

ствующих участков спектров ¹⁾. Поэтому можно считать, что если фотосфера звезды Р Сугни устроена по закону $n=2$, то для нее T_1 будет, вероятно, как раз порядка 5600° . Впоследствии будет показано, что спектроскопические данные определенно указывают на истечение материи из этой звезды. Поэтому весьма вероятно, что полученное совпадение результатов не является случайным.

III. ОБРАЩАЮЩИЙ СЛОЙ И ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Непрерывный спектр, идущий из фотосферических слоев, проходит через обращающий слой, который вызывает появление линий поглощения. Интенсивность этих линий и само наличие

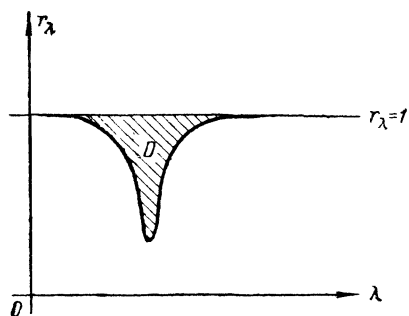


Рис. 5.

их зависят от присутствия тех или других элементов в атмосфере, а также от степени ионизации и возбуждений. Внутри линий интенсивность спектра очень быстро меняется с длиной волны, обычно достигая минимума в ее середине и возрастая в обе стороны от центра. Это возрастание продолжается до тех пор, пока линия не переходит постепенно в непрерывный спектр. Из-за отсутствия резкой границы там, где линия переходит в не-

прерывный спектр, нельзя говорить о ширине линий без более точного определения этого понятия. В дальнейшем под эквивалентной шириной D линии (рис. 5) мы будем понимать ширину такого участка непрерывного спектра вблизи линии, энергия которого равна всей энергии, поглощенной в линии. Таким образом эквивалентная ширина характеризует полное поглощение (или, как принято в литературе, — „полную интенсивность“) данной линии. Более подробно линия характеризуется заданием интенсивности в каждой частоте внутри линии. Образуем частное

$$\frac{\text{интенсивность в данной частоте внутри линии}}{\text{интенсивность непрерывного спектра около линии}} = r_\lambda.$$

В этом частном числитель быстро меняется внутри линии. Если задано r_λ , то говорят, что задан профиль данной линии. Очевидно, что:

$$D = \int (1 - r_\lambda) d\lambda. \quad (3.1)$$

¹⁾ Области около 500 \AA и 1000 \AA недоступны непосредственному наблюдению. Но мы можем производить косвенное сравнение яркости этих участков спектра с яркостью видимой части спектра в случае звезд типа Р Сугни на основании теории Занстра. (См. главу о звездах Вольфа-Райе).

Значение r_λ в центре линии r_{λ_0} называют центральной остаточной интенсивностью.

Задачей теоретической астрофизики является предсказать особенности спектра звезды, включая сюда и строение спектральных линий, в зависимости от тех или иных параметров (например g и T), характеризующих физическое состояние звездной атмосферы. Для того чтобы добиться решения этой задачи, надо прежде всего рассмотреть самый механизм образования линий поглощения.

Основная причина, вызывающая линию поглощения, заключается в том, что в частотах спектральных линий коэффициент поглощения для рассматриваемого атома имеет большее значение, чем в частотах непрерывного спектра. Однако контур линии будет сильно зависеть от того, каким способом происходит возбуждение атомов в обрабатываемых слоях звезд и каково созданное в результате возбуждения распределение атомов по возбужденным состояниям. Мы начнем рассмотрение проблемы с того случая, когда в атмосфере царит идеальное термодинамическое равновесие и, следовательно, в каждой точке атомы распределены по стационарным состояниям согласно закону Больцманна.

1. Случай локального термодинамического равновесия. При термодинамическом равновесии, как известно, отношение $B_\nu(T)$ коэффициента излучения η_ν и коэффициента поглощения α_ν зависит только от температуры слоя и частоты. Поскольку путем интегрирования уравнения переноса для излучения отдельной частоты получается, что интенсивность излучения, выходящего под углом θ к нормали, равна:

$$I_\nu(\theta, 0) = \int_0^\infty \eta_\nu(s) e^{-\int_0^s \alpha_\nu ds} ds, \quad (3.2)$$

то, вводя

$$\frac{\eta_\nu(s)}{\alpha_\nu(s)} = B_\nu(T), \quad (3.3)$$

найдем:

$$I_\nu(\theta, 0) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\int_0^s \alpha_\nu ds} ds, \quad (3.4)$$

где ds — элемент пути луча. В случае плоско-параллельных слоев

$$ds = -dz \cdot \sec \theta,$$

где dz — элемент высоты.

Если обрабатываемый слой изотермичен, то $B_\nu(T)$ не зависит от глубины слоя, и тогда (3.4) дает нам:

$$I_\nu(\theta, 0) = B_\nu(T),$$

т. е. интенсивность выходящего излучения будет просто равна интенсивности излучения абсолютно-черного тела, т. е. не будет никаких спектральных линий поглощения. Кроме того распределение яркости по диску в этом случае будет равномерным.

Однако, как мы видели, на самом деле T и, следовательно, $B_\nu(T)$ возрастает при погружении в звезду. Обозначая оптическую глубину в данной частоте через τ_ν ,

$$\int_z^\infty \alpha_\nu dz = \tau_\nu, \quad (3.5)$$

мы можем переписать (3.4) в виде:

$$I_\nu(\theta, 0) = \int_0^\infty B_\nu(T) e^{-\tau_\nu \sec \theta} d\tau_\nu. \quad (3.6)$$

Таким образом $I_\nu(\theta, 0)$ есть экспоненциально взвешенное среднее значение $B_\nu(T)$. В той частоте, в которой τ_ν возрастает быстрее при углублении в звезду (т. е. в которой коэффициент поглощения велик), среднее значение $B_\nu(T)$ будет соответствовать более наружному слою и, следовательно, будет меньше, чем в той частоте, в которой τ_ν возрастает медленнее.

Поэтому в центральных частях линии $I_\nu(\theta, 0)$ должно быть меньше, чем в непрерывном спектре, и мы будем иметь линию поглощения. При чрезвычайно быстро растущем τ_ν (что соответствует центру интенсивной линии) будут играть роль лишь внешние слои, для которых оптическая глубина в непрерывном спектре близка к нулю и, следовательно, $B_\nu(T)$ равно $B_\nu(T_0)$. Вынося эту величину как постоянную, мы получим

$$I_\nu(\theta, 0) = B_\nu(T_0),$$

т. е. интенсивность излучения в центре сильной линии поглощения должна быть равна интенсивности излучения абсолютно-черного тела при температуре внешней границы звезды. В других местах спектра эта интенсивность должна быть больше и определяться формулой, полученной в главе о фотосферах.

С другой стороны, при рассматриваемых предположениях, когда $\sec \theta \rightarrow \infty$, т. е. на краю диска, мы будем иметь опять

$$I_\nu(\theta, 0) \rightarrow B_\nu(T_0),$$

независимо от значения коэффициента поглощения. Следовательно, при рассматриваемых предположениях линии поглощения должны исчезать на краю диска и распределение энергии в непрерывном спектре должно следовать распределению энергии в спектре абсолютно-черного тела при $T = T_0$.

На самом деле мы знаем, что линии поглощения наблюдаются не только близ центра диска Солнца, но и на краю диска.

При этом эквивалентная ширина каждой линии у центра диска и на краю, согласно наблюдениям, мало отличаются друг от друга. Поэтому и гипотезу о том, что для отношения $\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu}$ в обра-
щающем слое в частотах линий соблюдается закон Кирхгофа-
Планка, нужно оставить.

2. Отклонение $\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu}$ в обращающем слое. Почему отношение $\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu}$
в обращающем слое должно отклоняться от закона Кирхгофа-
Планка?

Чтобы ответить на этот вопрос, представим себе, что обра-
щающий слой состоит из одного сорта атомов и что эти атомы
имеют лишь два уровня энергии: 1-й и 2-й. Следовательно, эти
атомы могут поглощать и излучать лишь одну определенную
частоту. Возбуждение этих атомов и переходы из второго со-
стояния в первое могут происходить под влиянием двух при-
чин: 1) под действием столкновений с окружающими частицами
и 2) в результате поглощения и излучения световых квантов.
Если доминирует первый фактор, то максвелловское распреде-
ление скоростей сталкивающихся частиц автоматически приво-
дит к тому, что отношение числа атомов во втором и в первом
состояниях определяется законом Больцманна, а отношение $\frac{\eta_\nu}{\alpha_\nu}$

законом Кирхгофа-Планка. Во втором же случае дело будет об-
стоять иначе. В самом деле, атомы, находящиеся в обращающем
слое, поглощают излучение, исходящее из фотосферы в рассма-
триваемой частоте, и рассеивают это излучение во все стороны,
в том числе и обратно в фотосферу, где это излучение, погло-
щаясь, уже перерабатывается в другие частоты. Чем больше
таких рассеивающих атомов расположено в обращающем слое,
тем больше вероятность, что световой квант рассматриваемой
частоты, испытав значительное число рассеяний, попадет об-
ратно в фотосферу и исчезнет. Таким образом в этом случае
роль обращающего слоя сводится к тому, что он определенную
часть световых квантов, выходящих из фотосферы в рассматри-
ваемой частоте линии, посылает назад в фотосферу. Между тем
в частотах непрерывного спектра излучение фотосферы беспре-
пятственно или почти беспрепятственно проходит через обра-
щающий слой; в результате появляется линия поглощения. Ее
глубина зависит от количества рассеивающих атомов в обра-
щающем слое.

Так как роль обращающего слоя сводится к диффузному се-
лективному отражению вышедшей из фотосферы лучистой энер-
гии назад в фотосферу, где она преобразуется в другие частоты,
то во внешних слоях обращающего слоя интенсивность излу-
чения в рассматриваемой частоте меньше, чем в фотосфере.
Меньшая интенсивность излучения приводит к меньшему числу
возбужденных атомов. Между тем коэффициент излучения η_ν за-
висит от количества возбужденных атомов. Очевидно поэтому,

что в обращающем слое отношение $\frac{\eta_\nu}{a_\nu}$ должно быть меньше, чем в фотосфере.

Разберем, как будет идти рассеяние световых квантов в обращающем слое. В стационарном состоянии количество квантов, поглощаемых атомами в какой-либо частоте внутри спектральной линии, должно равняться числу квантов, излучаемых атомами в этой частоте. Это правило должно выполняться, если только каждый атом может находиться в двух состояниях. Поскольку совокупность атомов можно рассматривать как некоторую рассеивающую среду, то мы можем для рассматриваемой частоты ν ввести объемный коэффициент рассеяния σ_ν , который будет вообще пропорционален количеству рассеивающих атомов n в единице объема:

$$\sigma_\nu = nk_\nu. \quad (3.7)$$

Уравнение переноса будет иметь обычный вид:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\sigma_\nu I_\nu + \eta_\nu. \quad (3.8)$$

Но очевидно, что количество энергии, излучаемой единицей объема в рассматриваемой частоте, поскольку мы имеем дело с чистым рассеянием, должно быть равно количеству поглощаемой в этой частоте энергии и, следовательно,

$$4\pi\eta_\nu = \sigma_\nu \int I_\nu d\omega. \quad (3.9)$$

Уравнение (3.9) может быть названо уравнением монохроматического лучевого равновесия или условием чистого рассеяния. Внося (3.9) в (3.8), находим:

$$\frac{dI_\nu}{\sigma_\nu ds} = -I_\nu + \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega$$

или, заменяя

$$ds = dz \cdot \sec \theta,$$

получаем:

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{\sigma_\nu dz} = -I_\nu + \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega.$$

С другой стороны, введем оптическую глубину в данной частоте ν :

$$t_\nu = \int_z^\infty \sigma_\nu dz. \quad (3.10)$$

Тогда

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{dt_\nu} = I_\nu - \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega. \quad (3.11)$$

Интегрируя это уравнение по всем телесным углам и помня, что $\int I \frac{d\omega}{4\pi}$ уже не зависит от направления, получаем:

$$\frac{d}{dt} \int I_r \cos \theta d\omega = 0,$$

откуда для потока

$$\int I_r \cos \theta d\omega = H_r, \quad (3.12)$$

где H_r — некоторая постоянная.

С другой стороны умножая (3.11) на $\cos \theta$ и интегрируя, получаем:

$$\frac{d}{dt} \int I_r \cos^2 \theta d\omega = H_r. \quad (3.13)$$

Согласно введенному Эддингтоном приближению, мы можем принять, что среднее значение $\cos^2 \theta$ в левой части уравнения (3.13) равно одной трети, и вынести его за знак интеграла. Поэтому

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} \int I_r d\omega = H_r,$$

откуда

$$\int I_r d\omega = 3H_r t_r + C. \quad (3.14)$$

С другой стороны, на внешней границе звезды, где t_r равно нулю, излучение направлено только наружу, а интенсивность излучения, направленного внутрь, равна нулю. Поэтому при $t_r = 0$ в интегралах (3.12) и (3.14) интегрирование можно распространить только на внешнюю полусферу направлений. С другой стороны, для лучей, идущих наружу, среднее значение $\cos \theta$ можно принять равным половине. Поэтому при $t_r = 0$, имеем:

$$H_r = \frac{1}{2} \int I_r d\omega; \quad C = \int I_r d\omega,$$

откуда

$$C = 2H_r,$$

и согласно (3.14) при любых t_r :

$$\int I_r d\omega = H_r (3t_r + 2).$$

Для средней интенсивности излучения на оптической глубине t_r имеем:

$$\frac{1}{4\pi} \int I_r d\omega = \frac{3}{4\pi} H_r \left(t_r + \frac{2}{3} \right). \quad (3.15)$$

Подставляя (3.15) в (3.11), имеем:

$$\cos \theta \frac{dI_r}{dt} = I_r - \frac{3}{4\pi} H_r \left(t_r + \frac{2}{3} \right). \quad (3.16)$$

Решая это уравнение, найдем для интенсивности излучения направленного внутрь, на глубине t_v :

$$I_v(t_v, \theta) = \frac{3}{4\pi} \int_0^{t_v} e^{-(t_v-x)\sec\theta} H_v\left(x + \frac{2}{3}\right) \sec\theta dx$$

или

$$I_v(t_v, \theta) = \frac{3}{4\pi} H_v\left(t_v + \frac{2}{3} - \cos\theta\right) + \frac{3}{4\pi} H_v\left(\cos\theta - \frac{2}{3}\right) e^{-t_v \sec\theta}. \quad (3.17)$$

Второй член в этом выражении при больших t_v будет пренебрежимо мал. Возьмем это выражение при том значении t_v , которое соответствует границе обращаемого слоя и фотосферы. Обозначим это значение через t_{v0} . Мы будем иметь:

$$I_v(t_{v0}, \theta) = \frac{3}{4\pi} H_v\left(t_{v0} + \frac{2}{3} - \cos\theta\right).$$

Умножая это выражение на $\cos\theta$ и интегрируя по всем телесным углам, направленным внутрь, получаем в результате интегрирования выражение

$$\frac{3}{4} H_v t_{v0}.$$

Это — поток, идущий внутрь на глубине t_{v0} . Для того чтобы получить поток G_v , идущий наружу на той же глубине, мы должны прибавить к нему результирующий поток H_v , так как последний представляет собой разность потока, идущего наружу, и потока, идущего внутрь:

$$G_v = H_v \left(1 + \frac{3}{4} t_{v0}\right).$$

Но очевидно, что G_v представляет собой поток, который имел бы место при отсутствии рассеивающего действия обращаемого слоя. С другой стороны, последний поток должен равняться потоку в какой-либо частоте непрерывного спектра вблизи линии. Поэтому для отношения потоков в частоте, лежащей внутри линии, и в частоте соседнего участка непрерывного спектра мы получаем:

$$\frac{H_v}{G_v} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} t_{v0}}.$$

Поскольку излучение всей звезды в интервале частот шириной $d\nu$ равно внутри линии $4\pi R^2 H_v d\nu$, а в непрерывном спектре около линии $4\pi R^2 G_v d\nu$, то мы получаем для искомого отношения r_v интенсивность внутри линии и в непрерывном спектре

$$r_v = \frac{H_v}{G_v} = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} t_{v0}}. \quad (3.19)$$

Эта формула таким образом применима тогда, когда рассматривается излучение звезды в целом. Однако легко показать, что она применима и к отдельным точкам диска звезды (Солнца). В самом деле, для интенсивности выходящего наружу излучения имеем:

$$\begin{aligned}
 I_{\nu}(0, \theta) &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-t_{\nu} \sec \theta} \eta_{\nu} dz \cdot \sec \theta = \\
 &= \int_0^{\infty} e^{-t_{\nu} \sec \theta} \frac{\eta_{\nu}}{\sigma_{\nu}} dt_{\nu} = \frac{3}{4\pi} H_{\nu} \int_0^{\infty} e^{-t_{\nu} \sec \theta} \left(t_{\nu} + \frac{2}{3}\right) \sec \theta dt_{\nu} = \\
 &= \frac{3}{4\pi} H_{\nu} \left(\cos \theta + \frac{2}{3}\right), \quad (3.20)
 \end{aligned}$$

ибо согласно (3.9) и (3.15)

$$\frac{\eta_{\nu}}{\sigma_{\nu}} = \frac{1}{4\pi} \int I d\omega = \frac{3}{4\pi} H_{\nu} \left(t_{\nu} + \frac{2}{3}\right).$$

Таким образом относительное распределение яркости в монохроматическом изображении диска должно быть таким же, как распределение интегральной яркости (во всех длинах волн по диску). Поскольку распределение энергии по диску в каждой отдельной длине волны непрерывного спектра можно приближенно считать таким же, как и распределение в интегральном свете, постольку r_{ν} будет оставаться неизменным вдоль

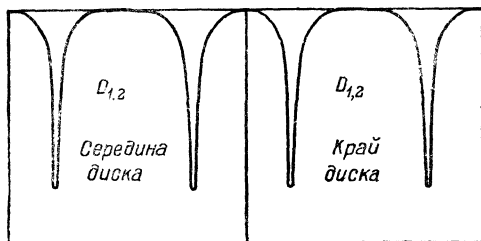


Рис. 6.

диска. Поскольку, однако, в ультрафиолетовой части спектра контраст между центром и краем больше, а в инфракрасной части спектра меньше, чем в общем свете, постольку для линий, лежащих в ультрафиолетовой части спектра, r_{ν} должна возрастать при удалении от центра к краю, а в инфракрасной — убывать. Следовательно, при переходе от центра к краю ультрафиолетовые линии должны делаться слабее, а инфракрасные становиться резче. В видимой же области спектра, где распределение близко к распределению в общем свете, r_{ν} должно мало меняться с расстоянием от центра диска, т. е. контуры линий в центре и на краю диска должны мало отличаться между собой.

Наблюдения подтверждают это заключение. На рис. 6 приведены контуры желтого дублета $D_{1,2}$ натрия для центра и края солнечного диска, причем в обоих случаях по оси ординат отложено r_{ν} . Как видно из рисунка, оба контура весьма близки друг к другу.

3. Смешанный случай селективного рассеяния и непрерывного поглощения. Выше был рассмотрен случай, когда обращающий слой производит только селективное рассеяние, в то время как поверхность фотосферы дает непрерывный спектр. Граница между фотосферой и обращающим слоем предполагается определенной и соответствует оптической глубине t_0 в частоте линии.

Между тем очевидно, что материя фотосферы, состоящая по существу из тех же атомов, что и обращающий слой, обладает также большой рассеивающей способностью внутри линии. С другой стороны, и обращающий слой, будучи почти прозрачен по отношению к непрерывному спектру, все же обладает некоторой поглотительной способностью по отношению к нему, и разница в этом смысле между внешними слоями фотосферы и нижними слоями обращающего слоя невелика. Резкой границы между фотосферой и обращающим слоем не существует, и ее введение в теорию является искусственным.

Не производя такого разделения слоев, мы примем уже в этом параграфе, что как объемный коэффициент поглощения α_ν , так и объемный коэффициент рассеяния σ_ν являются непрерывными функциями глубины. Первый коэффициент пропорционален числу атомов в единице объема, производящих непрерывное поглощение, а второй — числу атомов в единице объема, производящих рассеяние в линии. Поэтому является довольно хорошим приближением предположить, что отношение $\frac{\alpha_\nu}{\sigma_\nu}$ не зависит от глубины, а только от частоты.

Уравнение переноса в рассматриваемом случае будет иметь форму:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu) I_\nu + \eta_\nu + \varepsilon_\nu, \quad (3.21)$$

где η_ν — количество энергии, рассеиваемой единицей объема в единицу времени в единичном телесном угле, а ε_ν — количество излучаемой той же единицей объема энергии.

По определению η_ν и σ_ν мы имеем:

$$4\pi\eta_\nu = \sigma_\nu \int I_\nu d\omega,$$

вследствие чего уравнение (3.21) может быть переписано в виде

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu) I_\nu + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int I_\nu d\omega + \varepsilon_\nu.$$

Вводя $ds = dz \sec \theta$, получим:

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{ds} = -(\sigma_\nu + \alpha_\nu) I_\nu + \frac{\sigma_\nu}{4\pi} \int I_\nu d\omega + \varepsilon_\nu.$$

Мы проинтегрируем это уравнение, пользуясь методом Эддингтона. Для этого умножим уравнение на $d\omega$ и проинтегрируем по всем телесным углам, а затем умножим его же на

$\cos \theta \frac{d\omega}{4\pi}$ и проинтегрируем опять по всем направлениям. Тогда, оставляя обозначения предыдущего параграфа, найдем:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dH_\nu}{dz} &= -\alpha_\nu \int I_\nu d\omega + 4\pi\varepsilon_\nu \\ \frac{d}{dz} \int I_\nu \cos^2 \theta d\omega &= -H_\nu (\sigma_\nu + \alpha_\nu). \end{aligned} \right\} \quad (3.22)$$

Считая в приближении Эддингтона, что $\int I \cos^2 \theta d\omega = \frac{1}{3} \int I d\omega$, мы получаем из этих двух уравнений:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\sigma_\nu + \alpha_\nu} \frac{d}{dz} \int I_\nu \frac{d\nu}{4\pi} \right) = 3\alpha_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - 3\varepsilon_\nu,$$

или, вводя

$$(\sigma_\nu + \alpha_\nu) dz = -d\tau_\nu; \quad \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega = J_\nu,$$

закключаем, что

$$\frac{d^2}{d\tau_\nu^2} J_\nu = 3 \left(\frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} J_\nu - \frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \right).$$

Обозначим $\frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} = \lambda_\nu$. Кроме того заметим, что согласно гипотезе о локальном термодинамическом равновесии

$$\frac{\varepsilon_\nu}{\alpha_\nu} = B_\nu,$$

где B_ν — интенсивность излучения абсолютно-черного тела при температуре слоя. Тогда

$$\frac{d^2 J_\nu}{d\tau_\nu^2} = 3\lambda_\nu (J_\nu - B_\nu). \quad (3.23)$$

С другой стороны, заметим, что B_ν мало меняется в обрашающем слое и в верхних слоях фотосферы. Поэтому с достаточной степенью приближения мы можем разложить B_ν в ряд по степеням τ_ν и ограничиться лишь первыми двумя членами:

$$B_\nu = a_\nu + b_\nu \tau_\nu. \quad (3.24)$$

Подставляя это в уравнение (3.23) и интегрируя его, найдем:

$$J_\nu = C_1 e^{-p_\nu \tau_\nu} + C_2 e^{p_\nu \tau_\nu} + a_\nu + b_\nu \tau_\nu, \quad (3.25)$$

где

$$p_\nu = \sqrt{3\lambda} \quad (3.26)$$

и C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Очевидно, что постоянная C_2 должна равняться нулю, так как при углублении внутрь звезды условия должны прибли-

жаться к условиям абсолютно-черного тела и средняя интенсивность излучения $J_\nu \rightarrow B_\nu$.

Для того чтобы найти C_1 , перепишем второе из уравнений (3.22) в виде

$$\frac{1}{3} \frac{dJ_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{1}{4\pi} H_\nu$$

и подставим в него вместо J_ν решение (3.25):

$$-p_\nu C_1 e^{-p_\nu \tau_\nu} + b_\nu = \frac{3}{4\pi} H_\nu. \quad (3.27)$$

С другой стороны, на внешней границе, при $\tau_\nu = 0$, как и в предыдущем параграфе, мы имеем приближенно:

$$H_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\omega = \frac{1}{2} \int I_\nu d\omega = 2\pi J_\nu = 2\pi (C_1 + a_\nu), \quad (3.28)$$

так как излучение идет лишь в наружных направлениях, и среднее значение $\cos \theta$ для этих направлений равно половине.

Подставляя в (3.27) $\tau_\nu = 0$ и сравнивая с (3.28), получаем:

$$-p_\nu C_1 + b_\nu = \frac{3}{2} (C_1 + a_\nu),$$

откуда

$$C_1 = \frac{2b_\nu - 3a_\nu}{2p_\nu + 3}.$$

Подставляя выражение для C_1 в (3.28), находим:

$$H_\nu = 4\pi \frac{b_\nu + a_\nu p_\nu}{2p_\nu + 3}. \quad (3.29)$$

С другой стороны, поток излучения в непрерывном спектре вблизи рассматриваемой частоты ν (где $\sigma_\nu = 0$) мы найдем, рассмотрев уравнение переноса

$$\cos \theta \frac{dI^\circ}{dz} = -I^\circ + B_\nu, \quad (3.30)$$

которое отличается от уравнения (3.21) лишь тем, что $\sigma_\nu = 0$, т. е. $\lambda = 1$. Для потока H_ν° в этом случае мы получим:

$$H_\nu^\circ = 4\pi \frac{b_\nu^\circ + a_\nu \sqrt{3}}{3 + 2\sqrt{3}}. \quad (3.31)$$

Заметим здесь, что b_ν , т. е. коэффициент разложения B_ν в (3.24), будет отличаться от b_ν° , так как τ и τ_ν° на одной и той же глубине отличны друг от друга. Поэтому для отношения потоков излучения внутри линии и в непрерывном спектре мы имеем:

$$\frac{H_\nu}{H_\nu^\circ} = \frac{b_\nu + a_\nu p_\nu}{b_\nu^\circ + a_\nu \sqrt{3}} \frac{3 + 2\sqrt{3}}{3 + 2p_\nu}. \quad (3.32)$$

Что касается до величин a_ν и b_ν , входящих в эту формулу, то мы имеем, согласно определению:

$$a_\nu = B_\nu(0); \quad b_\nu = \frac{dB_\nu(0)}{d\tau_\nu}. \quad (3.33)$$

С другой стороны, B_ν представляется формулой Планка. Поэтому

$$B_\nu(0) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT_0}} - 1}, \quad (3.34)$$

где T_0 — температура внешней границы звездной атмосферы, при $\tau_\nu = 0$. Далее:

$$\frac{dB_\nu(0)}{d\tau_\nu} = \frac{dB_\nu(0)}{dT} \frac{dT}{d\tau} \frac{d\tau}{d\tau_\nu}, \quad (3.35)$$

где τ — оптическая глубина в общем свете. В предположении о независимости коэффициента непрерывного поглощения от длины волны мы имеем (см. стр. 49), что и

$$\frac{d\tau}{d\tau_\nu} = \frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} = \lambda. \quad (3.36)$$

В результате (3.35) перепишется в виде:

$$b_\nu = \frac{dB_\nu(0)}{d\tau_\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_0}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT_0}} - 1\right)^2} \frac{h\nu}{kT_0} \frac{\lambda}{4};$$

$$b_\nu^0 = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{e^{\frac{h\nu}{kT_0}}}{\left(e^{\frac{h\nu}{kT_0}} - 1\right)^2} \frac{h\nu}{4kT_0}, \quad (3.37)$$

ибо из

$$T^4 = T_0^4 \left(\tau + \frac{1}{2} \right)$$

следует, что

$$\frac{dT(0)}{d\tau} = \frac{1}{4} T_0,$$

где производная в левой части взята при $\tau = 0$.

Принимая во внимание (3.26), (3.34) и (3.37), уравнение (3.32) перепишем в виде:

$$r_\nu = \frac{H_\nu}{H_\nu^0} = \frac{\frac{\lambda}{4} \frac{h\nu}{kT_0} + \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}\right) \sqrt{3\lambda}}{\frac{h\nu}{4kT_0} + \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}}\right) \sqrt{3}} \frac{3 + 2\sqrt{3}}{3 + 2\sqrt{3\lambda}}. \quad (3.38)$$

В центральных частях линии можно пренебречь $\sqrt{\lambda}$ по сравнению с единицей и λ по сравнению с $\sqrt{\lambda}$. В этом приближении мы будем иметь:

$$r_v = \sqrt{\lambda} \frac{1}{\sqrt{3} + \frac{h\nu}{4kT_0(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}})}} (\sqrt{3} + 2), \quad (3.39)$$

и так как α_v мало по сравнению с σ_v , то, пользуясь формулой $\lambda = \frac{\alpha_v}{\alpha_v + \sigma_v}$, найдем:

$$r_v = \sqrt{\frac{\alpha_v}{\sigma_v}} \cdot \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3} + \frac{h\nu}{4kT_0(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}})}}.$$

Мы видим, что r оказывается в этом случае обратно-пропорциональным корню квадратному из σ_v , и так как $\sigma_v = nk_v$, то, следовательно, корню квадратному из k_v .

Между тем, в предыдущем параграфе r_v было пропорционально $\frac{1}{1 + \frac{3}{4} t_v}$, и так как в рассматриваемой части линии еди-

ницей можно пренебречь по сравнению с $\frac{3}{4} t_v$, то можно сказать, что r_v обратно-пропорционально k_v , т. е. первой степени k_v . Таким образом введение одновременно действия селективного рассеяния и непрерывного поглощения во всех слоях сильно влияет на результат теории.

4. Зависимость интенсивности линии от частоты встречаемости поглощающих атомов. Мы видели, что для отношения интенсивностей в спектральной линии и в непрерывном спектре первый метод вычисления дает:

$$r_v = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} t_{v_0}},$$

а второй метод вычисления:

$$r_v = \sqrt{\frac{\alpha_v}{\alpha_v + \sigma_v}} \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3} + \frac{h\nu}{4kT_0(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_0}})}}.$$

Последняя формула справедлива только для внутренних частей линии, где $\frac{\alpha_v}{\sigma_v}$ мало по сравнению с единицей. Теперь на-

шей задачей является связать величины t_{ν_0} или $\frac{a_\nu}{\sigma_\nu}$, имеющие пока формальное значение, с физическими характеристиками звездной атмосферы.

Выше уже указывалось, что σ_ν можно выразить через коэффициент рассеяния k_ν на один атом с помощью формулы

$$\sigma_\nu = nk_\nu, \quad (3.40)$$

где n — число атомов в единице объема, способных поглощать рассматриваемую спектральную линию. Что касается до k_ν , то эта величина связана с частотой. Вид этой связи зависит, во-первых, от того, какой диапазон частоты около центра спектральной линии может поглощать некоторый атом в рассматриваемом состоянии и, во-вторых, от распределения скоростей атомов, ибо доплеровское смещение при наличии скорости по лучу зрения изменяет частоту, которую способен поглотить атом. Вывод этой зависимости будет дан ниже. Пока же мы примем во внимание, что

$$t_{\nu_0} = \int_{z_0}^{\infty} \sigma_\nu dz = \int_{z_0}^{\infty} nk_\nu dz = k_\nu \int_{z_0}^{\infty} ndz,$$

где z_0 — высота основания обращаемого слоя.

Если через N мы обозначим полное число атомов, способных поглощать данную линию и находящихся над фотосферой в вертикальном столбе с поперечным сечением, равным единице площади, то

$$N = \int_{z_0}^{\infty} ndz.$$

Поэтому

$$t_{\nu_0} = k_\nu N$$

и

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} k_\nu N}.$$

Чем больше число N , тем меньше r_ν в данной частоте, т. е. тем темнее спектральная линия. Таким образом интенсивность спектральной линии, согласно рассматриваемой теории, должна зависеть от полного числа атомов, находящихся над 1 см^2 фотосферы.

С другой стороны, при учете одновременного действия поглощения и рассеяния, мы имеем по (3.39):

$$r_\nu = \sqrt{\frac{a_\nu}{a_\nu + \sigma_\nu}} \left(\frac{\sqrt{3+2} \frac{1}{h\nu}}{\sqrt{3 + \frac{h\nu_0}{4kT_0(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}})}}} \right) = c \sqrt{\frac{a_\nu}{a_\nu + \sigma_\nu}}, \quad (3.41)$$

где

$$c = \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3} + \frac{h\nu_0}{4kT_0 \left(1 - e^{-\frac{h\nu_0}{kT}}\right)}}.$$

В свою очередь коэффициент непрерывного поглощения в данной частоте есть функция состояния вещества. Для различных линий в каждом небольшом участке спектра α , одно и то же. Поэтому r_ν , т. е. интенсивность линии, уже зависит главным образом от σ_ν и тем самым от n , т. е. количества атомов, способных поглощать данную линию, находящихся в единице объема, т. е. зависит от частоты встречаемости атомов, находящихся в состоянии, способном поглотить спектральную линию.

Мы видим, что вычисление r_ν , т. е. контура линии, может быть доведено до конца согласно обеим теориям, при условии, когда известно k_ν как функция частоты. К этому вопросу мы и перейдем.

5. Влияние затухания излучения на вид функции k_ν и на ширину линии поглощения. Электродинамика учит, что всякая атомная система поглощает не бесконечно узкие спектральные линии. Атом при переходе из одного состояния в другое способен поглощать (или излучать) не только ту частоту ν_0 , которая точно соответствует разности энергий этих уровней, но также и некоторый диапазон частот, близких к этой частоте ν_0 . Однако поглощение квантов различных частот имеет разную степень вероятности. Поэтому и коэффициент рассеяния на один атом меняется с частотой.

Согласно Вайскопфу и Вигнеру ¹⁾ (Weisskopf und Wigner), для коэффициента рассеяния на один атом мы имеем выражение:

$$k_\nu = \frac{c^2}{32\pi^2\nu^2} \frac{g_n}{g_m} A_{nm} \Gamma_{nm} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}, \quad (3.42)$$

где величины c и ν имеют обычное значение, g_n и g_m — кратности (веса) верхнего и нижнего состояний, соответствующих рассматриваемому атомному переходу, A_{nm} — коэффициент вероятности спонтанного перехода $n \rightarrow m$, а Γ_{nm} представляет собой сумму:

$$\Gamma_{nm} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m},$$

где τ_n и τ_m — средние продолжительности жизни атома в верхнем и нижнем состояниях соответственно.

Мы видим, что k_ν убывает по мере увеличения абсолютной величины разности $\nu - \nu_0$ и достигает при $|\nu - \nu_0| = \frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}$ половины своего значения в центральной частоте ($\nu = \nu_0$). Иными словами,

¹⁾ Zeitschrift für Physik, 63, 54, 1930.

на протяжении $\frac{\Gamma_{nm}}{2\pi}$ по шкале частот коэффициент поглощения сравним с его значением в центре линии. Получающаяся таким образом ширина называется „естественной шириной“ спектральной линии.

Если мы возьмем вещество в объеме dV , находящееся в термодинамическом равновесии, и рассмотрим его излучение при условии прозрачности рассматриваемого объема к своему собственному излучению, то количество излучения в единице телесного угла в единичном интервале частот будет, согласно закона Кирхгофа-Планка, равно $\epsilon_n dV = \alpha_n B_n dV = nk_n B_n dV$. Произведение $nB_n dV$ мало меняется с длиной волны, и поэтому $\epsilon_n dV$ будет пропорционально k_n , и, в частности, на расстоянии $\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}$ от центра линии интенсивность излучения этого элемента объема упадет вдвое. Следовательно для такой идеальной эмиссионной линии при полном отсутствии самообращения мы будем иметь ширину, равную „естественной ширине“. Это расширение связано с процессом затухания, т. е. с самим механизмом излучения, и поэтому присутствует всегда. Весь вопрос заключается лишь в том, нет ли других причин, вызывающих более сильное расширение спектральной линии.

Если для спектральных линий в видимой части спектра мы перейдем от ширины в шкале частот к ширине в шкале длин волн, то при $\frac{\Gamma_{nm}}{2\pi} = 10^8 \text{ сек}^{-1}$ (значение, близкое к наибольшему возможному) получаем для ширины в шкале длин волн величину порядка 10^{-4} \AA , т. е. ширину, ничтожно малую по сравнению с ширинами всех наблюдаемых в звездных спектрах линий поглощения. Звездные линии поглощения в десятки тысяч раз шире, чем описанная выше идеальная эмиссионная линия, обладающая естественной шириной.

Но легко видеть, что применение той же формулы (3.42) к звездным линиям поглощения приводит к совершенно другим результатам.

Так например, подставляя выражение (3.42) в (3.19), мы получаем для случая только рассеивающей фотосферы:

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \frac{CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}}, \quad (3.43)$$

где

$$C = \frac{c^2}{32\pi^2\nu^2} \frac{g_n}{g_m},$$

и в видимой области спектра оказывается порядка 10^{-11} см^2 . Будем условно считать шириной линии удвоенное расстояние от центра линии поглощения до той частоты, в которой поглощение $1 - r_\nu$ вдвое меньше, чем поглощение в центре, равное $1 - r_{\nu_0}$.

Но при достаточно большом N ($N \gg 10^{12}$) выражение r_{ν_0} будет очень близко к нулю. Поэтому в этих случаях ширина линии будет равна удвоенному расстоянию от той частоты, в которой $r_{\nu} = \frac{1}{2}$, до центра линии. Но $r_{\nu} = \frac{1}{2}$ там, где

$$\frac{3}{4} \frac{CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{4\pi}\right)^2} = 1.$$

Очевидно, что для каждой частоты ν , сколь угодно удаленной от центра линии, можно подобрать такое число частиц N

$$N = \frac{4}{3} \frac{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}{CA_{nm}\Gamma_{nm}}, \quad (3.44)$$

что r_{ν} будет равно половине. Следовательно при достаточно большом N линия может достигнуть сколь угодно большой ширины. Если ширину линии обозначим через $\Delta\nu$, то условие (3.44), накладываемое на число атомов, чтобы образовать линию поглощения данной ширины, можно переписать в следующем виде:

$$N = \frac{4}{3} \frac{\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}{CA_{nm}\Gamma_{nm}}. \quad (3.45)$$

Когда речь идет о ширинах линии $\Delta\nu$, больших по сравнению с $\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}$ (а мы именно с этим случаем имеем дело в астрофизике), вторым слагаемым в выражении (3.45) можно пренебречь, тогда

$$N = \frac{1}{3} \frac{(\Delta\nu)^2}{CA_{nm}\Gamma_{nm}} \quad (3.46)$$

или

$$\Delta\nu = \sqrt{3CA_{nm}\Gamma_{nm}N}, \quad (3.47)$$

т. е. ширина линии пропорциональна корню квадратному из числа атомов. Таким образом, формула (3.42), учитывающая эффект затухания излучения и приводящая в случае идеальной эмиссионной линии к естественной ширине порядка 10^{-4} \AA , в случае линии поглощения при возрастании числа поглощающих атомов приводит к сколь угодно большим ширинам. Рассматриваемый тип расширения спектральной линии называется расширением вследствие затухания излучения. Правильнее сказать, что это расширение связано как с затуханием излучения, так и с численностью поглощающих атомов.

Обращаясь к случаю, когда в атмосфере звезды одновременно действуют рассеяние и непрерывное поглощение, мы видим, что

положение дел будет аналогичным. В самом деле, формула (3.38) показывает, что r_ν есть функция λ , т. е. есть функция от $\frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu} = \frac{nk_\nu}{\alpha_\nu}$. Таким образом в конечном счете величина r_ν зависит от произведения $\frac{nk_\nu}{\alpha_\nu}$. Определяя ширину линии $\Delta\nu = 2|\nu_1 - \nu_0|$, где ν_1 есть та частота, в которой $r_{\nu_1} = \frac{1}{2}$, мы приходим, согласно (3.38), к некоторому уравнению:

$$\frac{1}{2} = f\left(k_\nu \frac{n}{\alpha_\nu}\right), \quad (3.48)$$

ибо, как только что указывалось, правая часть (3.38) зависит от k, n . Решая уравнение $f(x) = \frac{1}{2}$, мы найдем некоторый корень x_1 и, следовательно, ту частоту ν_1 , в которой $r_\nu = \frac{1}{2}$. В этой частоте $\frac{k_{\nu_1} n}{\alpha_\nu} = x_1$, т. е.

$$\frac{n}{\alpha_\nu} = \frac{x_1}{k_{\nu_1}} = \frac{x_1}{CA_{nm}\Gamma_{nm}} \left\{ (\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2 \right\}.$$

Чем больше отношение $\frac{n}{\alpha_\nu}$, тем больше $|\nu_1 - \nu_0|$. При достаточно большом значении $|\nu_1 - \nu_0|$ мы можем опять пренебречь $\left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2$ и, заменив $|\nu_1 - \nu_0| = \frac{\Delta\nu}{2}$, получим:

$$\frac{n}{\alpha_\nu} = \frac{x_1 \Delta\nu^2}{4CA_{nm}\Gamma_{nm}}. \quad (3.49)$$

В этом случае ширина линии растет пропорционально корню квадратному из $\frac{n}{\alpha_\nu}$:

$$\Delta\nu = \left(\frac{4CA_{nm}\Gamma_{nm}n}{x_1\alpha_\nu}\right)^{1/2}, \quad (3.50)$$

и при достаточно большом $\frac{n}{\alpha_\nu}$ может стать сколь угодно большой. Так как α_ν пропорционально количеству атомов, производящих непрерывное поглощение в рассматриваемом участке спектра, то мы можем сказать, что ширина линии поглощения в рассматриваемой модели обращаящего слоя пропорциональна корню квадратному из отношения числа атомов, способных произвести поглощение (т. е. рассеяние) данной линии, к числу атомов, производящих поглощение в непрерывном спектре около этой линии поглощения.

Совершенно так же, как мы вывели зависимость ширины в определенном выше смысле (спектроскописты называют такую

ширину „полушириной“) от числа рассеивающих атомов, можно вывести и зависимость эквивалентной ширины, т. е. полного количества поглощенной в линии энергии, от числа рассеивающих атомов.

По определению эквивалентной ширины, мы имеем:

$$D = \int (1 - r_\lambda) d\lambda.$$

Внося сюда значение r_λ из (3.43) и пользуясь тем, что $d\lambda = -\frac{cd\nu}{\nu^2}$, находим:

$$D = \int \frac{\frac{3}{4} \frac{CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}}{1 + \frac{3}{4} \frac{CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2}} \frac{cd\nu}{\nu^2}.$$

Частота ν_0 внутри линии меняется относительно мало, и поэтому мы можем ее вынести за знак интеграла. Величину же $\nu - \nu_0$ обозначим через x . Тогда

$$D = \frac{c}{\nu^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{3CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{4 \left[x^2 + \left(\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}\right)^2 \right] + 3A_{nm}\Gamma_{nm}N} dx.$$

При достаточной ширине величина $\frac{\Gamma_{nm}}{4\pi}$ в большей части линии мала по сравнению с $\nu - \nu_0$. Поэтому мы можем просто написать:

$$D = \frac{s}{\nu^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{3CA_{nm}\Gamma_{nm}N}{4x^2 + 3CA_{nm}\Gamma_{nm}N} dx.$$

Вычисление этого интеграла дает

$$D = \frac{c\pi}{\nu^2} \sqrt{\frac{3}{4} CA_{nm}\Gamma_{nm}N}. \quad (3.51)$$

Эквивалентная ширина линии пропорциональна корню квадратному из числа рассеивающих атомов, расположенных над фотосферой, и корню квадратному из произведения $A_{nm}\Gamma_{nm}$.

Совершенно так же мы получим, в случае одновременного действия поглощения и рассеяния, что эквивалентная ширина спектральной линии пропорциональна корню квадратному из отношения числа атомов в единице объема, способных рассеивать данную спектральную линию, к числу атомов в единице объема, способных поглощать непрерывный спектр в окрестностях рассматриваемой линии.

Переходя к другим причинам расширения спектральных линий, скажем прежде всего несколько слов о лоренцовском расширении. Дело в том, что атомы, составляющие поглощающий газ, могут сталкиваться между собою, а также с частицами посторонних, присутствующих газов. В результате столкновения состояние атома (и его энергия) может измениться. Продолжительность нахождения атома в рассматриваемом состоянии будет определяться не только вероятностями перехода под влиянием излучения или поглощения световых квантов, но также и вероятностями переходов под влиянием столкновений. Классическая теория расширения под влиянием столкновений с частицами постороннего газа была разработана Лоренцем и приводила к формуле, аналогичной (3.42), с той лишь разницей, что постоянная Γ_{nm} , входящая в знаменатель, равная

$$\Gamma_{nm} = \frac{1}{\tau_n} + \frac{1}{\tau_m} = \sum_{k=1}^{n-1} A_{nk} + \sum_{k=1}^{m-1} A_{mk},$$

где суммирование в правой части проведено по всем состояниям с энергией, меньшей чем энергия n -го и соответственно m -го состояния, должна была иметь другое значение, ибо продолжительности жизни τ_n и τ_m определялись уже не вероятностями спонтанных переходов, а вероятностями столкновений.

Если средний промежуток времени между двумя столкновениями становится меньше продолжительности жизни возбужденного атома в свободном состоянии, лоренцовское расширение превосходит естественную ширину, и его нужно учитывать. Однако в звездных атмосферах необходимые для этого плотности никогда не достигаются. Так, в обрабатываемом слое Солнца число свободных электронов в 1 см^3 имеет порядок $n_e = 10^{11}$. Скорость их порядка $v = 500 \text{ км/сек}$. Поэтому число столкновений в секунду с электронами (наиболее частый вид столкновений), равное $\sigma n_e v$, где σ есть поперечное сечение атома (порядка 10^{-16} см^2), будет порядка $5 \cdot 10^2$, т. е. средний промежуток времени между последовательными столкновениями будет порядка $1/500$ секунды, что очень велико по сравнению с продолжительностью жизни в свободном состоянии. Поэтому лоренцовским расширением во всех случаях можно пренебречь.

6. Допплеровское расширение вследствие теплового движения. Тепловые скорости частиц по лучу зрения приводят к смещениям частоты каждого атома в разные стороны и на разную величину. В результате получается расширение спектральной линии даже при пренебрежении затуханием.

Поскольку при максвелловском распределении скоростей распределение проекций на всякую ось (в том числе и на луч зрения) является гауссовским, то и распределение смещений частот атомов будет подчинено закону Гаусса. В результате кривая k , имеет форму обычной гауссовой кривой ошибок. Дисперсия этой кривой определяется средним значением квадрата

проекция скорости, т. е. температурой газа. Постоянный же множитель находится из условия, что количество всех переходов при изотропном излучении должно быть равно $nB_{m \rightarrow n} \rho_\nu dt$, где $B_{m \rightarrow n}$ — эйнштейновский коэффициент вероятности перехода из нижнего состояния в верхнее под влиянием излучения ¹⁾. Окончательно нетрудно найти, что в этом случае:

$$k_\nu = \frac{c^2}{8\pi^2\nu^2} \frac{g_n}{g_m} A_{nm} \frac{m^{1/2}\lambda}{(2\pi kT)^{1/2}} e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2}. \quad (3.52)$$

Мы видим, что согласно этой формуле в частоте ν , определяемой уравнением

$$|\nu - \nu_0| = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}},$$

коэффициент поглощения имеет еще величину, сравнимую со значением коэффициента поглощения в центральной частоте ν_0 . Поэтому ширина идеальной эмиссионной линии, излучаемой единицей объема при отсутствии самообращения, будет порядка $\frac{2\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$. При звездных температурах для различных атомов эта ширина измеряется сотыми и десятными долями ангстрем. Следовательно, эта „доплеровская ширина“ по порядку величины значительно превосходит так называемую естественную ширину.

Чтобы выяснить влияние доплеровского расширения на ширину линий поглощения в звездных спектрах, надо проанализировать выражение для r_ν , например в идеально рассеивающей атмосфере.

Мы имеем теперь:

$$r_\nu = \frac{1}{1 - \frac{3}{4} C_1 e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu-\nu_0}{\nu_0}\right)^2} N}; \quad C_1 = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} \frac{g_n}{g_m} A_{nm} \frac{m^{1/2}\lambda}{(2\pi kT)^{1/2}}. \quad (3.53)$$

Та частота, в которой $r = \frac{1}{2}$, удовлетворяет уравнению:

$$e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu_1-\nu_0}{\nu_0}\right)^2} = \frac{4}{3C_1 N}$$

или

$$\nu_1 - \nu_0 = \nu_0 \sqrt{\frac{mc^2}{2kT} \lg \frac{3}{4} C_1 N}. \quad (3.54)$$

Удваивая разность $|\nu_1 - \nu_0|$, мы получим так называемую полуширину. Мы видим, что она растет крайне медленно пропорционально корню квадратному из логарифма полного числа

¹⁾ О коэффициентах Эйнштейна смотреть, например, в курсе: Л. Бриллюэн, Квантовая статистика, ОНТИ, Харьков, 1934, стр. 173—177.

поглощающих атомов. Но это правило будет осуществляться только для тех значений N , при которых $r_{v_0} \approx 0$. При меньших же значениях N , когда r_{v_0} близко к единице, мы имеем приближенно:

$$1 - r_v = \frac{3}{4} C_1 e^{-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{v-v_0}{v_0}\right)^2} N,$$

и полуширина не зависит от числа атомов и остается постоянной, определяемой дисперсией скоростей атомов.

В результате получается такая картина: при малых значениях N ширина линии поглощения, происходящая вследствие теплового движения молекул, значительно больше, чем ширина, связанная с затуханием. Поэтому контур спектральной линии целиком определяется формулой (3.53) и носит название доплеровского контура. При дальнейшем увеличении числа атомов ширина линии сперва будет следовать формуле (3.54), т. е. чрезвычайно медленно расти. Одновременно будет увеличиваться (и притом значительно быстрее) та „теоретическая ширина“, которая обусловлена затуханием излучения [по формуле (3.47)], которая пока мала и не играет никакой роли. Однако для некоторого N ширины, определяемые формулами (3.47) и (3.53), станут равными, и, наконец, ширина, обуславливаемая затуханием излучения, превзойдет ширину, обусловленную тепловыми движениями. Поэтому при дальнейшем росте N действительная ширина линии поглощения определяется формулой (3.47).

Итак, мы приходим к выводу, что для малых значений N контур линии определяется тепловым движением и при больших значениях N — затуханием излучения. Граница между этими двумя значениями N , которую мы можем обозначить через N_1 , определяется уравнением:

$$v_0 \sqrt{\frac{mc^2}{2kT} \lg \frac{3}{4} C_1 N} = \sqrt{3CA_{nm}\Gamma_{nm}N}.$$

При температурах звездных атмосфер и обычных для разрешенных линий в оптической части спектра значениях A_{nm} и Γ_{nm} (порядка 10^8 сек^{-1}) мы получаем, что N_1 порядка 10^{15} см^{-2} .

7. Другие причины расширения спектральных линий. Из других причин расширения спектральных линий надо упомянуть прежде всего так называемый молекулярный эффект Штарка. Дело в том, что каждая спектральная линия расщепляется в электрическом поле, и степень разделения на компоненты зависит от напряжения электрического поля в той точке, в которой находится атом. Подобное же расщепление линии будет происходить у атома, находящегося вблизи свободного электрона, т. е. в поле этого электрона. Степень расщепления будет зависеть от расстояния между атомом и электроном. Материя в звездных атмосферах в такой степени ионизирована, что в каждом элементе объема имеется некоторое число свободных электронов. Действие свободных электронов на разные атомы различно (вследствие

случайной разницы расстояний), и поэтому разные атомы показывают разную степень штарковского расщепления. В результате вместо штарковского расщепления получается штарковское расширение линии. Очевидно, что среднее расстояние между электроном и атомом рассматриваемого сорта пропорционально $n_e^{-\frac{1}{3}}$). А так как штарковское расщепление пропорционально силе поля, т. е. обратно пропорционально квадрату расстояния до свободного электрона, то для ширины линии получаем:

$$\Delta\nu = Cn_e^{2/3}.$$

Наряду со штарковским эффектом действуют и другие причины, приводящие к расширению спектральной линии. Так, например, вращение звезды должно приводить к расширению спектральной линии, если линейная скорость вращения достаточно велика (порядка сотен километров в секунду). Это происходит оттого, что при вращении звезды разные части диска движутся с разными радиальными скоростями по отношению к нам, а мы наблюдаем спектр звезды в целом, т. е. спектр излучения, идущего от всех частей диска. Обнаружение такого расширения позволяет определить приближенно линейную скорость вращения звезды.

8. Сравнение теории с наблюдениями. Мы видим, что, согласно теории, контур линии, определяемый выражением для r_ν , зависит от одного параметра (N или $\frac{n}{a_\nu}$), связанного со свойствами звездной атмосферы. В остальном r_ν зависит либо от мировых постоянных, либо же от постоянных, характерных для данного атома и квантового перехода. Поэтому напрашивается следующий способ сравнения теории с наблюдениями.

Мы видели, что параметр N (или $\frac{n}{a}$) связан с эквивалентной шириной. По эквивалентной ширине линии поглощения мы можем найти значение N для данной линии и после этого, зная N , построить функцию $\frac{n}{a}$, т. е. теоретический контур этой линии. Незнание постоянных A_{nm} и Γ_{nm} (с чем приходится часто встречаться) не играет при этом существенной роли, ибо эквивалентная ширина зависит от произведения $A_{nm}\Gamma_{nm}N$, и это произведение целиком входит в выражение для r_ν .

Как показал Унзольд (Unsöld), наблюдаемые контуры линий в солнечной атмосфере довольно хорошо удовлетворяют теоретической формуле ²⁾

$$r_\nu = \frac{1}{1 + \frac{3}{4} k_\nu N}.$$

¹⁾ Так как на каждый электрон приходится объем, пропорциональный n_e^{-1} . Линейное протяжение этого объема пропорционально $n_e^{-1/3}$.

²⁾ См. Zeitschrift für Physik, 44, 793, 1927.

Однако в центральной части линий наблюдения расходятся с теорией, и притом это расхождение имеет систематический характер. Именно, для всех интенсивных линий поглощения теоретические формулы приводят к значению r_v в центре линии, очень мало отличающемуся от нуля ($r_v < 0,01$). На самом деле центральные интенсивности даже наиболее интенсивных линий в солнечном спектре заметно отличны от нуля. Так например, для линий H и K , принадлежащих Ca II в центре линии $r_v = 0,05$. В других случаях r_v в центре линий достигает еще больших значений. В этом заключается первое расхождение с предложенной выше простой теорией.

С другой стороны, мы можем попытаться проверить построенную теорию путем применения ее к мультиплетам, все компоненты которых поглощаются из одного и того же квантового состояния. При рассмотрении компонент такого мультиплета мы должны считать N , т. е. число атомов в нижнем состоянии, для всех них одним и тем же. Поэтому эквивалентные ширины отдельных компонент должны относиться как $\sqrt{S_{A_{nm}} I'_{nm}}$. Так, например, в случае желтого дублета натрия, где величины $S_{A_{nm}} \Gamma_{nm}$ для двух компонент относятся как 1:2, эквивалентные ширины должны относиться как 1: $\sqrt{2}$. Согласно Унзольду, это требование теории приблизительно выполняется в спектре Солнца для натриевого дублета¹⁾. Однако Шайн²⁾ указал, что в случае триплета магния $2^3P_{0,1,2} - 1^3S_1$ имеются отклонения у ряда звезд и вместо теоретических отношений 1: $\sqrt{3}$: $\sqrt{5}$ эквивалентных ширин мы имеем отношения порядка 1:1,3:1,7. Так же и в случае резонансного дублета Ca II (H и K) мы имеем отклонение от теоретического отношения в сторону приближения этого отношения к единице.

Наконец, Унзольд использовал тот факт, что для всех бальмеровских линий водорода N одно и то же. С другой стороны, квантовая механика дает возможность вычислить отношения значений $\sqrt{S_{A_{nm}} \Gamma_{nm}}$ для различных линий. Оказалось, что наблюдаемые эквивалентные ширины отклоняются от теоретических в сторону больших эквивалентных ширин для высших членов бальмеровской серии. Иными словами, если мы вычислим по наблюдаемой эквивалентной ширине и известной вероятности перехода для линии H_n число атомов N , то вычисленные с этим значением N эквивалентные ширины других линий бальмеровской серии малы по сравнению с наблюдаемыми и притом, чем более высокий член бальмеровской серии мы берем, тем больше это отклонение. Унзольд считает, что это явление объясняется эффектом Штарка. Для доказательства того, что эффект Штарка должен вызвать именно такое расхождение, рассмотрим, как влияет эффект Штарка на эквивалентную ширину, т. е. на полное количество энергии, поглощенное в спектральной линии. Пусть N ато-

¹⁾ A. Unsöld, Zeitschrift für Physik, 44, 793, 1927.

²⁾ G. Shajn, Monthly Notices, 90, 1931.

мов, расположенных над 1 см^2 фотосферы при отсутствии электрического поля, вызывают линию поглощения. Количество энергии, поглощенное в этой линии, будет пропорционально \sqrt{N} . Пусть при тех же условиях существует электрическое поле и пусть при этом оно вызывает расщепление линии на два сравнительно далеких друг от друга компонента. Пусть поглощение в каждой линии обусловлено $\frac{N}{2}$ атомами. Тогда количество энергии, поглощенное в каждом компоненте, будет определяться $\sqrt{\frac{N}{2}}$, и полное количество энергии, поглощенное в обоих компонентах, будет пропорционально $\sqrt{2N}$. Таким образом расщепление линии поглощения на два компонента одинаковой силы вызывает увеличение полного количества поглощенной энергии (т. е. суммарной эквивалентной ширины) в $\sqrt{2}$ раза, т. е. происходит расширение, эквивалентное удвоению числа атомов. На самом деле эффект Штарка, а тем более молекулярный эффект Штарка, не ведет к полному разделению линий на компоненты. Но зато и число компонент велико. Поэтому при наличии эффекта Штарка эквивалентная ширина при постоянном N должна быть тем больше, чем больше расширение линии, вызванное этим эффектом. Очевидно, что влияние эффекта Штарка должно быть тем больше, чем выше номер линии в бальмеровской серии, ибо состояния, соответствующие большим квантовым числам (т. е. большим радиусам классических орбит), особенно чувствительны к небольшим внешним возмущениям.

Унзольд считает, что влияние эффекта Штарка на первую линию водородной серии H_α незначительно. Поэтому он применяет к этой линии формулу, полученную выше для эквивалентной ширины:

$$D = \frac{c\pi}{v^2} \sqrt{\frac{3}{4} C A_{nm} \Gamma_{nm} N},$$

и получает число N водородных атомов над 1 см^2 солнечной фотосферы на втором квантовом уровне.

9. Количественный анализ солнечной атмосферы. Благодаря установленной выше зависимости эквивалентной ширины линии поглощения от числа поглощающих атомов, принципиально возможно получить представление о количественном составе всей солнечной атмосферы путем изучения эквивалентных ширин линий всех элементов. Правда, для некоторых элементов в доступной наблюдению части солнечного спектра нет линий, которые поглощаются теми состояниями атомов или ионов, в которых находится большинство атомов данного элемента. Так например, для натрия мы можем наблюдать резонансный дублет в желтой части спектра. Однако большинство атомов натрия на Солнце находится в ионизованном состоянии. Между тем линии, поглощаемые ионами Na^+ , находящимися в основном состоянии (а большинство ионов находится именно в этом состоянии), находятся

в недоступной наблюдениям ультрафиолетовой части спектра. Но мы можем всегда от числа атомов Na, находящихся в нейтральном состоянии, перейти к числу ионов Na^+ , зная температуру Солнца и концентрацию свободных электронов в обра- щающем слое. Для этого нужно воспользоваться только формулой ионизационного равновесия, имеющей вид (см. главу об ионизации в звездных атмосферах):

$$\frac{n^+}{n} n_e = \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi/kT},$$

где n^+ , n , n_e — соответственно числа ионов, нейтральных атомов и электронов в 1 см^3 , μ — масса электрона и χ — энергия, необходимая для ионизации нейтрального атома. Если n_e и T принять постоянными для атмосферы, то эту формулу можно заменить формулой:

$$\frac{N^+}{N} n_e = \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi/kT}, \quad (3.55)$$

где N^+ и N — числа ионов и атомов над 1 см^2 фотосферы. Конечно, n_e сильно меняется в обра- щающем слое. Поэтому под n_e в этой формуле нужно подразумевать некоторое среднее значение концентрации свободных электронов в обра- щающем слое.

С другой стороны форму- лой (3.55) можно воспользоваться для определения среднего числа электронов в 1 см^3 обра- щающего слоя, если для какого-нибудь элемента из эквивалентных ширин резонансных линий можно одновременно определить N^+ и N . Так, согласно Унзольду, мы имеем следующие значения N^+ и N для ряда атомов и ионов на Солнце (таблица 4).

Таблица 4

Элемент	Длина вол- ны линии, Å	$N \cdot 10^{-18}$
Ca	4227	0,034
Ca^+	3934—68	23,3
Sr	4607	0,0001
Sr^+	4078—4216	0,021

Эти данные для N и N^+ в случае кальция и стронция пока- зывают, что оба эти элемента почти полностью ионизованы в солнечной атмосфере. По ним из формулы (3.55) получаем приблизительное значение n_e :

$$n_e = 8,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

С другой стороны, если в видимой области спектра нет линий, поглощаемых основным состоянием данного атома или иона, а только линии, поглощаемые из возбужденных состояний, то, пользуясь формулой Больцманна для отношения чисел атомов n_i и n_k в двух состояниях с энергиями ϵ_i и ϵ_k :

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} e^{-\frac{\epsilon_i - \epsilon_k}{kT}},$$

где g_i и g_k — кратности этих состояний, мы можем получить число атомов в любом состоянии, в том числе и в основном состоянии. Из той же формулы Больцманна следует, что при обычных разностях уровней большинство атомов (или ионов) находится при температурах, царящих в звездных атмосферах, в нормальном состоянии.

Наконец, еще одно затруднение заключается в том, что далеко не для всех переходов известны величины A_{nm} и Γ_{nm} . Однако можно приближенно принять, что для всех переходов (кроме запрещенных) эти величины зависят только от частоты и равны значению этих величин для гармонического осциллятора, имеющего ту же частоту. Такое допущение означает, что

$$A_{nm} = \frac{8\pi^2 e^2 \nu^2}{mc^3}. \quad (3.56)$$

На самом же деле A_{nm} всегда можно представить в виде:

$$A_{nm} = 8\pi^2 \frac{e^2 \nu^2}{mc^3} f_{nm}, \quad (3.57)$$

где f_{nm} есть „сила осцилляторов“, соответствующая рассматриваемому переходу. Известно, что если линия соответствует разрешенному переходу между двумя не слишком высокими состояниями атома, то f будет порядка нескольких десятых. Так например, для линий L_α , L_β и L_γ лаймановской серии водорода мы имеем соответственно: $f = 0,416; 0,079; 0,029$. Поэтому в результате отбрасывания множителя f неправильности в определении A_{nm} будут доходить до десяти раз. Такое же положение будет с Γ_{nm} , которое определяется через A_{nm} . Однако, ведя исследование по избранному, наиболее интенсивным линиям данного элемента, мы можем уменьшить возможную ошибку в A_{nm} и Γ_{nm} до 2—3 раз, а следовательно и наши значения N будут ошибочными приблизительно во столько же раз и притом в сторону преуменьшения.

Такая работа по количественному анализу солнечной атмосферы была проведена Ресселом¹ на основании роландовских глазомерных оценок интенсивностей линий в солнечном спектре. Рессел поставил перед собой задачу перевода интенсивностей из шкалы Роланда в шкалу эквивалентных ширин, т. е. задачу о переводе роландовских интенсивностей в величины $\sqrt{SA_{nm}\Gamma_{nm}}$. Так как у компонент одного сложного мультиплета N одно и то же, а отношения $\sqrt{SA_{nm}\Gamma_{nm}}$ известны, то, сопоставляя роландовские оценки интенсивностей компонент этого мультиплета с относительными значениями $\sqrt{SA_{nm}\Gamma_{nm}N}$, можно определить $\sqrt{SA_{nm}\Gamma_{nm}N}$ с точностью до постоянного множителя как функцию интенсивности в роландовской шкале. Неизвестный же постоянный множитель получается из известного значения эквивалентной ширины какой-нибудь одной линии, имеющейся также

¹) Astrophysical Journal, 70, 11, 1929.

в каталоге Роланда. Для этого можно воспользоваться хотя бы данными Унзольда. Итак, получаем $\sqrt{CA_{nm}\Gamma_{nm}N}$ как функцию роландовской оценки, а так как мы можем принять, что $\sqrt{CA_{nm}\Gamma_{nm}}$ для интенсивных линий постоянно, в результате будем иметь N как функцию интенсивности в шкале Роланда (и длины волны), так как C зависит от длины волны спектральной линии.

Таблица 5

Атомный номер	Элемент	$\lg N$	$\lg N^+$	$\lg (N + N^+)$	Атомный номер	Элемент	$\lg N$	$\lg N^+$	$\lg (N + N^+)$
1	H	11,5	5,7	11,5	44	Ru	1,0	1,6	1,7
3	Li	-0,9	2,0	2,0	45	Rh	-0,3	0,5	0,5
4	Be	1,8	0,8	1,8	46	Pd	0,6	0,9	1,1
6	C	7,4	4,4	7,4	47	Ag	0,0	1,0	1,0
7	N	7,6	1,8	7,6	48	Cd	2,1	1,6	2,2
8	O	9,0	3,3	9,0	49	In	-2,0	0,0	0,0
11	Na	4,0	7,2	7,2	50	Sn	0,3	1,2	1,2
12	Mg	7,0	7,7	7,8	51	Sb	0,4	0,7	0,8
13	Al	4,6	6,4	6,4	56	Ba	-0,2	3,3	3,3
14	Si	7,0	7,0	7,3	57	La	-0,7	1,8	1,8
16	S	5,7	3,4	5,7	58	Ce	-	2,4	2,4
19	K	2,8	6,8	6,8	59	Pr	-	0,6	0,6
20	Ca	4,6	6,7	6,7	60	Nd	-	2,0	2,0
21	Sc	1,9	3,6	3,6	62	Sm	-	1,5	1,5
22	Ti	3,6	5,2	5,2	63	Eu	-	1,4	1,4
23	V	1,9	5,0	5,0	64	Gd	-	1,1	1,1
24	Cr	4,4	5,7	5,7	66	Dy	-	1,6	1,6
25	Mn	5,1	5,8	5,9	68	Er	-	0,1	0,1
26	Fe	6,7	7,1	7,2	72	Hf	-	0,4	0,4
27	Co	5,1	5,4	5,6	74	W	-0,1	-0,1	0,2
28	Ni	5,7	5,7	6,0	77	Ir	-0,5	-0,5	-0,2
29	Cu	4,3	4,9	5,0	78	Pt	1,5	1,0	1,6
30	Zn	4,9	3,8	4,9	81	Tl	-0,8	1,4	1,4
31	Ga	0,2	2,0	2,0	82	Pb	0,2	1,2	1,2
32	Ge	2,5	2,8	3,0					
33	As	0,6	-0,7	0,6					
37	Rb	-2,5	1,7	1,7					
38	Sr	0,6	3,3	3,3					
39	It	0,8	2,6	2,6					
40	Zr	0,9	2,5	2,5					
41	Cb	-0,2	1,0	1,0					
42	Mo	0,5	1,4	1,4					

Эта калибровка роландовской шкалы интенсивностей линий в солнечном спектре привела Рессела к таблице 5, характеризующей количественный состав солнечной атмосферы. В этой таблице единицей для величин N , N^+ и $N+N^+$ служат $6 \cdot 10^{12}$ атомов на 1 см^2 .

Гелий, несомненно присутствующий в солнечной атмосфере в большом количестве (так как его линии видны в спектре солнечной хромосферы), не приведен в таблице, так как он не дает

линий поглощения в доступной наблюдениям области солнечного спектра. Это связано с тем обстоятельством, что в атмосфере Солнца действительно очень мало атомов гелия в возбужденных состояниях, которые одни могут поглощать доступные наблюдениям частоты.

Ряд других элементов также еще не обнаружен в спектре Солнца. Отсутствие их может явиться следствием трех причин:

1) Высокий потенциал возбуждения линий в видимых частотах спектра (подобно гелию).

2) Полная ионизация данного элемента. Линий не будет, если у ионизированного атома слишком высок потенциал возбуждения субординатных серий¹⁾.

3) Отсутствие достаточных данных о спектре тех или иных элементов.

10. Метод Адамса-Рессела определения температур обращающих слоев звезд. Формулу Больцманна для числа атомов в k -ом квантовом состоянии в единице объема можно переписать в виде

$$n_k = C e^{-\frac{\epsilon_k}{kT}},$$

где C — постоянная, меняющаяся вдоль высоты атмосферы и от звезды к звезде. Интегрируя эту формулу по высоте обращающего слоя и считая температуру в этом слое постоянной, мы получим для числа атомов над 1 см^2 фотосферы:

$$N_k = C' e^{-\frac{\epsilon_k}{kT}}, \quad (3.58)$$

где C' меняется от звезды к звезде и от элемента к элементу. Для Солнца пусть значение C' для определенного атома равно C_{\odot} и $T = T_{\odot}$. Тогда

$$N_{k\odot} = C'_{\odot} e^{-\frac{\epsilon_k}{kT_{\odot}}}. \quad (3.59)$$

Деля (3.58) на (3.59) и логарифмируя, получаем:

$$\ln \frac{N_k}{N_{k\odot}} = \ln \frac{C'}{C'_{\odot}} - \epsilon_k \left(\frac{1}{kT} - \frac{1}{kT_{\odot}} \right).$$

Обозначим $\ln \frac{C'}{C'_{\odot}} = C_1$. Тогда

$$\ln \frac{N_k}{N_{k\odot}} = C_1 - \epsilon_k \left(\frac{1}{kT} - \frac{1}{kT_{\odot}} \right). \quad (3.60)$$

¹ Субординатной серией называется серия спектральных линий, для которых общий нижний уровень — возбужденный.

Для определенной звезды в этом равенстве при переходе от линии к линии меняется ε_k , и мы видим, что $\ln \frac{N_k}{N_{k\odot}}$ представляется линейной функцией от ε_k .

Адамс и Рессел¹⁾ взяли спектры ряда звезд и Солнца, полученных с большой дисперсией и с одинаковой степенью почернения в непрерывном спектре. Сравнивая линии звезды с линиями Солнца, они оценивали интенсивности линий спектра звезды в роландовской шкале. Эти оценки, как указывалось выше, являются функциями эквивалентной ширины, т. е. $A_{nm}\Gamma_{nm}N$. Поэтому для каждой линии можно было получить значение этого произведения. Если взять одну и ту же линию в спектре звезды и Солнца, то $A_{nm}\Gamma_{nm}$ будет одно и то же, и отношение $A_{nm}\Gamma_{nm}N$ для обоих случаев даст прямо отношение N , т. е. левую часть уравнения (3.60). Рассматривая теперь ряд линий с различными потенциалами их возбуждения, т. е. с различными ε_k , и получая для них $\frac{N_k}{N_{k\odot}}$, мы можем эти отношения нанести на

график как функцию ε_k . Итак, мы получим $\frac{N_k}{N_{k\odot}}$ как эмпирическую функцию ε_k . Эта функция должна быть линейной, и из углового коэффициента ее должна определяться величина $\left(\frac{1}{kT} - \frac{1}{kT_\odot}\right)$.

Поскольку температуру Солнца можно считать известной, то отсюда оказывается возможным определить температуру обращющего слоя звезды. Оказалось, что эмпирическая кривая близка к прямой линии, и отсюда довольно уверенно можно получить температуру для горячих звезд. Для холодных же звезд отклонения от прямой линии довольно значительны. Так например, для звезд α Ориона и α Скорпиона вместо линейной формулы (3.60) получается для линий железа соотношение

$$\lg \frac{N_k}{N_{k\odot}} = C - 1,05 \varepsilon_k + 0,087 \varepsilon_k^2, \quad (3.61)$$

когда ε_k выражено в вольтах. Коэффициент 1,05 приводит для этих звезд к температуре около 2600° К. Следующий член, однако, показывает, что в высоких возбужденных состояниях в атмосфере звезды имеется относительно большее число атомов, чем следует согласно формуле Больцманна. Правда, этот вывод сделан в предположении, что на самом Солнце, с которым производится сравнение, царит Больцманново распределение. Конечно, можно было бы допустить, что, наоборот, на Солнце имеется недостаток атомов в высоких возбужденных состояниях по сравнению с формулой Больцманна и этим пытаться объяснить эмпирическую формулу (61). Однако другие данные указывают на то, что на Солнце отклонение от формулы Больцманна

¹ Astrophysical Journal 68, 279, 1928.

налицо именно в сторону избытка числа атомов в состояниях с большой энергией. Об этом говорит хотя бы тот факт, что число атомов водорода во втором квантовом состоянии над 1 см^2 фотосферы, согласно исследованиям Унзоляда, равно $5 \cdot 10^{15}$, откуда по формуле Больцманна следует, что число атомов водорода в нормальном состоянии над 1 см^2 фотосферы больше 10^{24} и давление на нижней границе обращаемого слоя должно достигать одной десятой атмосферы. Но это невозможно, ибо при таком давлении столкновения столь часты, что поглощаемая атомами внутри линии энергия благодаря ударам возбужденных атомов об атомы водорода почти целиком обращалась бы в тепловую, и эти слои не принадлежали бы к обращаемому слою, поскольку последний, по определению, является причиной образования линий поглощения.

Приходится поэтому считать, что число водородных атомов в нормальном состоянии не так велико и что имеется избыток возбужденных атомов по сравнению с формулой Больцманна. Поэтому появление квадратичного члена в формуле (3.61) не только нельзя объяснить недостатком на Солнце атомов в высоких квантовых состояниях, но даже при отсутствии этого члена можно было бы считать, что имеется избыток атомов в высших состояниях в атмосферах холодных звезд (так как сравнение произведено с Солнцем, где этот избыток налицо). Наличие квадратичного члена показывает, что этот избыток гораздо больше, чем на Солнце, и что чем холоднее звезда, тем большее отклонения от формулы Больцманна она показывает (поскольку такой же член появляется для других холодных звезд). Это явление носит название феномена Адамса-Рессела. Его выражение мы находим между прочим и в том обстоятельстве, что если по эквивалентной ширине бальмеровских линий определим число атомов водорода во втором квантовом состоянии над 1 см^2 поверхности звезды типа *K* или *M*, а отсюда по формуле Больцманна перейдем к числу атомов водорода в нормальном состоянии, то получим нижнюю границу для давления у основания обращаемого слоя, измеряемую сотнями и тысячами атмосфер, что является уже абсурдом.

Так как распределение атомов по возбужденным состояниям регулируется в звездных атмосферах почти исключительно излучением, то причина отклонения этого распределения от больцманновского должна заключаться в отклонениях спектрального состава излучения звезды от излучения черного тела. Для того чтобы был излишек атомов в возбужденных состояниях, надо, чтобы в высоких частотах излучение было бы больше, чем это следует по кривой Планка, и при этом относительное отклонение от планковского распределения должно расти в сторону больших частот.

В главе о фотосферах звезд указывалось, что теоретическое распределение энергии по спектру Солнца, согласно формуле (2.22), отличается как раз той особенностью, что оно тем больше отклоняется от планковского распределения при температуре

в 6000°, чем более высокие частоты мы будем рассматривать. Так, вычисление показывает, что интенсивность, вычисленная по формуле (2.22), превосходит в тысячу раз интенсивность планковского излучения в той длине волны ($\lambda = 918 \text{ \AA}$), которая соответствует переходу водорода из основного состояния в ионизованное. Поэтому и возбуждение водородных атомов должно быть аномальным. Однако, поскольку формула (2.22) была выведена при совершенно произвольном допущении о независимости коэффициента непрерывного поглощения от длины волны и поскольку распределение энергии в отдаленных от максимума частях спектра может сильно зависеть от характера связи коэффициента поглощения с длиной волны, нельзя быть уверенным, что упомянутая формула дает правильное объяснение явлению Адамса-Рессела.

11. Центральные интенсивности линий поглощения. Выше уже упоминалось, что построенная элементарная теория дает центральные интенсивности достаточно интенсивных спектральных линий, близкие к нулю (во всяком случае меньшие, чем 0,01 доля интенсивности непрерывного спектра). Между тем наблюдения показывают, что центральные интенсивности заметно отличны от нуля и притом даже в случае резонансных линий различных атомов.

В таблице 6 для примера приведены центральные интенсивности ряда резонансных линий для центра солнечного диска.

Таблица 6

Элемент	Линия	λ	χ	r_{r_0}	Автор
Na	$1^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2, 3/2}$	5890 5896	5,12	0,25 0,3	Ун- зольд
Al	$2^2P_{1/2, 3/2} - 2^2S_{1/2}$	3944 3962	5,96	0,15 0,11	
Ca	$1^1S_0 - 2^1P_1$	4227	6,08	0,03	
Mg	$2^3P_{0, 1, 2} - 1^3S_1$	5167 5173	7,61	0,23 0,22	Текерей
		5184		0,19	
Ca ⁺	$1^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2, 3/2}$	3934 3968	11,8	0,08 0,08	Плак- скет
Sr ⁺	$1^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2, 3/2}$	4078 4216	11,0	0,2 0,3	

Мы видим, что центральные интенсивности резонансных линий поглощения еще значительны. Для нерезонансных же линий они достигают вообще еще больших значений.

Теоретическое значение центральной интенсивности получается близким к нулю по той причине, что вероятность рассеяния светового кванта в центральной частоте очень велика; что же касается до вероятности истинного излучения в этой частоте (она дается величиной $\alpha_r B_r$), то она такая же, как и для

других частей линий, и в результате можем ожидать зарождения столь большого количества квантов рассматриваемой частоты, чтобы происходила компенсация производимого рассеянием ослабления фотосферы. Поэтому возникает вопрос, не могут ли, кроме истинного излучения (и истинного поглощения), постоянного внутри линии, происходить селективное истинное излучение и поглощение. При этом напомним, что под истинным поглощением подразумевается процесс превращения энергии светового кванта в тепловую энергию, а под истинным излучением — обратный процесс. Такие процессы селективного истинного излучения и поглощения, действительно, могут происходить. Так например, световой квант в частоте спектральной линии может быть поглощен атомом. Возбужденный атом может столкнуться с какой-либо посторонней частицей, и энергия возбуждения, т. е. энергия поглощенного кванта, может превратиться в энергию поступательного движения столкнувшихся частиц (столкновения второго рода или сверхэластические столкновения). Иными словами, энергия светового кванта превратится в энергию теплового движения. Возможны и обратные процессы (неэластические столкновения), приводящие к истинному излучению. Очевидно, что и те и другие процессы являются селективными, потому что связаны с поглощением и излучением определенной линии. При термодинамическом равновесии оба типа процессов взаимно компенсируются. Во внешних же слоях обрабатываемого слоя интенсивность в линии мала (по сравнению с законом Планка), поэтому количество энергии, подвергающейся истинному поглощению, меньше, чем в случае термодинамического равновесия. Что же касается до истинного излучения, то оно будет совершаться приблизительно столь же часто, как и при термодинамическом равновесии. Поэтому будет перевес излучения над поглощением. Будут создаваться световые кванты в частоте линии, что должно увеличить остаточную интенсивность в центре линии.

Некоторые авторы поэтому выдвинули гипотезу о том, что столкновения и являются причиной остаточных интенсивностей центральных линий. Однако, если даже считать, что в нижних слоях обрабатываемого слоя столкновения играют еще некоторую роль, все же в достаточно высоких слоях они уже не должны играть никакой роли, и эти высокие слои должны были бы опять свести к нулю центральные интенсивности.

Но Стрёмгрэн (В. Strömngren) указал¹⁾, что существует причина, которая также приводит к истинному селективному поглощению и не зависит от плотности материи.

Именно, пусть поглощение светового кванта привело к возбуждению атома. Возбужденный атом в результате поглощения некоторого другого кванта может быть ионизован. Тем самым энергия светового кванта превращается в скрытую теплоту ионизации. Возможны и обратные процессы, когда свободный электрон рекомбинируется с ионизованным атомом и в резуль-

¹⁾ Zeitschrift für Astrophysik, 10, 237, 1935.

тате получается нейтральный атом в возбужденном состоянии, а потом этот возбужденный атом переходит в нормальное состояние. Если нормальное состояние обозначать цифрой 1, возбужденное состояние — цифрой 2, а ионизованное 3, то мы будем иметь процессы типов $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ и $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. В термодинамическом равновесии оба типа процессов взаимно компенсируются. Во внешних же слоях обращаемого слоя интенсивность излучения в линии мала, поэтому переходы типа $1 \rightarrow 2$, а тем самым $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$, происходят реже, чем при термодинамическом равновесии. На процессы же типа $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ интенсивность в частоте спектральной линии почти не влияет. Каждый процесс типа $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ приводит к созданию кванта в частоте линии.

Преобладание этих процессов должно увеличить центральную интенсивность линии поглощения¹⁾.

Математический учет селективного истинного поглощения может быть произведен следующим образом. В единице объема в результате перехода атомов из первого состояния во второе всего поглощается энергии частоты ν :

$$\sigma_{\nu} \int I_{\nu} d\omega.$$

Из этой энергии только часть рассеивается во все стороны. Обозначим эту часть через $(1 - \varepsilon)$. Таким образом единица объема рассеивает энергию, равную

$$(1 - \varepsilon) \sigma_{\nu} \int I_{\nu} d\omega.$$

Энергия же $\varepsilon \sigma_{\nu} \int I_{\nu} d\omega$ подвергается истинному поглощению вследствие того, что возбужденные атомы ионизируются.

Для вычисления истинного излучения в единице объема мы воспользуемся тем, что при термодинамическом равновесии истинное излучение равно истинному поглощению в рассматриваемой частоте. Так как интенсивность излучения при термодинамическом равновесии равна планковской функции $B_{\nu}(T)$, то количество истинного излучения равно

$$4\pi \varepsilon \sigma_{\nu} B_{\nu}(T).$$

Полное количество энергии, испускаемое в единицу времени единицей объема в единице телесного угла, поэтому равно

$$(1 - \varepsilon) \sigma_{\nu} \frac{1}{4\pi} \int I_{\nu} d\omega + \varepsilon \sigma_{\nu} B_{\nu}(T) + \alpha_{\nu} B_{\nu}(T), \quad (3.62)$$

¹⁾ Может возникнуть вопрос, откуда берутся атомы в ионизованном состоянии (а только они могут идти по пути $3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$), когда процессы $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$ происходят столь редко? Ответ на этот вопрос заключается в том, что происходят процессы непосредственной ионизации из основного состояния типа $1 \rightarrow 3$. Эти процессы обусловлены интенсивностью непрерывного спектра и в верхних слоях обращаемого слоя происходят примерно с той же частотой, что и в нижних. Таким образом в верхних слоях обращаемого слоя атомы преимущественно совершают циклические процессы типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

где первый член соответствует рассеянию, второй селективному истинному излучению и третий непрерывному истинному излучению. Уравнение переноса в рассматриваемом случае может быть написано в виде

$$\cos \theta \frac{dI_\nu}{dz} = -(\alpha_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + (1 - \varepsilon) \sigma_\nu \int I_\nu d\omega + \varepsilon \sigma_\nu B_\nu(T) + \alpha_\nu B_\nu(T). \quad (63)$$

Величина ε представляет собой вероятность того, что атом, находящийся в возбужденном состоянии 2, будет ионизован, а не перейдет обратно в состояние 1. Эта вероятность для данного состояния и атома зависит исключительно от средней интенсивности излучения, производящего ионизацию 2 → 3. Ионизация из состояния 2 производится частотами непрерывного спектра. Мы можем принять, что интенсивность непрерывного спектра в обращающем слое мало меняется, и потому ε остается постоянной вдоль слоя. В том же самом приближении мы можем для простоты принять $B_\nu(T)$ постоянным и равным $B_\nu(T_0)$, где T_0 — температура внешней границы звезды. Кроме того, допустим, что $\frac{\sigma_\nu}{\alpha_\nu}$ не меняется с глубиной в обращающем слое.

Решение уравнения (3.9) в эддингтоновском приближении может быть без труда проведено так же, как мы это сделали раньше для случая $\varepsilon = 0$. Решение для центральных частей линии будет иметь вид:

$$r_\nu = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{\lambda_\nu}}{1 + \frac{2}{3} \sqrt{\lambda_\nu}},$$

где

$$\lambda_\nu = 3 \frac{\alpha_\nu + \varepsilon \sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}.$$

В центре спектральной линии σ_ν и даже $\varepsilon \sigma_\nu$ очень велико по сравнению с α_ν . Поэтому практически λ равно 3ε и

$$r_{\nu_0} = \frac{2}{3} \sqrt{3\varepsilon},$$

так как ε мало.

Таким образом центральная интенсивность линии поглощения при этих условиях целиком определяется значением коэффициента ε . При этом даже малые значения ε приводят к заметным значениям для r_{ν_0} . Так например, если $\varepsilon = 0,001$, все же $r_{\nu_0} = 0,04$.

Вычислим теперь выражение ε через атомные коэффициенты вероятностей перехода. Пусть n_2 — число атомов, находящихся в единице объема в возбужденном состоянии. Тогда $A_{2 \rightarrow 1} n_2 dt$ будет число атомов, совершающих спонтанный переход 2 → 1 за время dt . С другой стороны, число ионизаций из второго состояния за то же время будет равно $C n_2 dt$, где C — некото-

рый коэффициент, зависящий от интенсивности ионизирующего излучения. Вероятность того, что данный атом из состояния 2 перейдет в ионизованное, будет равна

$$\varepsilon = \frac{C}{A_{2 \rightarrow 1} + C}. \quad (3.64)$$

Хотя фотоионизация из состояния 2 совершается в довольно широком интервале частот, мы все же можем считать, что вероятность фотоионизации определяется плотностью излучения в некоторой эффективной частоте ν_{23} и написать:

$$C = B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{\nu_{23}}, \quad (3.65)$$

где $B_{2 \rightarrow 3}$ — эйнштейновский коэффициент вероятности перехода, соответствующий фотоионизации из состояния 2, а $\varrho_{\nu_{23}}$ — плотность излучения в соответствующей частоте. Вводя, кроме того, известное соотношение между эйнштейновскими коэффициентами

$$A_{2 \rightarrow 1} = \frac{g_1}{g_2} \sigma_{12} B_{1 \rightarrow 2},$$

где

$$\sigma_{12} = \frac{8\pi h \nu_{12}^3}{c^3},$$

мы получим теперь вместо (3.64)

$$\varepsilon = \frac{B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{\nu_{23}}}{\frac{g_1}{g_2} \sigma_{12} B_{1 \rightarrow 2} + B_{2 \rightarrow 3} \varrho_{\nu_{23}}}.$$

Для выяснения порядка величины ε положим $B_{1 \rightarrow 2} = B_{2 \rightarrow 3}$ (они на самом деле одинакового порядка), далее $g_1 = g_2$ (обе величины всегда порядка единицы) и, наконец, $\nu_{23} = \nu_{12}$. Тогда

$$\varepsilon = \frac{\varrho_{\nu_{23}}}{\sigma_{\nu_{23}} + \varrho_{\nu_{23}}},$$

и так как

$$\varrho_{\nu_{23}} = \frac{\sigma_{\nu_{23}}}{e \frac{h\nu_{23}}{kT} - 1},$$

то

$$\varepsilon = e \frac{h\nu_{23}}{kT}.$$

Если, например, энергия ионизации $h\nu_{23}$ (как у Na) равна 3 V, то это дает при температуре Солнца $\varepsilon = \frac{1}{400}$ и $r_{\nu_0} = 0,05$. Для Ca⁺ мы получаем значительно меньшую цифру. Однако, Стрёмгрен думает, что частично расхождение может быть объяснено тем, что интенсивность ультрафиолетового излучения в высоких частотах значительно превосходит планковскую и, следовательно, вероятность фотоионизации больше той, которая вычисляется

по формуле Планка. Действительно, это должно привести к сильному увеличению остаточной интенсивности в центре линии, как это будет показано в следующем параграфе.

Однако, нельзя считать, что мы в настоящее время имеем вполне удовлетворительное объяснение наблюдаемых центральных интенсивностей. В этом направлении необходимы дальнейшие теоретические изыскания.

12. Аномальное возбуждение и проблема центральных интенсивностей. Интерпретация спектрогелиограмм. Рассмотрим случай, когда имеет место селективное истинное поглощение (вызываемое фотоионизацией) при том условии, что интенсивность излучения, вызывающего ионизацию атомов, находящихся в основном состоянии, отличается по какой-либо причине от интенсивности черного излучения на некоторый множитель Q . В этом случае циклических переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ будет в Q раз больше, чем при термодинамическом равновесии. Поэтому количество энергии ультрафиолетового излучения частоты $1 \rightarrow 3$, переходящего в частоту $1 \rightarrow 2$, будет тоже в Q раз больше, чем при термодинамическом равновесии. Следовательно, количество энергии в частоте ν , излучаемой единицей объема в единицу времени в единице телесного угла, в результате таких циклических процессов будет равно

$$Q\varepsilon\sigma_\nu B_\nu(T).$$

В силу этого уравнение переноса примет уже следующий вид:

$$\begin{aligned} \cos\theta \frac{dI_\nu}{dz} = & -(\alpha_\nu + \sigma_\nu) I_\nu + \\ & + (1 - \varepsilon)\sigma_\nu \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} + Q\varepsilon\sigma_\nu B_\nu(T_0) + \alpha_\nu B_\nu(T_0) \end{aligned}$$

вместо (3.63). Разделим это уравнение на $\sigma_\nu + \alpha_\nu$, введем оптическую глубину

$$\tau_\nu = \int_z^\infty \alpha_\nu dz$$

и, умножив уравнение (3.64) на $d\omega$, проинтегрируем по всем $d\omega$, разделив результат на 4π . В результате получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \frac{dH}{d\tau_\nu} = & \frac{\alpha_\nu + \varepsilon\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \int I_\nu \frac{d\omega}{4\pi} - Q\varepsilon \frac{\sigma_\nu}{\sigma_\nu + \alpha_\nu} B_\nu(T_0) - \\ & - \frac{\alpha_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} \alpha_\nu B_\nu(T_0). \end{aligned} \quad (3.65)$$

С другой стороны, умножая (3.64) на $\cos\theta d\omega$ и интегрируя, получим:

$$\frac{d}{d\tau_\nu} \int I_\nu \cos^2\theta d\omega = H_{\nu,} \quad (3.66)$$

Так как среднее значение $\overline{\cos^2 \theta} = \frac{1}{3}$, то, вынося это среднее значение за знак интеграла, получим:

$$\frac{dJ_\nu}{d\tau_\nu} = \frac{3H_\nu}{4\pi}, \quad (3.67)$$

где

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\omega.$$

Дифференцируя (3.67) по τ_ν и сопоставляя с (3.65), находим

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 J_\nu}{d\tau_\nu^2} = \frac{\alpha_\nu + \varepsilon\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} J_\nu - \frac{\alpha_\nu + Q\varepsilon\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu} B_\nu. \quad (3.68)$$

Обозначим для простоты

$$\lambda^2 = 3 \frac{\alpha_\nu + \varepsilon\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \sigma_\nu}; \quad \mu = \frac{\alpha_\nu + Q\varepsilon\sigma_\nu}{\alpha_\nu + \varepsilon\sigma_\nu}. \quad (3.69)$$

Тогда (3.68) переписется в виде

$$\frac{d^2 J_\nu}{d\tau_\nu^2} = \lambda^2 (J_\nu - \mu B_\nu). \quad (3.70)$$

Примем, что B_ν постоянна, т. е. пренебрежем изменением температуры в обрабатываемом слое; тогда решение (3.70) представится в виде:

$$J_\nu = \mu B_\nu + C e^{-\lambda\tau_\nu}, \quad (3.71)$$

где C — постоянная. Коэффициент при $e^{-\lambda\tau_\nu}$, разумеется, равен нулю, поэтому этот член отсутствует.

Из предельного условия:

$$H_\nu(0) = 2\pi J_\nu(0)$$

находим:

$$C = - \frac{\mu B_\nu}{1 + \frac{2}{3} \lambda}. \quad (3.72)$$

С другой стороны, для потока энергии мы имеем из (3.67) и (3.71):

$$H_\nu = - \frac{4\pi}{3} C \lambda e^{-\lambda\tau_\nu}. \quad (3.73)$$

Подставляя сюда вместо C его значение из (3.72), находим для внешней границы ($\tau_\nu = 0$) выходящий поток:

$$H_\nu(0) = \mu B_\nu \frac{\frac{4\pi}{3} \lambda}{1 + \frac{2}{3} \lambda}. \quad (3.74)$$

Не трудно далее увидеть, что рядом с линией поглощения в непрерывном спектре ($\lambda=1$) мы имеем:

$$H_{\nu_1} = 2\pi B_{\nu}, \quad (3.75)^1$$

откуда, путем деления (3.74) на (3.75), получим:

$$\frac{H_{\nu}}{H_{\nu_1}} = \mu \frac{\frac{2}{3} \lambda}{1 + \frac{2}{3} \lambda}, \quad (3.76)$$

или, внося сюда (3.69) для относительной интенсивности внутри линии, находим:

$$r_{\nu} = \frac{1 + \varepsilon \eta_{\nu} Q}{1 + \varepsilon \eta_{\nu}} \frac{\frac{2}{3} \lambda}{1 + \frac{2}{3} \lambda}, \quad (3.77)$$

где

$$\eta_{\nu} = \frac{\sigma_{\nu}}{a_{\nu}}.$$

В центральных частях спектральной линии η_{ν} очень велико по сравнению с $1/\varepsilon$. Кроме того $Q > 1$. Поэтому приближенно можно написать

$$r_{\nu} = Q \frac{\frac{2}{3} \lambda}{1 + \frac{2}{3} \lambda}. \quad (3.78)$$

В предыдущем параграфе мы видели, что в самом центре линии

$$\lambda = \sqrt{3\varepsilon},$$

поэтому для самого центра линии можно написать:

$$r_{\nu_0} \approx \frac{2}{3} \sqrt{3} \sqrt{\varepsilon} Q. \quad (3.79)$$

Сравнивая с результатом предыдущего параграфа, мы видим, что центральная интенсивность при уклонении ультрафиолетового излучения звезды от планковской формулы оказывается в Q раз больше, чем при отсутствии такого уклонения.

Формула (3.77) была получена Стрёмгреном в 1935 г. для объяснения центральных интенсивностей фраунгоферовых линий. Однако он не заметил, что при достаточно большом значении величины Q в центре линии поглощения должна находиться эмиссионная линия.

¹⁾ На самом деле $\overline{H_{\nu}(0)} = \pi B_{\nu}(T_{\text{eff}})$. Но приближенно можно положить:

$$B_{\nu}(T_{\text{eff}}) = 2 B_{\nu}(T_0).$$

В самом деле, по мере приближения от крыльев линии поглощения к ее центру отношение $\eta_\nu = \frac{\sigma_\nu}{a_\nu}$ растет.

Не трудно видеть, что при небольших значениях η_ν , удовлетворяющих условию

$$1 \ll \eta \ll \frac{1}{Q\varepsilon} < \frac{1}{\varepsilon},$$

мы будем иметь:

$$\lambda = \sqrt[3]{3} \sqrt[3]{\frac{1 + \varepsilon\eta}{1 + \eta}} \approx \frac{\sqrt[3]{3}}{\sqrt[3]{\eta}}.$$

Поэтому, согласно (3.23), в этом случае

$$r_\nu = \frac{\frac{2}{3} \sqrt[3]{3}}{\sqrt[3]{\eta_\nu} + \frac{2}{3} \sqrt[3]{3}}.$$

В этом участке, где коэффициент рассеяния не очень велик, контур линии будет вести себя нормально, т. е. интенсивность будет убывать по мере возрастания η_ν , но если η_ν велико по сравнению с единицей, то при приближении к центру линии мы попадем в такой интервал значений η_ν , который характеризуется выполнением условия:

$$\frac{1}{Q\varepsilon} \ll \eta_\nu \ll \frac{1}{\varepsilon};$$

при этом условии мы получаем:

$$r_\nu = \varepsilon\eta_\nu Q \frac{\frac{2}{3} \sqrt[3]{3}}{\sqrt[3]{\eta_\nu} + \frac{2}{3} \sqrt[3]{3}},$$

и мы видим, что r_ν возрастает по мере возрастания η_ν , т. е. по мере приближения к центру линии. Можно показать, что это возрастание будет продолжаться (хотя и весьма замедленно) до центра линии; в центре линии будет максимум; схематический контур линии можно будет представить латинской буквой *W*.

Сказанное имеет непосредственное отношение к Солнцу, где в некоторых частях диска имеется такой максимум интенсивностей близ центра спектральных линий Call.

При спектрогелиографических наблюдениях тот участок контура линий *H* и *K*, в котором происходит убывание интенсивности по мере приближения к центру, называется H_1 и K_1 . Тот же участок, где происходит возрастание интенсивности, носит соответственно название H_2 и K_2 . Правда, полученная нами формула не объясняет наличия весьма узкого минимума в центре этих линий, обозначаемого обычно буквами H_3 и K_3 . Однако весьма вероятно, что полученное объяснение наличия

ярких компонент H_2 и K_2 правильно; компоненты же H_3 и K_3 обусловлены вероятно какими-то дополнительными условиями в самых верхних слоях солнечной атмосферы. С рассматриваемой точки зрения получается следующая интерпретация спектрогелиограмм.

В тех областях, где H_2 и K_2 ярки, т. е. во флюкулах, соответствующих этим компонентам, величина Q велика, т. е. светлый флюкул представляет собою ту область солнечного диска в которой ионизирующее ионы Ca^+ излучение, относительно сильнее отклоняется от формулы Планка.

Однако возможно, что какая-либо другая причина может производить такое же действие, т. е. вызывать селективное истинное излучение, измеряемое членом $Q_{\text{ес,п}}(T)$, и тем самым давать флюкулы на спектрогелиограммах в линиях H и K .

IV. ИОНИЗАЦИЯ В ЗВЕЗДНЫХ АТМОСФЕРАХ

1. Проблема истолкования спектральных классов. В предыдущей главе мы видели, что интенсивность линии поглощения, т. е. ее эквивалентная ширина, зависит от числа поглощающих атомов на 1 см^2 фотосферы. Поэтому совокупность спектральных линий и их интенсивностей в конечном счете определяет химический состав звездной атмосферы. Но известно, что разные спектральные типы звезд показывают спектральные линии, принадлежащие к разным элементам. Однако это не означает различия в химическом составе звездных атмосфер, ибо каждая линия поглощается лишь атомами соответствующего элемента, находящегося в некоторой определенной стадии ионизации и возбуждения. Наличие или отсутствие соответствующей линии говорит лишь о достаточном или недостаточном числе атомов в этом состоянии ионизации и возбуждения. Наши средства позволяют исследовать лишь сравнительно узкий диапазон длин волн в звездных спектрах, и не всегда спектральные линии, поглощаемые состоянием атома, наиболее часто встречающимся в атмосфере исследуемой звезды, попадают в доступный нам интервал длин волн. Сравнительная же частота того или иного состояния возбуждения и ионизации зависит от температуры и давления в тех слоях, которые находятся над фотосферой. В свою очередь, среднее давление над фотосферой зависит от ускорения силы тяжести. Поэтому, в конечном счете, характер спектра зависит от температуры и силы тяжести на поверхности звезды. В свою очередь, по спектру должно быть принципиально возможно определить значение обоих параметров, если химический состав всех звездных атмосфер одинаков. Весьма существенно, однако, что возбуждение и ионизация гораздо чувствительнее к изменению температуры, чем к изменению силы тяжести. В частности, распределение по возбужденным состояниям атомов, находящихся в данной стадии ионизации, целиком определяясь формулой Больцманна, зависит только от температуры и не зависит от давления. В силу этого, в первом