключением линии λ 4415

Так как диапазон изменений личной разности по группам звезд оказался много меньше изменений по линиям, было решено соединить (конечно, с надлежащим взвешиванием) все группы.

λ	I гр.		II гр.		III гр.		IV гр.	
	A	JI	A	JI	A	JI	A	JI
4005.26A	-46.7 $\pm$ 2.1	- 5.5 $\pm$ 2.6	-20.2 $\pm$ 1.5	- 8.7 $\pm$ 1.7	-16.0 $\pm$ 2.5	- 7.4 $\pm$ 2.8	-21.2 $\pm$ 4.0	- 6.8 $\pm$ 2.0
4045.83	+ 8.0 2.0	+10.3 2.0	+ 7.5 1.2	+ 9.4 1.6	+10.8 1.7	+12.4 2.7	+ 8.0 1.4	+15.8 3.2
4063.61	+ 8.9 2.3	+11.5 2.6	+ 1.6 1.1	+ 2.4 1.5	+ 5.4 1.9	+ 6.3 2.0	+ 5.5 1.8	+ 2.8 1.6
4071.75	+15.8 2.6	+19.5 3.9	+ 5.3 1.3	+12.7 2.1	+ 9.5 2.6	+14.2 2.4	+ 0.8 4.0	+ 0.9 4.1
4077.73	+19.5 1.9	+24.8 3.0	+19.4 2.0	+24.8 2.6	+18.2 3.5	+25.7 3.4	+32.7 1.6	+26.7 5.0
4101.75	- 3.5 1.7	+ 0.8 1.6	- 1.5 1.1	+ 5.3 1.6	+ 6.0 2.6	+10.4 2.6	+18.6 5.2	+19.6 5.5
4143.74	+13.9 1.8	+15.4 2.1	+14.9 1.9	+11.5 2.2	+18.7 3.1	+22.5 2.7	+24.2 2.8	+26.9 2.0
4215.54	-21.7 3.0	+19.2 3.7	-25.7 2.4	-25.7 2.8	-20.6 3.5	- 9.5 2.6	-10.9 3.1	- 6.4 2.6
4226.74	+ 6.8 2.1	+ 1.6 2.4	- 2.1 1.3	- 4.9 1.8	+ 2.9 1.9	+ 1.3 2.0	+ 1.4 2.7	- 3.1 2.9
4250.49	+ 6.5 5.3	+14.8 7.2	+ 1.8 2.5	- 6.1 3.2	- 0.5 3.0	- 2.6 3.1	- 0.3 6.2	- 0.9 5.0
4271.58	- 8.5 3.9	- 5.4 2.4	- 1.3 1.5	- 1.1 2.6	+ 0.9 2.3	+ 3.2 3.1	- 4.4 2.5	- 8.1 2.8
4289.54	-18.8 3.8	-26.2 4.4	-34.5 2.2	-30.2 2.7	-42.4 2.6	-23.6 3.4	-28.8 2.8	-19.5 4.0
4307.91	-30.5 6.8	-42.4 6.1	-18.8 3.9	-31.8 4.4	-25.8 6.1	-33.5 3.6	-60.4 6.1	-48.9 5.2
4314.65	+16.2 3.1	+ 5.9 6.9	+ 7.6 2.8	+ 6.6 2.3	+30.4 9.5	+20.5 2.5	+ 1.1 5.3	- 5.2 -
4325.62	- 3.4 2.5	- 1.3 2.3	+ 7.5 2.2	+ 8.8 2.2	+23.2 2.4	+22.1 2.7	+18.5 5.1	+14.7 5.5
4340.48	+ 3.2 1.8	+ 1.0 2.0	+ 6.6 1.2	+ 2.2 1.5	+19.6 2.6	+21.8 3.8	+22.9 6.0	+15.8 3.8
4383.56	-37.7 2.9	-32.8 3.1	-36.6 2.0	-44.9 3.0	-23.3 2.3	-22.5 2.9	-31.4 2.2	-35.8 3.2
4404.74	- - -	- - -	- 0.2 7.1	-14.5 7.0	- 8.8 4.0	- 3.7 4.0	-18.5 5.0	- 6.6 5.8
4415.14	-60.9 $\pm$ 5.6	-52.1 $\pm$ 18.5	-32.9 $\pm$ 4.8	-30.8 $\pm$ 11.2	-33.9 $\pm$ 3.6	-14.5 $\pm$ 3.3	-30.8 $\pm$ 6.8	-17.6 $\pm$ 4.8

В табл. 4, последняя колонка, приведены эти окончательные значения личных разностей $A - L$ для отдельных линий. Как видно, существует значительное различие в трактовке линий измерителями.

Следует напомнить, что на наших спектрограммах скорости 1 км/сек соответствует линейное смещение в 0.2 μ .

В табл. 5 помещены полученные таким образом поправки скоростей по линиям и их вероятные ошибки, вычисленные по формуле

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r_A^2} + \frac{1}{r_L^2}.$$

Скорости опорных звезд, полученные после внесения исправлений по линиям из табл. 5, помещены в табл. 1, колонка 7.

Для суждения о точности измерений были вычислены вероятные ошибки из отклонений от среднего для спектрограммы скоростей по отдельным линиям, для скорости по одной линии и для средней скорости для спектрограммы. Эти вычисления были сделаны для 27 звезд, 45 спектрограмм, отобранных из 5 равностоящих мест списка, по 9 спектрограмм подряд.

В среднем для обоих измерителей эти ошибки оказались ± 9.3 и ± 2.4 км/сек.

Сравнение полученных таким образом скоростей опорных звезд с каталогом Мура показало прекрасно выраженную зависимость приведенных наших скоростей к каталогу Мура от прямого восхождения звезды (табл. 1, колонка 8).

Фотографирование спектров всех звезд производилось обычно в небольших часовых углах (не свыше 3^h), вследствие чего получение всех спектрограмм для одной звезды завершалось в промежуток времени не свыше 4 мес. Несомненно, что истинным аргументом этой ошибки является не прямое восхождение звезды, а температура спектрографа.

Принимая во внимание, что лишь у очень немногих опорных звезд наблюдения растягивались на 3—4 месяца и что ход ошибки по прямому восхождению очень плавен, дальнейшее исследование этой ошибки для опорных звезд велось с аргументом прямого восхождения.

Величины колонки 8 табл. 1 были соединены в 22 «нормальных места» — по одному на каждый имеющийся час прямого восхождения, и по ним была вычерчена плавная кривая в крупном масштабе (1 км/сек = 5 мм, $1^h = 25$ мм). В колонке 9 табл. 1 помещены взятые с кривой и таким образом выравненные от случайных ошибок приведения наших скоростей к каталогу Мура.

Довольно значительная амплитуда поправки годичного хода потребовала второго приближения в определении поправок по линиям и самой поправки годичного хода.

Пользуясь поправками из колонки 9 табл. 1, были вычислены дополнительные поправки к определенным ранее, для каждого измерения в отдельности, поправкам по линиям. Так как внутри каждой группы имеются звезды различных прямых восхождений, то дополнительные поправки невелики, и они соединялись в простое среднее арифметическое $\frac{A + L}{2}$. Они

приведены в табл. 5, последние 4 колонки.

С этими дополнительными поправками по линиям были вычислены исправленные значения наших скоростей опорных звезд, приведения которых к каталогу Мура даны в колонке 8" табл. 1.

Вслед за этим были вычислены поправки к нормальным местам кривой годичного хода из первого приближения. По этим поправкам нормальных мест была вычерчена плавная кривая. Отсчеты этой кривой, сложенные

λ	I	II	III	IV	I	II	III	IV
	км/сек							
4005.26 A	-11.1 $\pm$ 1.62	-14.5 $\pm$ 1.13	-12.1 $\pm$ 1.86	-13.1 $\pm$ 1.80	+1.7	+0.9	-2.2	-2.4
4045.83	+ 9.2 1.43	+ 8.7 0.96	+11.3 1.44	+10.6 $\pm$ 1.38	+2.0	+0.8	-2.5	-2.4
4063.61	+10.1 1.72	+ 2.1 0.91	+ 5.0 1.38	+ 3.9 1.20	+1.5	+1.0	-2.6	-2.4
4071.75	+17.9 2.13	+ 8.6 1.10	+11.1 1.77	+ 0.9 2.90	+1.8	+0.5	-3.2	-2.4
4077.73	+21.9 1.62	+21.9 1.58	+21.3 2.43	+23.7 1.54	+1.5	+0.7	-2.6	-3.1
4101.75	- 1.3 1.26	+ 1.8 0.91	+ 7.4 1.83	+19.4 3.78	+1.8	+1.4	-2.3	-3.0
4143.74	+14.6 1.37	+13.6 1.44	+20.1 2.04	+25.8 1.63	+3.1	+1.0	-2.5	-2.4
4215.54	-20.2 2.35	-25.4 1.80	-15.2 2.08	- 8.6 2.00	+1.7	+2.1	-3.1	-1.6
4226.74	+ 4.4 1.62	- 3.6 1.06	+ 1.4 1.39	- 0.9 1.77	+1.9	+1.0	-2.3	-2.0
4260.49	+ 7.6 4.07	- 1.7 1.96	- 2.4 2.18	- 0.4 3.77	+0.9	+2.9	-2.8	-1.8
4271.58	- 6.3 2.04	- 1.2 1.29	+ 0.9 1.86	- 6.1 1.86	+2.2	-0.1	-2.0	-1.5
4289.54	-21.3 2.90	-32.1 1.68	-35.3 2.05	-24.4 2.30	+2.0	+1.0	-2.9	-2.5
4307.91	-36.8 4.50	-24.8 2.90	-31.3 3.03	-53.2 3.78	+2.9	-4.6	-2.8	-2.7
4314.65	+13.3 2.90	+ 7.1 1.77	+22.7 2.44	- 1.5 —	+0.6	+3.1	0.0	-5.1
4325.62	- 2.2 1.69	+ 8.2 1.55	+21.9 1.80	+16.8 3.78	+1.3	+1.0	-2.7	-1.5
4340.48	+ 2.1 1.34	+ 4.6 0.93	+15.5 1.77	+18.3 3.16	+1.8	-1.1	-2.2	-1.6
4383.56	-35.5 2.13	-38.3 1.67	-23.9 1.80	-33.3 1.80	+0.8	+1.1	-2.2	-1.5
4404.76	— —	- 7.4 5.00	- 6.3 1.83	-13.2 3.78	—	+0.7	-0.4	+0.2
4415.14	-53.6 $\pm$ 5.40	-27.1 $\pm$ 4.46	-24.0 $\pm$ 2.43	-24.8 $\pm$ 4.08	-1.8	-1.2	-2.5	+2.7

с данными колонки 9', дали выравненную поправку годичного хода во втором приближении (колонка 9" табл. 1).

Очевидно, что разности чисел колонок 8" и 9" (8" — 9") табл. 1, приведенные в колонке 10, должны быть обусловлены чисто случайными ошибками разностей скоростей Мура и наших.

Среднее арифметическое этих разностей 0.00 ± 0.44 км/сек и отсутствие заметного хода подтверждают отсутствие сколько-нибудь значительных других неучтенных систематических ошибок.

Вероятная ошибка одной разности скоростей Мур — Симеиз равна ± 3.16 км/сек. Принимая во внимание, что среднее число спектрограмм для одной звезды равно 1.66 и что среднее значение вероятной ошибки скорости опорной звезды из каталога Мура есть ± 0.52 км/сек, находим вероятную ошибку одной нашей спектрограммы ± 4.05 км/сек и среднего из трех спектрограмм ± 2.34 км/сек.

Знание этих ошибок принесло известную пользу при отборе среди программных звезд новых спектрально-двойных.

В табл. 3, колонки 3—6, приведены окончательные значения принятых в настоящем каталоге длин волн звездных линий для четырех групп.

Принимая во внимание меньшую точность данных для 4-й группы звезд, можно принять, что систематическое изменение длины волны существует у линий 4071 Fe, 4401 H γ , 4289 Ca, 4325 Sc II Fe, 4340 H γ и, по всей вероятности, у 4415 Fe.

Уменьшение длины волны линии 4340 H γ , повидимому, вызывается постепенным нарастанием интенсивности линии 4337 FeCr при ослаблении 4340 H γ , хотя эти линии сливаются лишь в спектрах с плохими линиями.

Направление изменений длин волн у других выписанных выше линий, повидимому, подтверждается экстраполяцией данных Revision of Rowland's Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lengths.

Ввиду несомненного наличия зависимости поправок скоростей по линиям от спектрального класса звезды они не соединялись в одну систему, а вносились в измерения спектрограмм всех звезд с учетом принадлежности звезды к той или иной группе.

Зависимость от температуры

Влияние температуры спектрографа на определяемые радиальные скорости можно объяснить изменениями фокуса камеры спектрографа.

Из фиг. 1 видно, что поправка получаемой радиальной скорости в каком-либо месте спектрограммы зависит от уклонения в этом месте действительного фокуса от плоскости пластинки. Если под влиянием колебаний температуры спектрографа будет смещаться, по отношению к плоскости пластинки, вся фокальная кривая, то вместе с этим должна изменяться и вводимая поправка. Так как наблюдения производились при неизменной установке кассеты на камере, то присутствие ошибки годового хода становится совершенно понятным. Минимумы обеих кривых фиг. 1 не совпадают в силу ошибок измерений.

Но начиная с 87°.0, замечается практически строгая пропорциональность между величиной поправки и уклонением фокальной кривой от отсчета 13.05, как это видно из следующей таблички:

Уклонение фокальной кривой от 13.05	Поправка
+0.010 мм	+0.0020
30	26
60	35
90	43
120	52
+0.150	+0.0062

} Красная ветвь кривой

Уклонение фокальной кривой от 13.05	Поправка	
+0.010 мм	+0.0008	} Фиолетовая
30	12	
60	20	
90	27	
120	35	
+0.150	0.0041	

Измерявшиеся линии $\lambda\lambda$ 4005—4415 укладываются главным образом на красной ветви кривой А.

Смещение фокальной кривой на 0.01 мм вызывает увеличение поправки на 0.0003, или на 0.72 км/сек, для совокупности измерявшихся звездных линий.

Крайним значениям поправок из колонки 9" табл. 1 11.8 и 7.0 км/сек соответствуют изменения фокуса камеры +0.15 и —0.10 мм, т. е. за время наблюдений действительные отсчеты по фокусировочной шкале должны были колебаться между 12.95 и 13.20.

Для периодических проверок фокусировки камеры получались спектрограммы железного спектра с узкой щелью (0.025 мм), рассматривающиеся в сильную луну. Считалось, что благодаря большой угловой апертуре камеры небольшое смещение фокуса должно вызывать заметное уменьшение резкости линий. Лишь только в шести случаях температура падала ниже +10° (до +5°) и притом в плохие наблюдательные ночи; 92% всех спектрограмм были получены в более узких пределах температур спектрографа (от +10° до +28°). Совершенно естественно, что небольшие изменения в фокусе, происходившие медленно в течение года, оставались незамеченными.

Кроме того, если бы даже и были данные зависимости фокуса камеры от температуры, установка его с потребной точностью (до 0.02 мм) была бы невозможна по имеющемуся нониусу. Целесообразнее иметь постоянную установку, легко проверяемую по нониусу (до 0.1 мм или до 0.05 мм), и вводить потребные поправки впоследствии при обработке материала.

Несомненно, что случайные ошибки установок фокуса нежелательно искажали бы картину влияния температуры.

В колонке 11 табл. 1 приведены температуры, при которых получены спектрограммы опорных звезд; в случае наличия нескольких спектрограмм приведены средние значения температуры.

Коэффициент корреляции между поправкой и температурой оказался равным 0.793, а уравнение прямой регрессии поправки на температуру: погр. = $(-0.802 \text{ } t^{\circ} + 13.1) \text{ км/сек.}$

Средние значения поправок для опорных звезд из колонки 9" табл. 1 и вычисленных по предыдущей формуле получились —0.19 и —0.24 км/сек., т. е. применение формулы к программным звездам практически не должно вызвать систематической ошибки. По этой формуле и были исправлены все наблюдаемые скорости программных звезд.

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ, ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС ЭКСПОЗИЦИИ

За время наблюдений каталога среднее часовое изменение температуры в башне было 0°.17, в большинстве случаев (85%) понижение. Нагревание термостата регулировалось наблюдателем по отсчетам внутреннего термометра. Во избежание риска весьма нежелательного перегревания обычно создавался режим медленного падения температуры, каковое в среднем было 0°.07 за час. За одну экспозицию это падение было в среднем не выше 0°.06.

Все спектрограммы были получены на пластинках «Imperial 1200», Imperial Dry Plate Co, обладающих очень высокой чувствительностью при умеренной величине зерен эмульсии.

Проявление велось проявителем состава: вода 100, метол 1.0, сульфит натрия крист. 10.0, время проявления при 15—20° 15 мин. Этот проявитель благодаря отсутствию щелочи имеет малую склонность давать химическую вуаль. Увеличение времени проявления свыше 18 мин. вызывает значительное увеличение размеров зерен негативного слоя.

Ширина щели была неизменно 0.05 мм. Экспозиция, при хорошем состоянии серебра на зеркалах и при спокойных изображениях (4 по пятибалльной шкале) звезд типа F5 7^m.0 виз., в 50 мин. давала хорошо выдержанный спектр достаточной ширины.

КАТАЛОГ РАДИАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

В табл. 6 даны окончательные значения скоростей 114 программных звезд.

Так как для опорных звезд спектральные классы (табл. 1, колонка 3) были взяты из каталога Мура исправленные, то и для обработки измерений программных звезд необходимо было иметь спектральные классы в той же системе, что и для опорных звезд.

В качестве стандартов были взяты 6 спектрограмм опорных звезд, для которых классификация Н. Д. и каталога Мура совпадает. В табл. 7 наряду со спектрами Н. Д. помещены и пересмотренные (Сим.). Число спектрограмм не указано, так как оно для всех звезд, исключая двух, равно 3.

Из числа 114 звезд для 13 есть основания предполагать переменность скорости; подробные данные для них приведены в табл. 7. Для каждой спектрограммы приведены измерения обоих измерителей, первое значение для А, второе — для Л.

Число отобранных звезд как имеющих переменную скорость невелико, почти $\frac{1}{9}$ всего числа, что является результатом применения малой дисперсии и небольшого числа полученных спектрограмм.

Когда наблюдения настоящего каталога заканчивались, появился каталог наблюдений на обсерватории Маунт Вилсон [4], и после окончания всех наблюдений — каталог обсерватории в Торонто [5]. Перед сдачей рукописи в печать автору удалось ознакомиться со вторым [6] и третьим [7] каталогами обсерватории в Торонто. Общих звезд с каталогами оказалось: Маунт Вилсон 5, Первый Торонто 11, Второй Торонто 8, Третий Торонто 1.

Для сравнений не были использованы звезды: Н. Д. 2358 для первого каталога Торонто как давшая очень большое отклонение и единственная общая с третьим каталогом Торонто, так как для этого каталога нет сравнений с основным каталогом Мура.

Все значения скоростей в упомянутых выше каталогах были приведены к системе каталога Мура по данным, указанным: для Маунт Вилсон в каталоге Мура, для Торонто в соответствующих каталогах Торонто.

Результаты сравнения таковы:

$$\begin{array}{lcl} \text{Мур—Симеиз} & +1.3 \pm 0.68 & \text{км/сек, 18 звезд, общих с Торонто} \\ \text{»} & +2.9 \pm 1.00 & \text{» 5 » Маунт Вильсон} \end{array}$$

Как видно, систематическая ошибка настоящего каталога по величине не выходит за пределы обычного для хороших наблюдений.

В следующей таблице (стр. 122) сопоставлены вероятные ошибки скоростей четырех каталогов, приведенных к трем спектрограммам и, по возможности, для одинакового состава спектральных классов.

Таблица 6

Н. Д.	α (1900.0)	δ (1900.0)	Виз.	Н. Д.	Сим.	Рад. скор. (км/сек.)	Примечание
976	h m	25° 42'	m	F8	F7	— 25.1 ± 2.4	βGC 144, br. Спектр плохой. D. D. O. (3) + 2.1 км/сек.
1 449	0 9.0	+ 22 19	7.02	G0	G1	+ 11.7 ± 3.9	
1 562	0 13.5	+ 37 41	7.11	G0	F9	+ 9.3 ± 3.7	
2 358	0 14.8	+ 15 29	6.57	A5	A4	+ 20.2 ± 1.9	
2 866	0 22.3	+ 34 26	6.58	A3	A7	— 1.4 ± 3.7	βGC 276 A
2 925	0 26.9	—		G0	G0	— 141.7 ± 3.6	
3 861	0 27.4	+ 22 38	7.00	F5	F6	— 18.5 ± 1.8	
8 274	0 36.1	+ 8 48	6.53	F8	F8	— 47.0 ± 3.4	
13 683	1 17.0	+ 21 34	7.15	F0	F0n	— Var	βGC 1183, br.
13 683	2 8.3	+ 4 33	6.56	F5	F7	+ 6.0 ± 1.7	
14 082	2 11.6	+ 28 18	6.61	F5	F5	—	
43 931	6 13.8	+ 13 29	6.96	F5	F6	+ 38.3 ± 2.4	
56 200	7 11.0	+ 16 18	6.83	F5	F5	+ 21.5 ± 2.9	βGC 3298, br. D. D. O. (3) + 47.0 км/сек. D. D. O. (3) + 22.6 км/сек.
63 610	7 44.7	+ 31 52	6.85	A5	A8	+ 5.3 ± 3.6	
83 683	9 35.1	+ 13 31	6.77	F8	F4	— 23.2 ± 0.6	
90 905	10 24.6	+ 2 0	6.85	F5	F8	— Var	
96 418	11 1.7	+ 26 4	6.73	F5	F8	— 13.3 ± 3.5	βGC 5739, br. D. D. O. (3) + 24.9. Mt. W. + 24.2 км/сек.
98 351	11 13.7	+ 14 49	6.65	G0	G0	+ 16.7 ± 3.1	
99 904	11 24.5	+ 8 9	6.72	F5	F5	+ 1.9 ± 2.6	
101 730	11 37.3	+ 2 55	6.96	F5	F5	+ 4.7 ± 3.0	
102 357	11 41.8	+ 24 16	6.85	F5	F6	+ 7.5 ± 1.7	βGC 6415, br. D. D. O. (3) — 12.7 км/сек.
108 956	12 26.1	+ 24 21	7.11	G0	F9	— Var	
112 735	12 53.8	+ 22 35	7.28	G0	G0	+ 40.9 ± 4.0	
114 723	13 7.3	+ 32 39	6.66	F8	F5	— 11.8 ± 2.8	
114 988	13 9.1	+ 33 4	6.75	G0	G3	— 2.6 ± 1.2	βGC 6647
116 456	13 16.7	+ 38 23	6.86	F8	F6	— Var	
120 636	13 45.6	+ 21 45	7.36	G0	G0	— 24.7 ± 1.9	
120 651	13 45.7	+ 21 46	6.90	G0	G5	— 23.2 ± 1.8	
123 033	14 0.2	+ 26 18	6.83	F5	F5	— 17.3 ± 2.2	D. D. O. (13) — 0.6 км/сек.
123 845	14 4.9	+ 16 5	6.67	F5	F5n	— 3.6 ± 2.7	
128 563	14 32.5	+ 2 43	6.62	F8	F8	— 1.7 ± 4.6	

Таблица 6 (продолжение)

Н. Д.	α (1900.0)	δ (1900.0)	Виз.	Н. Д.	Сим.	Рад. скор. (км/сек.)	Примечание
	h m		m				
130 604	14 44.0	+ 6° 23'	6.72	F8	F8	— 2.6 ± 1.5	βGC 7013, br.
130 726	14 44.7	+ 8 25	6.95	F5	G0	Var.	
132 832	14 56.1	+ 3 17	6.81	F5	F6	Var.	
133 161	14 57.9	+ 16 26	6.99	G0	G0	36.4	D. D. O. (13) — 33.0 км/сек.
134 792	15 6.7	+ 29 37	7.11	F5	F5	+ 15.9	D. D. O. (3) + 15.0 км/сек.
136 654	15 16.8	+ 31 49	6.86	F5	F7	Var.	
138 573	15 27.9	+ 11 19	7.16	G0	G0	32.9	
139 457	15 33.2	+ 10 35	7.04	F8	F8	37.8	Mt. W. + 38.1 км/сек.
139 691	15 34.5	+ 36 34	6.96	F5	F3	23.3	βGC 7344A
146 102	16 9.4	+ 2 55	7.08	F5	F5	+ 2.9	
146 946	16 13.8	+ 33 2	6.93	G0	G0	32.1	
148 317	16 22.1	+ 16 12	6.77	G0	F8	42.6	
149 504	16 30.2	+ 38 18	6.59	F5	F5	42.0	D. D. O. (13) — 33.5 км/сек.
151 237	16 41.1	+ 28 32	7.09	F5	F6	43.0	
151 428	16 42.2	+ 35 49	7.27	G0	F5	+ 9.1	βGC 7749, br.
152 654	16 49.6	+ 15 48	7.22	F5	F5	32.1	βGC 7759, br.
154 974	17 3.7	+ 16 13	6.67	F8	F5	24.1	
155 646	17 7.8	+ 0 29	6.52	F5	F6	57.6	D. D. O. (3) — 26.9 км/сек.
157 089	17 16.1	+ 1 32	6.96	G0	F8	162.4	
157 466	17 18.3	+ 24 59	6.78	F5	F5	+ 27.8	Mt. W. — 161.1 км/сек.
159 063	17 27.5	+ 16 55	6.81	F8	F8	7.0	
160 935	17 37.6	+ 21 34	6.74	F5	F8	27.2	
162 865	17 48.1	+ 16 55	6.58	F5	F5	4.1	
164 043	17 54.2	+ 14 52	7.14	F8	F8	7.8	
164 253	17 55.2	+ 30 3	6.92	G0	G1	23.2	βGC 8279, br.
165 281	18 0.1	+ 30 24	6.66	F5	F7	0.8	D. D. O. (13) + 2.3; Mt. W. + 1.2 км/сек.
166 435	18 5.5	+ 29 56	7.01	G0	G0	13.3	D. D. O. (13) — 12.7 км/сек.
167 134	18 8.8	+ 16 14	6.72	F5	F5	20.3	D. D. O. (3) — 21.7 км/сек.
171 365	18 29.4	+ 17 39	7.02	F5	F5	47.6	βGC 8642 AB
172 742	18 36.8	+ 33 35	7.18	F5	F5	+ 6.5	

Таблица 6 (продолжение)

Н. Д.	α (1900.0)	δ (1900.0)	Виз.	Н. Д.	См.	Рад. скор. (км/сек.)	Примечание
173 216	h 18 39.1	+ 8° 31'	m 7.19	F8	F6	+20.4 $\pm$ 3.2	
174 912	18 47.9	+ 38 31	7.18	F8	F8	-10.4 0.3	
176 377	18 54.9	+ 30 2	6.55	G0	G0	-42.8 0.1	D. D. O. (3) — 38.2 км/сек.
176 441	18 55.2	+ 16 7	6.93	F5	F5	+23.8 1.8	
177 082	18 58.1	+ 14 26	6.80	G0	G0	+ 3.4 1.6	
177 459	18 59.7	+ 17 24	6.63	F5	F5	-73.2 3.4	D. D. O. (13) — 64.6 км/сек.
180 028	19 9.8	+ 5 52	7.24	F8p	F8p	- 5.9 2.5	
180 615	19 12.1	+ 26 41	7.41	F8	F8	+ 6.9 1.4	
180 684	19 12.4	+ 18 49	6.97	G0	G0	Var.	
181 144	19 14.2	+ 16 19	6.92	F5	F7	Var.	D. D. O. (3) var; средн. скор. — 4.5 км/сек.
181 732	19 16.6	+ 18 57	6.77	F5	F5	-47.4 4.4	β GC 9233, br.
182 901	19 21.8	+ 41 39	6.85	F5	F5	-43.2 2.7	
184 761	19 30.9	+ 27 0	6.72	A3	F0	-27.0 4.4	
185 938	19 42.5	+ 24 53	6.60	F0	A6	Var.	D. D. O. (16) + 15.1 $\pm$ 2.9 км/сек.
187 462	19 45.0	+ 27 29	7.06	G0	G0	- 1.1	
188 328	19 49.5	+ 15 2	7.04	F8	F8	- 5.4 4.4	β GC 9712, br.
189 067	19 53.1	+ 23 49	7.13	G0	G0	- 7.1 0.4	
190 323	19 59.3	+ 14 42	6.86	F8p	F8p	+20.7 1.5	β GC 9860, br. D. D. O. (13) + 27.2 км/сек.
190 405	19 59.7	+ 17 26	6.77	F8	F4	-17.6 2.1	D. D. O. (13) — 17.6 км/сек.
190 498	20 0.1	+ 1 50	6.67	F8	F5	-12.5 3.4	
191 533	20 5.3	+ 8 9	6.61	F8	F7	+17.2 3.1	β GC 9950, br.
192 609	20 10.6	+ 9 51	7.23	F8	F6	-36.7 2.2	
192 895	20 12.2	+ 8 40	6.59	F2	F4	-10.5 0.7	
193 555	20 15.7	+ 15 13	6.87	F8	F7	-27.5 1.2	D. D. O. (3) — 27.2 км/сек.
195 432	20 26.2	+ 27 30	6.90	F8	F8s	-22.5 2.6	
195 690	20 27.7	+ 34 0	6.51	F2	F4	+12.5 0.9	
196 850	20 34.9	+ 38 17	6.78	G0	G0	-20.6 0.9	β GC 10402 A
197 039	20 36.0	+ 45 17	6.80	F5	F5	-35.2 4.4	Mt. W. — 31.6 км/сек.
198 389	20 44.9	+ 13 36	7.02	F8	F6	-41.1 1.0	
199 941	20 55.2	+ 16 26	6.53	F2	F3	- 5.2 4.3	β GC 10654, br. D. D. O. (16) + 1.7 км/сек.

Таблица 6 (окончание)

Н. Д.	α (1900.0)	δ (1900.0)	Виз.	Н. Д.	Сим.	Рад. скор. (км/сек.)	Примечание
204 545	$21^{\text{h}} 5.2^{\text{m}}$	$+18^{\circ} 49'$	m	F5	F7	-23.1 ± 2.7	BC 10966, br.
203 345	21 16.5	$+9 55$	6.99	F5	F7	Var.	
203 522	21 17.6	$+2 30$	6.88	F8	F8	1.8	
203 784	21 19.3	$+36 58$	6.56	F8	F7	-26.2	
204 277	21 22.4	$+15 41$	6.58	F8	F8	$+13.8$	
207 165	21 42.0	$+13 15$	6.57	A3	A6	-2.8	BC 11599, br. D. D. O. (13) — 16.4 км/сек.
207 675	21 45.6	$+25 7$	7.26	F5	F5	-10.8	
210 944	22 8.7	$+26 49$	7.18	F5	F5	$+6.7$	
211 139	22 10.0	$+29 4$	7.40	F5	F7	-21.3	
211 799	22 14.6	$+28 21$	7.11	F8	F8	-22.9	
213 619	22 27.7	$+12 32$	6.61	F2	A8n	$+9.6$	BC 11916, br.
215 129	22 37.9	$+0 41$	6.90	A3	A5	-2.0	
216 384	22 47.4	$+9 52$	6.74	F5	F5	Var.	
216 625	22 49.3	$+19 20$	7.10	F8	F8	$+6.3$	
217 813	22 58.2	$+20 23$	6.66	G0	G0	-3.2	
219 487	23 11.0	$+24 15$	6.52	F2	F5	$+3.3$	BC 12419
219 712	23 12.9	$+33 31$	6.97	F5	F5	$+4.2$	
220 773	23 21.4	$+8 7$	7.06	G0	F9	-41.6	
221 445	23 27.1	$+6 33$	6.84	F5	F5	-12.1	
221 627	23 28.6	$+17 16$	6.68	G0	G0	-7.1	
222 083	23 32.1	$+30 7$	7.16	G0	G0	-12.5	Спектр плохой BC 12570, br.
222 317	23 34.4	$+27 41$	6.97	G0	G0	-12.9	
222 962	23 40.3	$+9 37$	6.54	A3	A4	$+13.3$	
223 331	23 43.6	$+35 43$	7.17	G0	G0	$+7.2$	

D. D. O. (3) The David Dunlap Observatory, University of Toronto. Publ. Vol. 1, Nr. 3.
 D. D. O. (13) » » » » Vol. 1, Nr. 13.
 D. D. O. (16) » » » » Vol. 1, Nr. 16.
 Mt. W. Mount Wilson Observatory, Astroph. J., V, 88, Nr. 1.

Таблица 7

Н. Д.	У. Т.		Изм. лин.
13 683	1937 Октябрь 25.923	— 3.4 км/сек. + 5.6	6 6
	1938 Ноябрь 13.891	— 16.0 — 19.7	5 5
	1940 Август 31.054	+ 17.0 + 21.7	4 4
90 905	1938 Апрель 29.750	— 22.7 км/сек. — 17.1	14 15
	Май 15.750	+ 19.3 + 9.1	19 17
	1939 Апрель 5.746	+ 11.1 + 8.8	15 15
108 956	1938 Май 19.762	— 51.6 км/сек. — 54.9	15 15
	Июнь 10.795	— 37.7 — 45.2	14 13
	Июль 18.757	— 33.2 — 26.6	16 16
116 156	1938 Май 23.842	— 0.1 км/сек. + 3.8	14 13
	Июнь 8.798	— 17.6 — 27.4	14 12
	Июнь 28.768	— 8.3 — 11.7	17 15
130 726	1938 Июнь 6.853	— 29.6 км/сек. — 36.7	16 17
	Июль 10.758	— 21.7 — 18.1	15 13
	Август 3.759	— 42.6 — 36.7	11 11
132 832	1938 Май 29.866	— 3.2 км/сек. — 3.3	15 14
	Июль 2.818	+ 3.3 + 3.1	16 14
	Июль 14.759	— 26.9 — 25.0	15 12
136 654	1938 Май 21.918	— 36.7 км/сек. — 38.2	15 13
	Июнь 14.931	— 30.5 — 38.5	12 15
	Июнь 26.821	— 21.4 — 13.4	16 17
180 684	1937 Сентябрь 3.777	— 3.6 км/сек. — 6.9	16 15
	Сентябрь 25.707	— 6.8 — 20.2	14 14
	Октябрь 25.676	+ 7.1 + 12.4	16 15
181 144	1938 Июль 22.930	— 24.3 км/сек. — 29.7	18 15
	Август 29.774	— 22.4 — 22.1	16 14
	Ноябрь 13.675	— 2.6 — 4.6	17 16

Таблица 7 (окончание)

Н. Д.	У. Т.		Изм. лин.
186 998	1937 Сентябрь 11.790 Октябрь 3.680 Октябрь 31.703	— 5.6 км/сек. — 3.3 + 24.4	7 6 9
203 345	1938 Июль 23.005 Август 7.985 Август 29.894	+ 13.6 км/сек. + 17.7 — 0.8 — 1.6 + 19.6 + 18.0	14 14 17 15 16 15
203 522	1937 Сентябрь 5.880 Сентябрь 23.857 1938 Июль 3.009	— 15.1 км/сек. — 22.8 — 31.8 — 23.3 + 2.5 + 11.4	16 13 11 13 17 16
216 384	1938 Август 9.951 Август 31.934 Октябрь 2.864	+ 21.2 км/сек. + 12.9 + 40.9 + 49.6 — 37.2 — 47.5	16 14 13 14 14 14
Каталог		Дисперсия	Вероятная ошибка
Настоящий		75 A на 1 мм у Н _γ	± 2.39 км/сек
Симеиз, 343 звезды		36 A »	± 1.93 »
D. D. O. [5]		33—66 A »	± 1.78 »
Victoria [8]		90 A »	± 2.34 »

Следует отметить, что в последнем каталоге наблюдались звезды типа К, т. е. звезды с линиями много лучшего качества, нежели у звезд нашего каталога; приведенная выше ошибка вычислена из наблюдений карликов (табл. 2, стр. 330), что ближе подходит к среднему качеству спектров настоящего каталога. Для каталога D. D. O. нет точных указаний, какие звезды наблюдались с большей дисперсией в ЗЗА.

Учитывая эти обстоятельства, а также и употреблявшуюся нами дисперсию, можно признать, что точность радиальных скоростей, получаемых с короткой камерой нашего спектрографа, при надлежащей обработке может быть вполне удовлетворительной.

Л и т е р а т у р а

1. J. H. Moore. L. O. P. XVIII, 1932.
2. V. A. Albitzky and G. A. Shajn. Radial Velocities of 343 stars. Труды ГАО в Пулкове XLIII, 1933.
3. В. А. Альбицкий. Радиальные скорости 107 В8-А0 звезд. Изв. Крымской астрон. общ. 1, часть 1, 1947.
4. W. H. Christie and O. C. Wilson. Ap. J. 88, 1936.
5. The Radial Velocities of 500 stars. Public. of the David Dunlap Observatory University of Toronto, I, Nr. 3.
6. The Radial Velocities of 374 Stars. Ibid. I, Nr. 13.
7. The Radial Velocities of 681 Stars. Ibid. I, Nr. 16.
8. R. O. Redman. Publications of the D. A. O. Victoria, B. C., IV, Nr. 20.

ОБ ОСНОВНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ПРИНЦИПАХ ТЕОРИИ ЛУЧЕВОГО РАВНОВЕСИЯ ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕР

Э. Р. Мустель

В настоящей работе рассматривается вопрос о применимости закона Кирхгофа—Планка (3) к звездным атмосферам. В связи с этим рассмотрен следующий пример: через слой, кинетическая температура которого T_{kin} , проходит поток радиации, характеризующийся температурой излучения T_{rad} , причем предполагается, что $T_{\text{kin}} > T_{\text{rad}}$. Кроме того, предполагается, что оптическая толщина этого слоя τ , удовлетворяет для данной частоты условию (4). Показывается [в противоположность существовавшим до настоящего времени взглядам — см. равенство (13)], что вследствие низких n_e в условиях звездных атмосфер, интенсивность радиации, определяемая собственным излучением материи в рассматриваемом слое [см. уравнения (5)—(11)], будет в данном случае удовлетворять неравенствам (17) или (18), соответственно выполнению неравенств (15) или (16). Это означает, что в условиях звездных атмосфер (малые n_e) нет непосредственной связи между полем радиации в данной точке и кинетической температурой областей, непосредственно окружающих эту точку. Следовательно, применение закона Кирхгофа — Планка (3) к звездным атмосферам представляется необоснованным — мы должны вводить (20а) или (20б), опять-таки соответственно (15) или (16). Таким образом, современная теория лучевого равновесия звездных атмосфер должна быть пересмотрена. Отмечено, что ошибочность закона (3) особенно существенна в отношении сверхгигантов, протяженных фотосфер и самых внешних частей солнечной оболочки (интерпретация спектрогелиограмм).

Среди общих проблем современной астрофизики теории лучевого равновесия звездных атмосфер принадлежит особое место. А именно: в настоящее время принято считать, что эта теория должна дать п о л н ы й ответ на целый ряд исключительно важных вопросов, к каковым относятся: а) вопрос о распределении температуры * внутри звездной атмосферы; б) вопрос о распределении энергии в непрерывном спектре Солнца и звезд; в) вопрос о законе потемнения на диске Солнца и звезд и т. д.

Столь важная роль, которая приписывается теории лучевого равновесия, связана со следующими двумя обстоятельствами: 1) многочисленные исследования показали, что перенос энергии внутри обычных звездных атмосфер определяется в основном радиацией, а не конвекцией; 2) теоретические исследования, исходящие из гипотезы о наличии лучевого равновесия (без конвекции), привели, особенно в последнее время, к достаточно хорошему согласию с наблюдениями. Сюда, в первую очередь, следует отнести сравнение теоретического распределения энергии в непрерывном спектре звезд с тем, которое следует из наблюдений. Для звезд ранних спектральных классов (A0 — B2) такого рода исследования были выполнены автором [1], в то время как для Солнца — Чандрасекаром и Мюнхом [2].

* А, следовательно, плотности, давления, ионизации и т. д.

Однако, несмотря на эти в общем положительные результаты, остается ряд невыясненных вопросов. Во-первых, исследования Барбье и Шалонжа [3, рис. 3] показывают, что скачок в интенсивности радиации при пределе серии Бальмера зависит весьма сильно, при данном спектральном классе, от абсолютной величины звезды и при этом неожиданным образом. Так, например, для звезд более ранних классов, чем A0 — A3, указанный скачок заметно меньше для гигантов, чем для нормальных звезд. В то же время мы должны были бы ожидать обратного.

Правда, возможно, что мы имеем здесь дело с влиянием электронного рассеяния (см. работу Гринштейна, Ар. J.95, 299, 1942). Однако пока что этот вопрос еще не выяснен. Далее и для Солнца нет пока полного согласия между теорией и наблюдениями и т. д.

Самое же главное это то, что в современной теории лучевого равновесия остается совершенно неясным, с какой же температурой мы оперируем при применении закона Кирхгофа — Планка — с кинетической температурой или с температурой излучения. Этот вопрос теорией совершенно не затрагивается. Вообще, если проследить ход заключений теории лучевого равновесия, то как будто бы мы используем температуру излучения. В действительности же теорией лучевого равновесия ставится вопрос о распределении температуры материи с глубиной, т. е. кинетической температуры.

Все вышеизложенное вызывает необходимость еще раз критически пересмотреть основы теории лучевого равновесия. В связи с этим перечислим основные положения этой теории в применении к звездным атмосферам: а) обмен энергией между различными частями звездной атмосферы обусловлен исключительно тепловой радиацией; б) полное количество энергии, поглощаемое единицей объема за 1 сек., равно полному количеству энергии, излучаемому тем же объемом за то же время. Это выражается следующим образом:

$$\int_0^{\infty} J_{\nu} k_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} j_{\nu} d\nu, \quad (1)$$

где

$$J_{\nu} = \int I_{\nu} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (2)$$

I_{ν} — интенсивность радиации в данной точке, причем интеграция по $d\omega$ идет по всей сфере; k_{ν} — коэффициент поглощения; j_{ν} — эмиссионный коэффициент. в) Звездные атмосферы находятся в состоянии локального термодинамического равновесия. Это означает, что в каждой их точке имеет место закон Кирхгофа — Планка

$$j_{\nu} = k_{\nu} B_{\nu}, \quad (3)$$

где B_{ν} — функция Планка для локальной температуры.

Подавляющее большинство исследований в данном направлении касалось первого пункта. При этом, как мы уже отмечали, результаты указанных исследований сводились в основном к тому, что ролью конвекции в энергетическом балансе звездных атмосфер можно пренебречь по сравнению с ролью радиации.

Второй пункт, касающийся условия стационарности (1), вряд ли может, для статических звезд, вызвать какие-либо возражения. В среднем это условие с несомненностью выполняется.

Напротив, как это ни странно, критических исследований в отношении применимости закона (3) до сих пор фактически не проводилось. По дан-

ному вопросу имеется лишь единственная работа Вулли [4]. В этой работе показывается, что электроны, возникающие при фотоионизации атомов и ионов, весьма скоро принимают максвеллово распределение скоростей, сколь бы ни отличалось поле ионизирующей радиации от равновесного. Это происходит по той причине, что вероятность столкновений электрона с электронами же гораздо выше, чем вероятность его рекомбинации с ионами. Поэтому во всех случаях (т. е. при любом поле радиации) мы можем быть уверены в том, что практически все рекомбинирующие электроны обладают уже максвелловым распределением скоростей. Однако аргументы Вулли в пользу применимости к звездным атмосферам закона (3) следует считать ошибочными. А именно: при доказательстве закона (3) он уже заранее принимал,* что этот закон выполняется.

В то же время анализ физических условий, господствующих в звездных атмосферах, показывает, что при этих условиях закон (3) является лишь весьма приближенным, а в некоторых случаях (например, солнечная хромосфера) даже ошибочным. В связи с этим является весьма дискуссионной и современная теория лучевого равновесия, все результаты которой могут рассматриваться лишь как приближенные. Обсуждению данного вопроса и посвящено настоящее сообщение.

Для того, чтобы уяснить дальнейшие соображения, вычислим интенсивность излучения, идущего с поверхности звезды, при следующих условиях. Пусть кинетическая температура самых внешних частей звезды (характеризуемая максвелловым распределением) есть T_{kin} . Далее, пусть изнутри через эти слои идет приблизительно постоянный поток радиации F_{ν} , характеризующийся на самой внешней границе интенсивностью

$$I_{\nu}(0) = F_{\nu}(0) = B_{\nu}(T_{\text{rad}}),$$

где T_{rad} — температура излучения,** причем пусть $T_{\text{kin}} > T_{\text{rad}}$. Иначе говоря, мы будем считать, что во внешних слоях звездной атмосферы имеет место температурная инверсия. Такой случай с определенностью осуществляется в солнечной атмосфере, ибо кинетическая температура солнечной хромосферы с несомненностью выше, чем кинетическая температура и температура излучения нижележащих слоев.***

Рассмотрим теперь ту область спектра, для которой оптическая глущина нашего внешнего слоя с повышенной кинетической температурой T_{kin} существенно больше, чем единица, т. е.

$$\tau_{\nu} \gg 1, \quad (4)$$

причем речь, конечно, идет об оптической толще, измеряемой коэффициентом непрерывного поглощения. Опять-таки в солнечной хромосфере условие (4) выполняется сразу же за границей серии Лаймана.

Напишем теперь самое общее выражение для интенсивности выходящей на поверхность радиации, определяемой собственным излучением материи

$$I_{\nu} = \int_0^{\infty} j_{\nu} e^{-\tau_{\nu}} ds. \quad (5)$$

Это выражение не основывается ни на каких гипотезах и связано лишь с определением коэффициента поглощения k_{ν} и эмиссии j_{ν} .

* Обсуждая вопрос об ионизации и возбуждении атомов в звездных атмосферах.

** Мы допускаем, что интенсивность выходящей радиации не зависит от направления.

*** См. работу автора о солнечной хромосфере в этом же сборнике.

Поделив и умножив подинтегральное выражение на k_ν , мы получим

$$I_\nu = \int_0^\infty \left(\frac{j_\nu}{k_\nu} \right) e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu. \quad (6)$$

Теперь мы примем, что внутри нашего слоя с повышенной кинетической температурой отношение j_ν к k_ν постоянно. Это предположение для решения интересующей нас проблемы отнюдь не является принципиальным и делается лишь для лучшего уяснения основных результатов. В этом случае мы будем иметь

$$I_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu} \int_0^\infty e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu = \frac{j_\nu}{k_\nu}. \quad (7)$$

Подсчитаем (7) для конкретных физических условий. В качестве примера рассмотрим область спектра, расположенную сразу же за пределом серии Лаймана. В этом случае коэффициент j_ν определяется в основном рекомбинацией протонов с электронами. Иначе говоря, мы можем написать

$$j_\nu = n_+ n_e f_\nu(T_{\text{kin}}), \quad (8)$$

где n_+ — число протонов в 1 см^3 ; n_e — число электронов в 1 см^3 . При этом, в соответствии с вышесказанным, мы считаем, что распределение электронов — максвеллово, что представляется вполне оправданным, см. [4]. Следовательно,

$$dn_e = 4\pi n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_{\text{kin}}} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_{\text{kin}}}} v^2 dv. \quad (9)$$

Это, в частности, и определит вид функции $f_\nu(T_{\text{kin}})$. С другой стороны, поглощение радиации в рассматриваемой области определяется, также в основном, нейтральными атомами водорода. Следовательно,

$$k_\nu = n_0 k_\nu^0, \quad (10)$$

где n_0 — число нейтральных атомов водорода в 1 см^3 и k_ν^0 — атомный коэффициент поглощения. Во всех практических случаях вынужденными переходами мы можем для рассматриваемой спектральной области пренебречь $\left(\left[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right] \approx 1 \right)$, так что k_ν^0 будет некоторой постоянной, зависящей только от частоты. Следовательно,

$$I_\nu = \frac{n_+ n_e}{n_0} \cdot \frac{f_\nu(T_{\text{kin}})}{k_\nu^0} = \left(\frac{n_+ n_e}{n_0} \right) \varphi_\nu(T_{\text{kin}}), \quad (11)$$

причем $\varphi_\nu(T_{\text{kin}})$ есть функция только кинетической температуры.

Какова же теперь будет интенсивность выходящей радиации? До настоящего времени считалось, что при сделанных предположениях, а именно при наблюдении условий (4), (9), а также условия $T_{\text{kin}} > T_{\text{rad}}$, мы будем иметь $I_\nu = B_\nu(T_{\text{kin}})$, т. е. мы будем наблюдать планковское излучение, соответствующее более высокой температуре. Это предположение в явной или неявной форме принималось по сути дела всеми авторами в связи с вопросом об интенсивности далекого ультрафиолето-

вого конца спектра Солнца. В частности, во всех этих исследованиях определенному изменению T_{rad} приводилось в соответствие о д и н а к о в о е * изменение кинетической температуры T_{kin} .

Однако все это в применении к звездным атмосферам н е в е р н о. В самом деле, обратимся к формуле (11). Если бы степень ионизации $\left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right)$ внутри нашего внешнего слоя определялась формулой Саха:

$$\frac{n_+}{n_0} n_e = \frac{u_1}{u_0} \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}} \quad (12)$$

при $T = T_{\text{kin}}$, то конечно, согласно (11), автоматически получилось бы **

$$I_{\nu} = B_{\nu}(T_{\text{kin}}). \quad (13)$$

Однако мы знаем, что в звездных атмосферах благодаря малой плотности материи (т. е. благодаря малым n_e) ионизация атомов, во всяком случае с основных состояний, определяется не столкновениями, а радиацией (см. [6]).

Если $N_{\text{столкн}}$ — число актов ионизации, совершающихся в 1 см^3 за 1 сек. благодаря столкновениям, а $N_{\text{фотоион}}$ — число их в 1 см^3 за 1 сек. благодаря ионизации радиацией, то, вообще говоря, их отношение пропорционально n_e

$$\alpha = \frac{N_{\text{столкн}}}{N_{\text{фотоион}}} = n_e \Phi(T_{\text{rad}}, T_{\text{kin}}), \quad (14)$$

причем функция Φ растет с увеличением T_{kin} и убывает с ростом T_{rad} . Для обычных электронных давлений, господствующих в звездных атмосферах ($p_e \approx 100$ бар), при $T_{\text{kin}} = T_{\text{rad}}$ в большинстве случаев (особенно водород) $\alpha \ll 1$.

Если мы теперь при д а н н о й T_{rad} будем повышать кинетическую температуру T_{kin} (рассматривающийся нами случай температурной инверсии), то величина α будет непрерывно расти, удовлетворяя вначале неравенству $\alpha \ll 1$, и только при некотором $T_{\text{kin}} = T_{\text{kin}}^*$ мы получим $\alpha = 1$. Однако и при этом, критическом, значении $T_{\text{kin}} = T_{\text{kin}}^*$ формула Саха отнюдь не будет определяться температурой T_{kin}^* . Действительно, равенство $\alpha = 1$ означает только то, что ионизация столкновениями делается столь же эффективной, что и ионизация радиацией, т. е. и в этом случае в формулу Саха (12) следует вводить температуру, близкую к T_{rad} , а не температуру T_{kin} . Конкретные подсчеты показывают (см. работу Лейкина [5]), что, например, для водорода,*** в хромосфере с $p_e = 1$ бар и $T_{\text{rad}} = 5700^\circ$ величина α равна единице только при температуре T_{kin} равной 9000° !

Таким образом, в указанных случаях мы будем иметь или

$$\left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right) \ll \left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right)_{T_{\text{kin}}}, \quad (15)$$

или же (для уже достаточно больших p_e или малых $T_{\text{kin}} - T_{\text{rad}}$)

$$\left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right) < \left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right)_{T_{\text{kin}}}, \quad (16)$$

* Конечно, при соблюдении (4).

** Более детально данный вопрос рассмотрен Лейкиным [5].

*** При эффективном сечении ионизации, равном 10^{-17} см^2 .

причем предполагается, что величина $\left(\frac{n_+n_e}{n_0}\right)_{T_{\text{kin}}}$ в этих формулах вычисляется согласно формуле Саха (12).

Возвращаясь к формуле (11) в связи с формулой (13), мы видим, что неравенства (15) и (16) предполагают соответственно неравенства

$$I_{\nu} \ll B_{\nu}(T_{\text{kin}}) \quad (17)$$

и

$$I_{\nu} < B_{\nu}(T_{\text{kin}}). \quad (18)$$

Кроме того, легко показать (см. [5]), что при наличии неравенства (15) мы будем иметь для частот, лежащих сразу же за пределом серии Лаймана (и вообще в аналогичных случаях),

$$I_{\nu} \approx B_{\nu}(T_{\text{rad}}). \quad (19)$$

Иначе говоря, в рассмотренном выше примере с $T_{\text{rad}} = 5700^\circ$ и $p_e = 1$ бар (хромосфера) мы будем даже при $T_{\text{kin}} \approx 9000^\circ$ наблюдать практически планковское излучение с температурой излучения $T_{\text{rad}} \approx 5700^\circ$!

Заметим здесь же, что все наши выводы совершенно не связаны с использованным нами допущением о том, что отношение j_{ν}/k_{ν} постоянно на всех глубинах. Эти выводы связаны только с относительно небольшой ролью ионизирующих столкновений (малые n_e).

Таким образом, основной результат нашего исследования сводится к тому, что в условиях звездных атмосфер (малые n_e) нет непосредственной связи между полем радиации в данной точке и кинетической температурой областей, непосредственно окружающих эту точку.

Указанный основной вывод приводит к далеко идущим последствиям.* Действительно, обращаясь к формуле (8), мы видим, что она состоит из двух частей. Первая, включающая произведение n_+n_e , и вторая, включающая $f_{\nu}(T_{\text{kin}})$. Первая часть, согласно вышесказанному, определяется полем радиации (т. е., грубо говоря, температурой T_{rad}) или, по меньшей мере, температурой, промежуточной между T_{rad} и T_{kin} . Напротив, вторая часть определяется только кинетической температурой T_{kin} . Следовательно, в соответствии с (15) и (16) величину j_{ν} можно записать так:

$$j_{\nu} = (n_+n_e)_{T_{\text{rad}}} \times f_{\nu}(T_{\text{kin}}) \quad (20a)$$

или

$$j_{\nu} = (n_+n_e)_{T_{\text{rad}}, T_{\text{kin}}} \times f_{\nu}(T_{\text{kin}}), \quad (20б)$$

причем в звездных атмосферах, согласно нашему основному выводу, непосредственная связь между полем радиации, т. е. T_{rad} ** в данной точке, и кинетической температурой в этой же точке отсутствует. Следовательно, величина j_{ν} не может быть представлена как функция только одной и притом локальной температуры,*** как это де-

* Не говоря уже о тех выводах, которые вытекают непосредственно из (17) и (18) и которые связаны с излучением Солнца и звезд в далеком ультрафиолете.

** Понятие T_{rad} здесь и в формулах (20) мы вводим лишь для того, чтобы указать, что речь идет о поле радиации, а не о T_{kin} . В действительности же неизотропное поле радиации нельзя описать одним параметром T_{rad} .

*** Приравнивание величин (20a) и (20б) величине (3) можно было бы сделать для одной какой-либо частоты ν' или в крайнем случае для нескольких частот. Для всего спектра это невозможно.

дается в (3). Иначе говоря, формула Кирхгофа — Планка (3) в применении к звездным атмосферам представляется необоснованной.

Тем самым введение закона (3) в (1), а также в уравнение переноса радиации является тоже ошибочным.

Следовательно, физически верная теория лучевого равновесия звездных атмосфер должна исходить не из закона (3), а из закона (8), вернее, закона, учитывающего процессы рекомбинации и «свободно — свободные» переходы. При этом величины n_+ , n_0 , n_e должны определяться ионизационной формулой, учитывающей совместно поле радиации и T_{kin} . Иначе говоря, уравнение лучевого равновесия (1) должно в этой теории решаться совместно с ионизационным уравнением, куда должно также входить и поле радиации. Продуктом решения теории, при заданных T_{eff} , g и химическом составе, должна быть связь T_{kin} с глубиной. К сожалению, теория в данном случае становится исключительно сложной. Тем не менее некоторые замечания в связи с излагавшимся следует сделать.

1. Большого значения рассмотренный здесь фактор должен достигнуть в атмосферах сверхгигантов, где n_e особенно мало и где должно иметь место выражение (20а). Из-за особенно низкой плотности материи во внешних частях атмосфер сверхгигантов неупругие столкновения электронов с атомами являются там весьма редкими. Это ведет к тому, что кинетическая температура T_{kin} указанных частей атмосфер будет практически равняться T_{rad} . Напротив, в атмосферах обычных звезд неупругие столкновения, ведущие к уменьшению кинетической энергии электронов, будут играть гораздо большую роль. Поэтому при той же эффективной температуре звезды T_{eff} в последнем случае кинетическая температура также внешних частей атмосферы будет меньше, чем в первом. Иначе говоря, температурный градиент, измеряемый изменением кинетической температуры, оказывается для сверхгигантов меньшим, чем для обычных звезд!

2. Закон Кирхгофа — Планка (3), повидимому, совершенно неприменим к протяженным оболочкам (звезды Вольф — Райе, Ве-звезды и т. д.). Благодаря малым плотностям материи внутри этих оболочек коэффициент эмиссии j_ν будет здесь определяться (20а), причем величина $(n_+ n_e)_{T_{\text{rad}}}$ в каждой точке оболочки должна определяться, помимо других факторов, дилуцией радиации. Напротив, величина T_{kin} не должна зависеть от дилуции. Следовательно, различие между (20а) и (3) может достигнуть в данном случае весьма больших размеров. Кроме того, следует иметь в виду, что в реальных протяженных оболочках главным компонентом является водород, а, следовательно, за пределом серии Лаймана поглощение радиации должно быть исключительно сильным — обстоятельство, никем не учитывавшееся. Все это заставляет считать, что современная теория непрерывного спектра протяженных оболочек является крайне несовершенной.

3. Излагавшиеся нами соображения весьма тесно связаны с интерпретацией эмиссии в факелах и флоккулах. Ряд авторов (см., например [7], [8]) считает, что определенные характерные физические свойства этих образований могут быть связаны с наличием температурной инверсии в рассмотренном выше смысле (т. е. высокие слои являются более нагретыми). При этом указанные авторы считают, что повышение локальной температуры в данной точке влечет за собой изменение j_ν , в соответствии с формулой (3). В то же время мы видели, что в данном случае следует исходить не из (3), а из (8). Это же в свою очередь предполагает, что в верхних слоях солнечной атмосферы — см. неравенства (15) и (16) — изменение T_{kin} даже на несколько тысяч градусов может оставить множитель $n_+ n_e$ практически неизменным. Вместе с тем окажется небольшим и

увеличение всего коэффициента j_v . Таким образом, для объяснения различных физических свойств факелов и флоккул следует вводить гораздо более сильную инверсию, чем это делалось.

4. В заключение следует отметить, что отклонения распределения T_{kin} с глубиной от того, которое следует из решения уравнений (1), (2) и (3) *, могут возникнуть не только в результате точной трактовки теории лучевого равновесия, но и благодаря различным физическим факторам, природу которых пока еще трудно установить. К таким случаям относятся, например, инверсия T_{kin} в хромосфере и солнечной короне. Возможно, что в фотосферах сверхгигантов данный фактор играет особо существенную роль. Все это, конечно, создает дополнительные трудности.

* При постоянстве результирующего потока $\pi F = \sigma T_e^4$.

Л и т е р а т у р а

- | | |
|---|--|
| 1. Э. Р. Мустель. А. Ж. 21, 133, 1944. | 5. Г. Лейкин. Вестник МГУ (в печати) |
| 2. S. Chandrasekhar a. G. Münch. Ap. J. 104, 446, 1946. | 6. R. Fowler. Phil. Mag. 47, 257, 1924 |
| 3. D. Barbier et D. Chalonge. Ann. d'Ap. 2, 1, 1939. | 7. В. А. Крат. Успехи астрономич. наук, Изд. АН СССР, стр. 87, 1947. |
| 4. R. Woolley M. N. 99, 478, 1939. | 8. H. Raudenbusch. A. N. 268, 323, 1939. |

ПОЛОСЫ ТЯЖЕЛОЙ МОЛЕКУЛЫ ЦИАНА В СПЕКТРАХ
УГЛЕРОДНЫХ ЗВЕЗД (ФИОЛЕТОВАЯ СИСТЕМА $^2\Sigma - ^2\Sigma$)

Г. А. Шайн и В. Ф. Газе

Наличие в спектре γ Can. Ven. наряду с полосами $C^{12}N^{14}$ полос, обязанных тяжелой молекуле $C^{13}N^{14}$, представляется вероятным. Интенсивность полос $C^{13}N^{14}$ и их отношение к $C^{12}N^{14}$ сильно меняется при переходе от одной звезды к другой. Судя по отношению $C^{13}N^{14}$: $C^{12}N^{14}$, относительное обилие C^{13} в γ Can. Ven. во много раз превосходит значение, даваемое теорией ядерной реакции.

В 1940 г. один из авторов [1] нашел, что в атмосферах звезд класса N обилие изотопа C^{13} по отношению к C^{12} меняется приблизительно в пределах 0.05—0.50. Этот предварительный результат был основан на грубом определении интенсивности ряда новых и старых Свановых полос $C^{13}C^{12}$ и $C^{12}C^{12}$ для последовательностей $\Delta v = -1$, $\Delta v = -2$ и $\Delta v = +1$. В 1930 г. Мензел (Menzel) [2] впервые отметил, что отношение C^{13} : C^{12} в звездах N вероятно не меньше 0.1. В настоящее время можно считать установленным, что, во-первых, отношение обилия C^{13} : C^{12} меняется в очень значительных пределах при переходе от одной углеродной звезды к другой, а, во-вторых, что в некоторых из этих звезд относительное обилие C^{13} превышает теоретическое значение по крайней мере в 25 раз. Из краткого отчета о работе Ференбаха и Додэн (С. Fehrenbach, A. Daudin) [3] о полосах красной системы CN в визуальной области спектра следует, что отношение C^{13} : C^{12} достигает в некоторых звездах значения 0.5. Также из отчета о работе МакКеллара (А. McKellar) [4] мы узнаем, что в половине исследованных звезд класса R отношение C^{13} : C^{12} достигает значения 0.3. Наконец, Герцберг (G. Herzberg) [5] из измерений Свановых полос получил для разных звезд весьма различные значения для отношения C^{13} : C^{12} , часто весьма отличные от теоретического значения около 1:90.

В упомянутой выше работе [1] была отмечена попытка найти наряду с $C^{12}N^{14}$ также полосы $C^{13}N^{14}$. Впоследствии более детальное исследование нами этого вопроса дало более определенные результаты. Откладывая на короткое время опубликование результатов, относящихся к очень большому числу полос системы CN $^2\Pi - ^2\Sigma$ в красной и инфракрасной области спектра, мы сообщаем в этой статье результаты в отношении полос последовательности $\Delta v = -2$ фиолетовой системы CN $^2\Sigma - ^2\Sigma$. Имеются некоторые положительные предпосылки для попытки обнаружения полос $\Delta v = -2$ тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Действительно, с одной стороны, сами полосы $C^{12}N^{14}$ в звездах N не слишком сильны, а с другой, здесь незаметно депрессии в непрерывном спектре, которая столь значительно препятствует изучению полос тяжелых молекул $C^{13}C^{12}$ для

последовательностей $+1$ и -1 . Однако эффект случайного блендирования и здесь играет большую роль, и это очень мешает изучению эффекта изотопии.

Последовательность $\Delta\nu = -2$ подробно рассмотрена в нашей работе о спектре звезд N, помещенной в этом номере. На фиг. 1 воспроизведена интересующая нас область спектра. Полосы $C^{12}N^{14}$ здесь также серьезно блендированы. Достаточно сказать, что полоса (0.2) блендируется с сильной резонансной линией Sr I, полоса (2.4) — с сильной резонансной линией Ba II, полоса (3.5) — с сильной блендой из пяти линий Ti I. Это имеет своим следствием значительную аномалию в относительных интенсивностях полос $\Delta\nu = -2$ и это в свою очередь затрудняет в известной степени поиски полос $C^{13}N^{14}$. Для вычисления изотопического смещения служит формула

$$\nu_2 - \nu_1 = (\rho - 1) \left[\left(\nu' + \frac{1}{2} \right) \omega_e' - \left(\nu'' + \frac{1}{2} \right) \omega_e'' \right] - \\ - (\rho^2 - 1) \left[x_e' \omega_e' \left(\nu' + \frac{1}{2} \right)^2 - x_e'' \omega_e'' \left(\nu'' + \frac{1}{2} \right)^2 \right].$$

Постоянные, взятые из книги Джеворса (стр. 284), имеют значения: $\omega_e' = 2164.15$, $\omega_e'' = 2068.79$, $x_e' \omega_e' = 20.25$, $x_e'' \omega_e'' = 13.18$, $\rho - 1 = -0.02093$, $\rho^2 - 1 = -0.04142$. Изотопическое смещение с учетом ротационного члена дано во втором столбце таблицы:

$\nu'\nu''$	$\Delta\lambda$	λ_2
0.2	— 17.7	4588.4
1.3	— 16.8	4561.2
2.4	— 16.0	4537.1
3.5	— 15.3	4516.6
4.6	— 14.8	4500.0

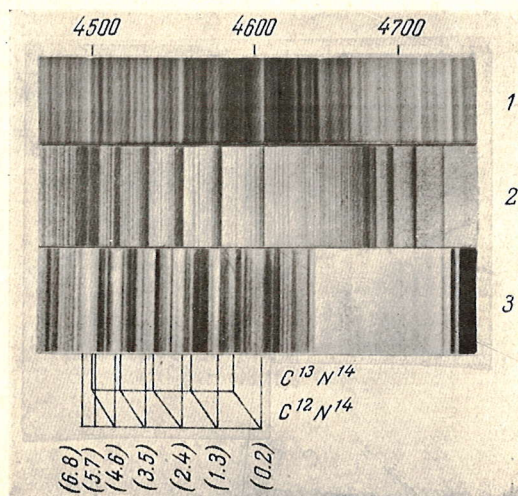
Исходя из лабораторных значений λ для голов $C^{12}N^{14}$ (Пирз и Гайдон), мы даем также в последнем столбце длины волн для голов соответствующих полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$. Необходимо рассмотреть каждую полосу $C^{13}N^{14}$ в отдельности. Ниже слева дана вычисленная длина волны для отдельных голов.

1) 4588.4(0.2). Измеренный край R в Y Can. Ven. 4588.1. В большинстве звезд слаба или очень слаба, но значительна в Y Can. Ven. и, возможно, в WZ Cass. В звездах K — M тоже значительна, но более узкая, и объясняется атомной блендой Ca I 23 и V I 4. Значительная ширина этой детали (около 3A) в Y Can. Ven. и очень значительные колебания в яркости при переходе от одной звезды N к другой говорят в пользу ее молекулярного происхождения.

2) 4561.2 (1.3). Измеренный край R в Y Can. Ven. 4560.9. Усиление в Y Can. Ven. и возможно в WZ Cass., а также то обстоятельство, что в K — M эта деталь заметно слабее, являются некоторым аргументом в пользу того, что здесь имеется влияние молекулярной полосы $C^{13}N^{14}$ (1.3).

3) 4537.1 (2.4). Сильная полоса или бленда 4533—4537 (измеренный край R в Y Can. Ven. 4536.6). Сливается или примыкает к полосе $C^{12}N^{14}$ 4531.9 (3.5), образуя непрерывное поглощение в пределах 4531—4537. Длинноволновая часть обязана в основном сильной бленде из пяти линий Ti I 42 в пределах 4533—4536, и это не позволяет найти непосредственного доказательства в пользу наличия полосы $C^{13}N^{14}$ (2.4).

4) 4516.6 (3.5). Измеренный край R в Y Can. Ven. 4516.4. Сильная широкая полоса, значительно меняющаяся при переходе от одной звезды к другой. В K — M несравнимо слабее. Полоса $C^{12}N^{14}$ 4514.8 (4.6) является



Фиг. 1. Полосы последовательности — 2 фиолетовой системы циана.

1—19 Piscium; 2 — лабораторный спектр;
3 — *Υ Canum Venaticorum*. Полосы молекулы $C^{12} N^{14}$ отмечены длинными штрихами, молекулы $C^{13} N^{14}$ — короткими штрихами

одной из составляющих широкой полосы. Длинноволновая часть последней несомненно новая молекулярная полоса, вероятно, $C^{13}N^{14}$ (3.5), примыкающая к несколько более сильной полосе $C^{12}N^{14}$ (4.6).

5) 4500.0 (4.6). Между двумя атомными блендами 4496.7 и 4501.7 наблюдается значительное непрерывное поглощение, отсутствующее в спектре звезд К — М. Частично это может быть $C^{12}N^{14}$ 4502.2 (5.7), частично $C^{13}N^{14}$ 4500.0 (4.6).

Фиг. 1 оставляет некоторое впечатление, что наряду с основной последовательностью $\Delta\nu = -2$ для $C^{12}N^{14}$ имеется последовательность $\Delta\nu = -2$ для $C^{13}N^{14}$. Аргументом в пользу реальности этой последовательности для $C^{13}N^{14}$ в спектрах звезд N являются: а) общая картина и удовлетворительное согласие длин волн между наблюдениями и теорией; б) усиление полос этой последовательности в Y Can. Ven., где отношение $C^{13} : C^{12}$, получаемое из отношения интенсивности Свановых полос $C^{13}C^{12} : C^{12}C^{12}$, равно не меньше 0.3; в) из пяти рассматриваемых полос (0.2), (3.5), и, возможно, (4.6) являются новыми полосами, которые могут быть отождествлены с $C^{13}N^{14}$. Две другие полосы (1.3) и (2.4) входят как составляющие в известные бленды, и, во всяком случае, здесь мы не находим каких-либо противоречий.

Определение отношения $C^{13} : C^{12}$ из фотометрических измерений полос $C^{12}N^{14}$ и $C^{13}N^{14}$ является очень трудным главным образом потому, что всегда по крайней мере одна из парных полос $C^{13}N^{14} : C^{12}N^{14}$ является серьезной блендой.

На основании вышеизложенного можно сделать заключение о вероятном наличии полос тяжелой молекулы $C^{13}N^{14}$ в спектрах звезд N. Однако мы не можем сказать, что эти полосы несомненно существуют. Эти полосы даже в спектре Y Can. Ven. заметно слабее и уже, чем соответствующие полосы $C^{12}N^{14}$. В то время как наличие полос $C^{13}C^{12}$ и $C^{13}C^{13}$ в спектре Y Can. Ven. представляется достоверным, наличие полос $C^{13}N^{14}$ только вероятно. Было бы вообще очень странным, если бы в такой звезде, как Y Can. Ven., где полосы $C^{13}C^{12}$ и даже $C^{13}C^{13}$ приближаются по яркости к $C^{12}C^{12}$, полосы $C^{13}N^{14}$ при наличии довольно сильных полос $C^{12}N^{14}$ не обнаруживались бы. Это означало бы химическую неидентичность C^{13} и C^{12} . Соотношение между числом молекул и интенсивностью полос представляет собой очень сложную функцию, и приходится считаться с возможностью большого различия между интенсивностью полос $C^{13}N^{14}$ и $C^{13}C^{12}$ по отношению к соответствующим полосам основных молекул $C^{12}N^{14}$ и $C^{12}C^{12}$.

Л и т е р а т у р а

1. Г. А. Шайн. Вестник Академии Наук № 10, 52, 1940; Г. Шайн. Бюлл. Абастум. обс. № 6, 1, 1942.
2. D. Menzel. P. A. S. P. XLII, 35, 1930.
3. C. Fehrenbach. A. Daudin. The Observatory 66, № 830, 206, 1946.
4. A. McKellar. P. A. S. P. 59, 186, 1947.
5. G. Herzberg (частное сообщение).

НАБЛЮДЕНИЯ МАЛЫХ ПЛАНЕТ

В. А. Альбицкий и П. Ф. Шайн

		1947	H. T.		α 1950.0		δ 1950.0		m	O—C		
			h	m	h	m			m			
429	Lotis	ABR.	12	21	21.8	22 8.1	+ 4° 47'	12.0	— 1.8	— 8'	II. III.	
95	Arethusa . .	»	12		21.8	22 28.2	+ 11 24	10.8	+ 0.9	+ 6	»	
2	Pallas	»	12		21.8	22 29.4	+ 8 33	8.9	— 1.5	— 6	»	
747	Winchester .	»	19	19	30.8	21 23.9	— 20 44	10.3	+ 2.9	— 8	A	
122	Gerda	»	19		30.8	21 43.8	— 12 16	11.7	— 6.1	— 30	»	
135	Hertha	»	19		30.8	21 44.4	— 15 17	9.0	+ 0.1	+ 4	»	
200	Dynamene . .	»	19		30.8	21 47.8	— 13 18	11.1	— 2.1	— 3	»	
406	Dione	»	19	22	5.8	23 19.7	— 11 57	10.7	— 2.1	— 16	»	
86	Semele	»	19		5.8	23 27.5	— 11 25	11.4	+ 2.6	+ 13	»	
337	Devosa	»	19		5.8	23 35.6	— 6 0	11.6	+ 1.6	+ 24	»	
442	Eichsfelda . .	»	19		5.8	23 41.8	— 6 57	12.3	— 0.5	— 9	»	
324	Bamberg . . .	»	22	21	4.3	22 31.6	— 7 24	7.6	+ 6.5	+ 1° 5'	II. III.	
221	Eos	»	22		4.3	22 49.8	— 11 43	10.8	0.0	0	»	
727	Nipponia . . .	»	22		4.3	22 52.1	— 17 11	12.4	— 2.8	— 9	»	
622	Esther	»	22		4.3	22 56.7	— 10 55	11.6	— 2.5	— 22	»	
150	Nuwa	СЕНТ.	12	22	32.7	0 26.8	+ 4 33	10.8	— 6.6	— 38	»	
611	Valeria . . .	»	12		32.7	0 28.6	+ 6 11	12.0	+ 1.5	+ 3	»	
101	Helena	»	12		32.7	0 41.7	+ 10 56	10.0	— 1.3	+ 9	»	
189	Phthia	»	12		32.7	0 43.6	+ 7 59	11.3	+ 0.2	+ 2	»	
137	Meliboea . . .	»	12		32.7	0 44.1	+ 11 49	11.1	— 9.1	— 25	»	
191	Kolga	»	19	21	38.8	23 54.1	— 6 23	11.5	— 6.0	— 35	A	
783	Nora	»	19		38.8	23 56.7	— 11 36	12.2	+ 3.4	+ 10	»	
196	Philomela . .	»	19		38.8	0 1.0	— 11 18	10.4	— 2.3	— 15	»	
187	Lamberta . . .	»	19		38.8	0 28.0	— 2 43	12.3	+ 6.1	+ 64	»	
150	Nuwa	»	19	23	52.3	0 22.0	+ 3 57	10.8	— 6.6	— 39	»	
611	Valeria . . .	»	19		52.3	0 24.3	+ 5 17	12.0	+ 1.6	+ 6	»	
760	Massinga . . .	»	19		52.3	0 25.0	+ 13 10	12.8	— 2.1	— 19	»	
101	Helena	»	19		52.3	0 35.2	+ 11 3	10.0	— 1.4	+ 8	»	
242	Zambesia . . .	»	19		52.3	0 36.0	+ 8 47	11.3	— 0.7	— 6	»	
189	Phthia	»	19		52.3	0 38.6	+ 7 13	11.3	+ 0.1	+ 2	»	
137	Meliboea . . .	»	19		52.3	0 39.9	+ 10 52	11.1	— 9.4	— 28	»	
158	Koronis	»	19		52.3	0 57.1	+ 7 47	12.1	+ 1.7	+ 11	»	
762	Pulcova	»	20	21	6.6	1 1.8	+ 25 13	11.8	+ 1.1	+ 10	II. III.	
141	Lumen	»	20		6.6	1 12.1	+ 26 20	10.1	— 0.9	— 10	»	
184	Sophrosyne . .	»	20		6.6	1 14.1	+ 17 8	10.7	— 1.1	— 3	»	

1947		И. Т.		α 1950.0		δ 1950.0		m		O—C		
		h m		h m				m		m		
516	Amherstia . Сент.	20	21	6.6	1	17.2	+ 22° 39'	12.1	— 2.4	— 12		П. Ш.
*	»	20		6.6	1	27.3	+ 17 18	12.6				»
*	»	20		6.6	1	28.1	+ 25 43	11.7				»
206	Hersilia . . . »	20		36.1	0	47.7	+ 0 56	11.9	+ 0.3	0		»
152	Atala . . . »	20		36.1	1	4.3	— 3 40	12.2	— 1.8	— 18		»
769	Tatiana . . . »	20	23	36.1	1	14.4	+ 2 0	12.7	— 1.8	— 14		»
250	Bettina . . . Окт.	14		37.3	2	3.4	+ 14 0	11.0	0.0	— 1		»
175	Andromache »	14		37.3	2	5.5	+ 13 17	11.5	— 4.4	— 21		»
1031	Arctica . . . »	14	20	37.3	2	6.2	+ 17 2	13.3	— 1.6	— 5		»
391	Ingaborg . . . »	14		37.3	2	15.0	+ 19 18	11.1	— 1.8	+ 8		»
*	»	14		37.3	2	29.0	+ 19 24	13.3				»
156	Xanthippe . . . »	14		37.3	2	29.3	+ 21 14	12.4	+ 1.2	— 20		»
242	Kriemhild . . . »	14		37.3	2	25.2	+ 12 59	12.5	0.0	0		»
243	Ida »	14		37.3	2	38.8	+ 17 12	13.1	— 0.1	0		»
252	Clementina . . . »	14		37.3	2	41.0	+ 12 24	12.6	+ 4.2	+ 11		»
216	Laurentia . . . »	14		37.3	2	42.9	+ 15 35	12.4	— 2.6	— 15		»

* Планета не могла быть отождествлена ввиду отсутствия полных эфемерид на 1947 год.

Наблюдения минус вычисления для планет 760, 1242, 189 (19 сентября), 137, 158 отнесены к эфемеридам Уотсоновской вычислительной лаборатории, остальные — к эфемеридам Института теоретической астрономии.

Вследствие временного отсутствия чувствительных пластинок мы могли наблюдать только более яркие планеты. Наблюдения были получены в Симеизе.

ПАМЯТИ Г. Н. НЕУЙМИНА

Среди астрономов более старого поколения Григорий Николаевич Неуймин представлял собой весьма незаурядную фигуру. Деятельность его была очень четкой и целеустремленной. Воспоминания о нем сразу ассоциируются с определенным образом ученого и человека. О нем можно сказать, что это был человек с хорошо выраженными индивидуальными чертами характера.

Г. Н. Неуймин родился 22 декабря 1885 г. по старому стилю в Тифлисе. Отец его был военным врачом-окулистом, доктором медицины. Отец и мать, люди передовые для своего времени, могли дать Г. Н. хорошее воспитание и образование. В юные годы Г. Н. был обучен музыке, и хотя игра его на рояле была посредственной, тем не менее могла доставить много удовольствия окружающим, которые прожили с ним не одно десятилетие в таком изолированном месте, как Симеизская обсерватория.

Г. Н. по окончании с золотой медалью гимназии в Тифлисе в 1904 г. поступил на физико-математический факультет Петербургского университета. Склонность к астрономии Г. Н. проявил еще в юные годы. Будучи на первых курсах, он сразу определился как астроном, принимая участие в астрономическом кружке и в Астрономическом обществе. По окончании университета в 1910 г. Г. Н. был оставлен при кафедре астрономии для подготовки к профессорскому званию и одновременно получил предложение занять место сверхштатного астронома в Пулковской обсерватории.

Г. Н. Неуймин начал с наблюдений двойных звезд на 15" рефракторе и впоследствии довел до конца этот ряд, присовокупив сюда микрометрические наблюдения двойных звезд, полученные им на 30" рефракторе. Элемент искания можно усмотреть в том, что в эти классические наблюдения Г. Н. впервые в нашей стране ввел реверзионную призму для исключения личной ошибки.

Достойна большого внимания первая печатная работа Г. Н. Неуймина о радиальной скорости α Cygni, выполненная в 1911 г. В этой работе Г. Н. получил оригинальный результат — систематическое смещение для отдельных спектральных линий. Однако этот результат не подтвердили на американских обсерваториях, и это могло обескуражить начинающего ученого. Тем не менее, как это выяснилось много лет спустя, Г. Н. был в общем на правильном пути.

В декабре 1912 г. Г. Н. был назначен адъюнкт-астрономом Симеизского отделения Пулковской обсерватории. Здесь вплоть до осени 1941 г. и развернулась кипучая деятельность в той области, где он проявил себя как замечательный мастер своего дела. Все свое внимание он сосредоточил на наблюдениях малых планет. Это было очень эффективно для нашей страны, когда с каждым месяцем объявлялось по нескольку новых малых планет. Таким темпом в работе мы обязаны Г. Н. Неуймину. Симеизская



Г. Н. НЕУМИН

обсерватория прочно закрепила за собой второе место в Европе и Америке по числу открываемых малых планет, что является большой заслугой, так как достигалось при помощи очень малого инструмента — двойного 120-мм астрографа. Всего в Симеизе было открыто около 110 занумерованных малых планет, из них одним Г. Н. 63, т. е. много больше половины.

Особенно удивительной была работа Г. Н. Неуймина в области открытия комет. В этой области он справедливо заслужил репутацию «ловца комет». Можно привести лишь немного имен астрономов XIX и XX века, которые известны под этим именем. Притом не следует забывать, что такие «ловцы комет», как Свифт, Виннеке, Вольф и другие, открывали кометы в те времена, когда такого рода наблюдениями занимались единицы. Всего в Симеизе Г. Н. Неуймин открыл 6 новых комет, и, что всего примечательнее, из них пять оказались периодическими. Первая комета была открыта в 1913 г. через несколько месяцев после приезда в Симеиз, а последняя комета — в 1941 г. за два месяца до эвакуации из Симеиза. Вклад, внесенный Г. Н. Неуйминым в кометную астрономию, поистине очень значителен и непреходящ. Можно спросить себя, случаен ли этот успех Г. Н. в области кометной астрономии? Действительно, открыть одну-две кометы — это дело удачи и счастья. Но открыть шесть комет!

Только благодаря настойчивости, благодаря систематической работе и в особенности благодаря зоркому глазу Г. Н. Неуймин смог получить те замечательные результаты, которых он добился в этой области. За свои открытия комет Г. Н. получил шесть медалей Американского Тихоокеанского астрономического общества и медали и денежные премии им. Голубева от Русского Астрономического общества.

Г. Н. не был только лишь наблюдателем в области малых планет и комет. Еще в ранние годы своей деятельности он вычислял орбиты. Что же касается своей кометы Неуймин II, то кропотливому исследованию движения ее он посвятил очень много труда. Пользуясь классическими методами вычисления возмущений, он мог определить ее орбиту и завершить этот труд нахождением этой кометы в 1927 г. в Симеизе при ее третьем возвращении. Всего им опубликовано три исследования, посвященные изучению движения этой кометы. Это не было только вычислительной работой, это было уже исследованием в области теоретической астрономии. В связи с этим исследованием Г. Н. Неуймин разработал оригинальный прием для учета членов высших порядков при вычислении специальных возмущений.

Г. Н. Неуймин уделял также внимание переменным звездам и получил некоторые результаты в этой области. Им всего открыто 13 переменных звезд, в том числе известная яркая затменная переменная X Треугольника. Следует отметить, что и в этой области Г. Н. проявил известную оригинальность и указал на некоторый прием для открытия коротко периодических переменных звезд. Кроме указанных выше работ, Г. Н. опубликовал несколько работ в других областях астрономии, из них отметим: а) микрометрические измерения спутников Нептуна; б) микрометрические наблюдения двойных звезд; в) вывод собственных движений 17 звезд.

Большой заслугой Г. Н. была его инициатива в деле участия Пулковской обсерватории в международной работе по перенаблюдению зон неба AG. Благодаря его энергии был заказан Цейссу зонный астрограф, и в результате Пулковская обсерватория имела возможность опубликовать большой каталог Полярной зоны. Предполагалось, что Г. Н. и будет возглавлять эту большую работу, но вследствие перехода его в Симеиз это дело было поручено другому лицу.

Необходимо отметить, что Г. Н. был приглашен в Абастуманскую астрофизическую обсерваторию для руководства монтажом 16" астрографа и прекрасно справился с этим ответственным делом.

В последние годы перед войной Г. Н. интересовался большим предприятием, намеченным к осуществлению в нашей стране—построением фундаментального каталога слабых звезд. В связи с этой работой Г. Н. подготовил карточный каталог внегалактических туманностей и получил в Симеизе пробные фотографии для этой цели.

Из перечисленного видно, что вклад, внесенный Г. Н. Неуйминым в отечественную и мировую науку в области малых планет и комет, очень значителен.

Помимо этого Г. Н. уделял много внимания и организации научной работы. С конца декабря 1925 г. по 1931 г. он был заведующим Симеизским отделением ГАО. Вновь был назначен заведующим Симеизским отделением в ноябре 1936 г., но снова оставил эту должность в начале 1939 г. И как заведующий и как астроном Г. Н. много сделал для обсерватории, в значительной степени способствуя той репутации, которую эта обсерватория приобрела. Г. Н. был исключительно предан Симеизскому отделению ГАО. Он стойко сносил многие невзгоды жизни на этой обсерватории. До последних дней своего пребывания на Обсерватории он был неустанным наблюдателем-исследователем, хотя ему было уже тогда 56 лет. Во время эвакуации выказал необходимую твердость и присутствие духа.

Нельзя обойти молчанием личность Г. Н. Неуймина как человека. Прекрасные свойства его характера подкупали многих. Ему не чужды были многие сферы человеческой деятельности. В нем было глубокое чувство общечеловечности. Это сблизило его со многими, и можно сказать, что в Крыму Г. Н. был весьма популярным человеком и среди крымских краеведов, и среди врачей, и среди других слоев населения. Г. Н. был большой любитель природы, любитель экскурсий. Он отлично знал все уголки Крыма. Он был знатоком географии и феноменально знал географическую карту всей Земли. Характер имел весьма спокойный и всегда был невозмутим. Был хорошим собеседником, отзывчивым товарищем. Любил и понимал музыку.

Остается сказать еще несколько слов о последнем периоде жизни Г. Н. Война и тяжелые условия жизни во время эвакуации в Китабе надломил силы и здоровье Г. Н. Это сказалось заметно даже на его внешнем облике.

Когда в конце 1943 г. уже стали намечаться перспективы для восстановления Пулковской обсерватории, Академия Наук остановила свой выбор на Г. Н. и в начале 1944 г. он был назначен директором этой обсерватории. Это была почетная, но и тяжелая задача возродить Пулково из руин. Потребовалась огромная организационная работа. Не щадя сил, Г. Н. отдал себя целиком этому делу.

В 1945 г. Г. Н. Неуймин был награжден орденом Трудового Красного Знамени.

В мае 1946 г. неожиданно злой недуг подкрался и сломил этот сильный организм, уже несколько ослабленный в результате невзгод военного времени. 17 декабря 1946 г. Г. Н. скончался. Ушел от нас человек, память о котором сохранится в сердцах всех, кто знал и любил его. А любили его многие за открытый нрав, за жизнерадостность, за атмосферу уюта, которую он создавал вокруг себя.

Но кроме этой преходящей памяти, Г. Н. оставил о себе более долговечную память. Через каждый период обращения его комет их будут наблюдать, будут следить за их судьбой. Можно думать, что некоторые из них, как замечательные в том или ином отношении, будут особо отмечены в истории астрономии. Всякий раз при этом вспомнят человека, который открыл эти кометы и первый их исследовал.

Г. Шайн

Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Академии Наук СССР

*

Редактор издательства А. М. Гальперина
Технический редактор Е. В. Зеленкова
Корректор Н. Н. Морозов

*

РИСО АН СССР № 3179. А-08894. Издат. № 1702.
Тип. заказ № 1022. Подп. к печ. 21/X 1948 г. Фор-
мат бум. $70 \times 108 \frac{1}{16}$ Печ. л. $8 \frac{1}{2}$. + 6 вклеек
Уч.-издат. 13,5 Тираж 1200.

2-я тип. Издательства Академии Наук СССР
Москва, Шубинский пер., д. 10