

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 $Q_{\text{ср}, \nu}(T)$, 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

приближении, характер спектра зависит только от одного параметра — температуры, влияние же величины ускорения силы тяжести может быть обнаружено лишь при более тщательном исследовании. Действительно, применяющаяся в настоящее время гарвардская классификация спектров, описывающая в первом приближении все разнообразие спектров, является линейной классификацией, т. е. классификацией, зависящей от одного параметра. За такой параметр может быть, в частности, принята цветовая температура звезды, если она может быть определена достаточно точно.

Правда, в области холодных звезд, начиная от типа G , происходит разветвление последовательности спектральных классов на три ветви: 1) $K-M$, 2) $R-N$ и 3) S . Но это разветвление повидимому связано уже с различием химического состава атмосфер этих звезд. Если отвлечься от этого, то спектральная классификация на остальном протяжении является линейной. Более тонкий анализ спектров указывает на то, что звезды с одинаковой температурой, но различной абсолютной величиной имеют некоторые различия в своих спектрах. Это влияние абсолютной величины на спектр объясняется изменением ускорения силы тяжести, от которого при данной температуре зависит абсолютная величина (через посредство соотношения между массой и абсолютной яркостью). Эта зависимость спектра от абсолютной величины, как от второго параметра, и лежит в основе разработанного Адамсом и Кольшуттером метода определения спектроскопических параллаксов, имеющего огромное практическое значение.

В последние годы все более чувствовалось, что одномерная эмпирическая классификация — гарвардская — является уже недостаточной при решении многих вопросов. Поэтому Морган (*W. W. Morgan*) выступил в 1937 г. с предложением двумерной эмпирической классификации¹⁾, когда спектр звезды характеризуется заданием двух координат (или точки на плоскости). За первую координату он принимает гарвардский тип, весьма чувствительный к изменениям температуры. За вторую он принимает специальный индекс, весьма чувствительный к изменению абсолютной величины (ходя и не совсем свободный от влияния температуры). Первой задачей наблюдателя является приписать каждой звезде эти две координаты x и y .

Вторая задача заключается в выяснении характера зависимости

$$x = f_1(T, g); \quad y = f_2(T, g)$$

и нахождение по данным x и y величин T и g .

2. Элементарная теория ионизации. Рассмотрим сперва качественно зависимость спектра звезды от температуры, считая парциальное давление свободных электронов постоянным.

При низких температурах все атомы всех элементов, если отвлечься от возможности химических соединений, должны на-

¹⁾ *W. W. Morgan, Astrophysical Journal, 85, 1937.*

ходиться в нормальном и нейтральном состояниях. По мере повышения температуры все большая доля атомов переходит в возбужденные и ионизованные состояния. Все меньшее число атомов остается нейтральным и в нормальном состоянии. Поэтому главные серии нейтральных атомов должны неизменно убывать в интенсивности по мере повышения температуры. При понижении температуры интенсивности линий этих серий должны все возрастать. Наглядным примером этого является линия λ 4227 нейтрального кальция, являющаяся резонансной линией этого атома. Она достигает огромной эквивалентной ширины в поздних подразделениях типа *M*. Эквивалентная ширина, возрастая монотонно по мере понижения температуры, никогда у этих линий не достигает максимума.

Рассмотрим теперь субординатные серии какого-либо нейтрального атома, т. е. серии, поглощаемые атомами, находящимися в возбужденных состояниях. При низких температурах относительное число атомов в возбужденном нейтральном состоянии мало. При повышении температуры это число сначала растет. С дальнейшим повышением температуры значительный процент атомов ионизуется до тех пор, пока огромное большинство атомов не окажется в ионизованном состоянии. При этих температурах число атомов в возбужденных состояниях нейтрального атома уже убывает по мере повышения температуры. При некоторой температуре будут максимум числа атомов в возбужденном состоянии и максимальная эквивалентная ширина линии поглощения. Поэтому и в последовательности гарвардских классов от *M* до *A* в некотором классе мы будем иметь максимальную интенсивность рассматриваемой линии поглощения. Чем выше потенциал возбуждения данного состояния, тем выше та температура, при которой достигается этот максимум.

То же самое можно сказать про линии субординатных серий любого иона. Что же касается до спектральной серии, поглощаемой основным состоянием некоторого иона, то эта серия тоже должна давать максимум, ибо при низких температурах ионизованных атомов в нормальном состоянии мало, так как почти все атомы находятся в нейтральном состоянии. При повышении температуры число ионов в нормальном состоянии сперва растет. Но при дальнейшем повышении температуры это число, начиная с некоторого момента, начнет убывать, ибо начнутся переходы в возбужденные состояния иона, вторичная ионизация и т. д.

Мы приходим к выводу, что для любых линий поглощения, за исключением принадлежащих к главной серии нейтрального атома, мы должны в последовательности спектральных классов иметь в некоторой точке максимум. Только лишь в тех случаях, когда мы рассматриваем линии ионов очень высоких стадий ионизации, максимум может не наблюдаться, ибо он соответствует температуре более высокой, чем температура наиболее горячих звезд с линиями поглощения (тип *O*, $T = 30\,000^\circ$).

С другой стороны надо отметить, что при достаточно низкой температуре нейтральные атомы вступают в химические соединения. Поэтому число нейтральных атомов в нормальном состоянии, начиная с некоторого значения температуры, должно убывать при переходе к более низким температурам. Соответствующий максимум линий поглощения главной серии нейтрального атома наступает, однако, обычно при столь низких температурах, что его практически трудно наблюдать.

Вопрос о температурах, при которых наступает максимум той или иной линии поглощения, был рассмотрен Фаулером (R. H. Fowler) и Милном¹⁾. Ниже мы дадим их теорию в несколько измененном виде.

а) *Максимумы дуговых линий.* Обозначим через n_0 и n_1 концентрацию нейтральных и однажды ионизованных атомов рассматриваемого элемента. Концентрацией n_2 дважды ионизованных атомов мы в данном случае можем пренебречь, ибо в противном случае дуговые линии были бы слабы. Пусть, далее, $n = n_0 + n_1$ будет суммарная концентрация атомов. Уравнение ионизационного равновесия может быть приближенно написано в виде²⁾:

$$\frac{n_1 n_e}{n_0} = f e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (4.1)$$

где n_e означает концентрацию свободных электронов, χ_0 — энергию ионизации, а f выражается формулой

$$f = \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3}, \quad (4.2)$$

где μ — масса электрона.

Обозначим далее через n_0^i концентрацию нейтральных атомов в i -том возбужденном состоянии, а через g_i — кратность этого состояния. Тогда

$$n_0^i = n_0 \frac{g_i}{g_0} e^{-\frac{\chi_i - \chi_0}{kT}}, \quad (4.3)$$

где χ_i — энергия ионизации с i -того состояния ($\chi_0 - \chi_i$ — энергия возбуждения).

Пользуясь (4.1), мы можем выразить n_0 через полное число атомов $n = n_0 + n_1$

$$n_0 = \frac{n}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}}. \quad (4.4)$$

¹⁾ Monthly Notices, **83**, 403, 1923, **84**, 499, 1924.

²⁾ С. Росселанд, *Астрофизика на основе теории атома*, ОНТИ, 1936, стр. 40

Подставляя это в (4.3), находим для n_0^i :

$$n_0^i = \frac{g_i}{g_0} \frac{ne^{\frac{x_i - x_0}{kT}}}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{x_0}{kT}}}. \quad (4.5)$$

Мы видели в предыдущей главе, что эквивалентная ширина линии зависит от отношения $\frac{n_0^i}{\alpha}$, где α — коэффициент непрерывного поглощения вблизи линии. Сделаем простейшее допущение о том, что объемный коэффициент поглощения пропорционален плотности:

$$\alpha = \kappa \rho, \quad (4.6)$$

где κ — коэффициент поглощения на единицу массы. Будем считать этот массовый коэффициент поглощения постоянным. При полной перемешанности всех элементов в атмосфере можно считать, что

$$m = q \rho, \quad (4.7)$$

где m — масса атома рассматриваемого элемента, а q — постоянная весовая доля атомов данного сорта среди всех атомов. Из (4.6) и (4.7) имеем:

$$\alpha = \frac{\kappa m}{q} n, \quad (4.8)$$

а деля (4.5) на (4.8), получаем:

$$\frac{n_0^i}{\alpha} = \frac{q}{\kappa m} \frac{g_i}{g_0} \frac{e^{\frac{x_i - x_0}{kT}}}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{x_0}{kT}}}. \quad (4.9)$$

В этом выражении n_e должно меняться с высотой в атмосфере. Поэтому $\frac{n_0^i}{\alpha}$ меняется также. Следовательно, эквивалентная ширина спектральной линии будет определяться каким-то средним значением n_e . Это среднее значение \bar{n}_e будет меняться вообще при переходе от одного спектрального класса к другому, являясь функцией температуры звезды. Закон этого изменения нам неизвестен. Так, Фаулер и Милн полагали, что можно считать парциальное электронное давление постоянным, и через него выражали \bar{n}_e :

$$\bar{n}_e = \frac{p_e}{kT}; \quad p_e = \text{const}. \quad (4.10)$$

Подставляя (4.10) в (4.9), мы видим, что, когда $x_0 - x_i$ отлично от нуля, отношение $\frac{n_0^i}{\alpha}$, а следовательно и эквивалентная ширина

спектральной линии сперва возрастают с увеличением температуры, а затем убывают. Дифференцирование (4.9) дает при условии (4.10) следующее условие максимума:

$$\frac{p_e}{\rho_e} = \frac{\chi_i + \frac{5}{2} kT}{\chi_0 - \chi_i} \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2} kT}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}. \quad (4.11)$$

В этом уравнении экспоненциальный множитель играет главную роль, ибо он весьма быстро меняется с температурой. Поэтому температура максимума примерно пропорциональна энергии ионизации χ_0 .

Наблюдения над спектрами дают возможность без точных фотометрических измерений заключить, в каком спектральном подразделении данная линия или серия достигает максимума. Температура этого подразделения может быть тогда получена из (4.11), если известно \bar{p}_e , принимаемое постоянным вдоль гарвардской последовательности. Это значение \bar{p}_e можно определить хотя бы из условия, что в том случае, когда в одном и том же подразделении две серии разных элементов достигают максимума, то температуры, получаемые из (4.11) по энергиям ионизации и возбуждения этих серий, должны быть равны. Можно также для этого воспользоваться известной цветовой температурой какой-либо звезды. Иными словами, применение формулы (4.11) не должно приводить к противоречиям. Зная p_e , мы можем определить температуру различных спектральных классов, ибо в каждом классе несколько серий достигает своего максимума. Фаулер и Милн приняли $p_e = 10^{-6} \text{ ат}$. В результате ими впервые была получена „ионизационная шкала“ звездных температур.

б) *Максимумы искровых линий.* Рассмотрим те искровые линии, которые поглощаются ионизованным атомом в нормальном состоянии. Практически мы можем наблюдать эти линии лишь в тех случаях, когда они лежат в доступной области спектра, для чего необходимо, чтобы ближайший возбужденный уровень имел достаточно малую энергию возбуждения. Между тем потенциал ионизации уже однажды ионизованного атома бывает сравнительно высок. Поэтому при повышении температуры нормальные ионы сначала переходят в возбужденное состояние и лишь потом в состояние второй ионизации. Убывание числа нормальных ионов после максимума в этих случаях начинается не столько вследствие вторичной ионизации, сколько вследствие возбуждения на ближайший уровень. Поэтому можно считать, что при температурах, близких к T_{max} , число n_2 дважды ионизованных атомов мало и его можно не учитывать. Тогда мы будем иметь:

$$n = n_0 + n_1 + n'_1, \quad (4.12)$$

где n'_1 — число возбужденных ионов в ближайшем возбужденном состоянии, а n_1 — число ионов в нормальном состоянии.

Для отношения $\frac{n'_1}{n_1}$ имеем:

$$\frac{n'_1}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}, \quad (4.13)$$

где ϵ — энергия возбуждения ближайшего возбужденного состояния иона.

Формулы (4.1) и (4.13), будучи подставлены в (4.12), дают:

$$n_1 = \frac{n}{1 + \frac{n_e}{f} e^{\frac{x_0}{kT}} + \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}}, \quad (4.14)$$

Пользуясь (4.8), найдем тогда:

$$\frac{n_1}{a} = \frac{q}{\pi m} \frac{1}{1 + \frac{\bar{n}_e}{f} e^{\frac{x_0}{kT}} + \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}}. \quad (4.15)$$

Для максимума этого выражения получаем условие:

$$\bar{n}_e = \frac{\epsilon_0}{x_0 + \frac{5}{2} kT} \frac{(2\pi\mu kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{x_0 + \epsilon}{kT}}. \quad (4.16)$$

При температуре, удовлетворяющей этому условию, линии, поглощаемые ионизованным атомом, находящимся в нормальном состоянии, будут иметь максимальную эквивалентную ширину. К числу таких линий в наблюдаемой части спектра относятся линии H и K ионизованного кальция, дублет λ 4078, 4216, принадлежащий Sr^+ и т. д.

Характерно, что вычисленная согласно формуле (4.15) кривая зависимости эквивалентной ширины от температуры имеет весьма плоский максимум. Это вполне соответствует наблюдениям, согласно которым максимумы линий поглощения, соответствующих нормальным состояниям ионизованного атома, всегда довольно плоски, и поэтому точку максимума определить точно на практике трудно. Так обстоит, например, дело с линиями H и K .

Совершенно таким же образом могут быть рассмотрены и другие случаи, например побочные серии ионизованного атома и т. д. Полученные формулы дают возможность определить температуру спектрального подразделения по линиям поглощения, которые достигают в этом подразделении максимума. Полученная в результате этого шкала носит название ионизационной шкалы звездных температур. Ионизационная шкала имеет большое практическое значение для горячих звезд, так как в этом случае цветовые температуры не могут быть определены точно, ибо начиная примерно с 20000° относительное распределение энергии в доступной части спектра практически

не отличается от распределения энергии у звезды с бесконечно высокой температурой, определяемого формулой Рэлея-Джинса

$$I(\lambda) = C\lambda^{-4} T.$$

с) *Ионизационная шкала звездных температур.* Подставляя в формулы типа (4.9) или (4.16) цветовую температуру для спектрального класса, в котором та или иная линия достигает максимума, мы можем получить \bar{n}_e , т. е. среднюю концентрацию электронов в обрабатываемом слое. Оказывается, что для целого ряда звезд получаются цифры порядка 10^{11} — 10^{12} см⁻³, т. е. в десятки миллионов раз меньше, чем концентрация молекул в земной атмосфере. Принимая у других звезд такую же концентрацию \bar{n}_e , мы можем обратно определять их температуры. Результаты, полученные по этому методу Фаулером и Милном, приводятся в таблице 7.

Таблица 7

Спектральный класс	Максимум линии	Ионизационная температура, °С
K_5	Na; $1^2P - m^2D$	3 900
K_5	Ca; $1^3P - m^3D$	4 270
K_5	Ca; $1^1P - m^3S$	4 420
G_5	Mg; $1^3P - m^3S$	5 250
G_5	Mg; $1^1P - m^1S$	5 440
$K_0 - K_5$	Ba II; $1^2S - m^2P$	5 450
$G_0 - K_0$	Sr II; $1^2S - m^2P$	5 970
G_0	Ca II; $1^2S - m^2P$	6 290
A_0	H; серия Бальмера	10 000
A_0	Mg II; $2^2D - m^3F$	10 220
B_2	He; $2^3P - m^3D$	16 100
B_2	C II; $2^2D - m^1F$	16 560
B_1	Si III; O II	19 000
$B_0 - O_9$	Si IV;	26 600
O_5	He II; 4686; серия Пикеринга	35 200

3. Эффект абсолютной величины. Его теория. Мы видели, что в выражениях (4.9) и (4.15), определяющих собою интенсивность линий, фигурирует средняя концентрация свободных электронов в атмосфере звезды. Эта средняя концентрация свободных электронов должна быть очень близка к концентрации электронов непосредственно над фотосферой, ибо главную роль в определении полной интенсивности линии поглощения (т. е. ее эквивалентной ширины) играют слои, непосредственно находящиеся над фотосферой, как наиболее богатые поглощающими атомами (вследствие большой плотности). В свою очередь, концентрация

свободных электронов у основания обращаемого слоя зависит при постоянной температуре от ускорения силы тяжести, т. е. в конечном счете от абсолютной величины. Зависимость выражений (4.9) и (4.16) от ускорения силы тяжести g при этом двоякая. Именно, кроме явной зависимости от \bar{n}_e , имеется еще зависимость через κ , ибо на самом деле коэффициент поглощения в непрерывном спектре κ зависит тоже от n_e . Для того чтобы выснить эту зависимость, мы должны несколько более конкретизировать условия в звездной атмосфере.

Допустим, что большинство атомов обращаемого слоя принадлежит элементу, у которого потенциал ионизации ниже, чем потенциал ионизации того элемента, линии которого мы рассматриваем. Раз речь идет об ионизации последнего элемента, то очевидно, что атомы элементов, составляющих большинство, должны быть уже почти целиком ионизованы. Поэтому свободные электроны будут составлять почти половину всех частиц, и можно написать

$$p_e = \frac{1}{2} p, \quad (4.17)$$

где p — полное газовое давление.

С другой стороны, на нижней границе обращаемого слоя, там, где начинается фотосфера, оптическая глубина в частотах непрерывного спектра достигает заметного значения (не превосходящего впрочем единицу). Это значение мы можем принять равным $\frac{1}{3}$. Значит для основания обращаемого слоя мы имеем:

$$\tau = \frac{1}{3} = \int_z^\infty \alpha dz = \int_z^\infty \kappa \rho dz, \quad (4.18)$$

и так как в статической атмосфере должно выполняться условие гидростатического равновесия:

$$dp = -g\rho dz, \quad (4.19)$$

то

$$\tau = \frac{1}{g} \int_0^p \kappa dp = \frac{2}{g} \int_0^{p_e} \kappa dp_e. \quad (4.20)$$

Чтобы вычислить этот интеграл, нужно знать зависимость массового коэффициента поглощения κ от физических условий. Теория коэффициента поглощения дает, что он может быть представлен в виде:

$$\kappa = \frac{\alpha x}{T^{11/2}} p_e, \quad (4.21)$$

где x — степень ионизации атома или иона, являющегося главным фактором в непрерывном поглощении. Мы предположили,

что атомы, составляющие большинство в атмосфере и тем самым ответственные за непрерывное поглощение, почти полностью ионизованы ($x=1$), и в то же самое время вторичная ионизация еще не началась. Поэтому

$$\kappa = \frac{a}{T^{11/2}} p_e. \quad (4.22)$$

Вводя (4.22) в (4.20), найдем:

$$\tau = \frac{a}{gT^{11/2}} p_e^2.$$

Но уже указывалось, что у основания обращаемого слоя $\tau = \frac{1}{3}$. Поэтому электронное давление у основания обращаемого слоя определяется формулой:

$$ap_e^2 = \frac{1}{3} gT^{11/2}, \quad (4.23)$$

а концентрация свободных электронов — выражением

$$n_e = a' g^{1/2} T^{7/4}; \quad p_e = a' k g^{1/2} T^{11/4}, \quad (4.24)$$

где

$$a' = \left(\frac{1}{3a}\right)^{1/2} k^{-1}.$$

Внося (4.24) в (4.22), находим следующее выражение для коэффициента поглощения на единицу массы у основания обращаемого слоя:

$$\kappa = \frac{aa'k}{T^{11/4}} g^{1/2} = \left(\frac{a}{3}\right)^{1/2} \frac{g^{1/2}}{T^{11/4}}. \quad (4.25)$$

Подставляя в (4.9) выражения для n_e и κ , получим теперь:

$$\frac{n_0^i}{a} = \frac{g_i}{g_0} \frac{q}{m} \left(\frac{3}{a}\right)^{1/2} \frac{T^{11/4}}{g^{1/2}} \frac{e^{\frac{x_i - x_0}{kT}}}{1 + \frac{f}{a' g^{1/2} T^{7/4}} e^{-\frac{x_0}{kT}}}. \quad (4.26)$$

Мы видим, что отношение $\frac{n_0^i}{a}$ убывает по мере возрастания g при постоянной температуре. Поскольку $\frac{n_0^i}{a}$ определяет эквивалентную ширину спектральной линии, мы можем сказать, что при рассмотренных условиях она растет при переходе от карликов к гигантам. То же самое относится и к линиям, поглощаемым нормальным состоянием нейтрального атома, так как отношение числа атомов в нормальном состоянии к числу возбужденных атомов определяется формулой Больцманна и зависит только от температуры.

Что касается до ионов в основном состоянии, то их число в единице объема определится формулой:

$$n_1 = \frac{n_0}{n_e} f e^{-\frac{x_0}{kT}}; \quad n_1 = \frac{q}{\alpha m} \frac{1}{n_e} \frac{f e^{-\frac{x_0}{kT}}}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{x_0}{kT}}} =$$

$$= 3 \frac{q}{m} \frac{kT}{g} \frac{f e^{-\frac{x_0}{kT}}}{1 + \frac{f}{\alpha' g^{3/2} T^{3/4}} e^{-\frac{x_0}{kT}}}.$$

Мы видим, что $\frac{n_1}{\alpha}$ растет при переходе от карликов к гигантам гораздо быстрее, чем $\frac{n_0}{\alpha}$ и $\frac{n_0^i}{\alpha}$. Следовательно линии, соответствующие иону, должны особенно быстро возрастать в эквивалентной ширине при переходе от карликов к гигантам. При данной температуре отношение $\frac{n_1}{n_0}$ у основания обраба-

щего слоя пропорционально $g^{-\frac{1}{2}}$. Иными словами, в звездах большой абсолютной величины линии ионов должны быть интенсивны по сравнению с дугowymi линиями. Этот вывод в качественном отношении подтверждается наблюдениями. Совершенно так же можно построить теорию эффекта абсолютной величины на линии атомов, потенциал ионизации которых близок к потенциалу ионизации большинства атомов, играющих роль в непрерывном поглощении и т. д.

Однако построенные таким образом количественные теории имеют один недостаток. Они вообще приводят к гораздо меньшим эффектам, чем те, которые наблюдаются в действительности.

Поэтому на этой стадии развития теории представляется более целесообразным перечислить еще основные эмпирически наблюдаемые эффекты абсолютной величины, т. е. наблюдаемые различия между спектрами гигантов и карликов.

4. Различия в спектрах гигантов и карликов. а) *Различия в эффективной температуре.* У звезд одного и того же спектрального класса эффективная температура оказывается тем меньше, чем больше абсолютная яркость звезды. Гиганты холоднее карликов того же типа. Соответствующие данные приведены в таблице 8, причем надо отметить, что за неимением прямых определений эффективных температур мы приводим спектрофотометрические (цветовые) температуры.

Эта разница качественно объясняется тем обстоятельством, что один и тот же спектральный тип соответствует одной и той же степени ионизации. Однако ионизация зависит от плотности свободных электронов и температуры. В атмосферах звезд гигантов концентрация свободных электронов меньше, и для

достижения определенной степени ионизации требуется более низкая температура.

Пусть n'_e и T' — электронная концентрация и температура для гиганта, а n''_e и T'' — те же величины для карлика. Если обе звезды принадлежат к одному и тому же спектральному типу, то ионизация в их обращающих слоях одинакова, т. е. $\frac{n_1}{n_e}$ одно и то же. Поэтому в силу (4.1)

$$\frac{f}{n'_e} e^{-\frac{x_0}{kT'}} = \frac{f}{n''_e} e^{-\frac{x_0}{kT''}}$$

или

$$\frac{n'_e}{n''_e} = e^{-\frac{x_0}{k} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T''} \right)}. \quad (4.27)$$

Росселанд в качестве примера применил эту формулу к линиям железа. Именно субординатные серии железа достигают своей максимальной интенсивности в классе K_2 , и мы можем считать, что степень ионизации железа в этом классе у гигантов и у карликов одинакова. В этом случае $T' = 4000^\circ$ и $T'' = 5000^\circ$, $x_0 = 1,3 \cdot 10^{-12}$ эргов, откуда получаем, согласно (4.27), что электронная концентрация в обращающем слое гиганта в тысячу раз меньше, чем в обращающем слое карлика.

Если, однако, применить теорию предыдущего параграфа, то, согласно формуле (4.24), мы получим, что для того чтобы отношение концентраций было так велико, отношение ускорений силы тяжести должно быть порядка миллиона. Действительное же отношение g у карлика и гиганта порядка одной тысячи, и разница эффективных температур должна была бы быть меньше наблюдаемой.

б) *Центральные интенсивности линий поглощения.* Остаточные интенсивности в центре линий поглощения, как правило, у гигантов меньше, чем у карликов, и линии сами обладают большей резкостью. Если стать на точку зрения изложенной в предыдущей главе теории Стрёмгрена о происхождении остаточных интенсивностей, то придется сделать вывод, что при подчинении распределения энергии в спектре закону Планка остаточная интенсивность должна быть только функцией температуры и больше у карликов, чем у гигантов. Однако, пока рано отсюда заключать о правильности теории, ибо наличие отклонений от закона Планка должно усложнить дело.

с) *Бальмеровская серия водорода.* Для поздних спектральных подразделений ($G-M$) бальмеровские линии усиливаются при переходе от карликов к гигантам, как это и должно быть по

Таблица 8

Спектры	Гиганты	Карлики
G_0	5 500°	6 000°
G_5	4 700	5 600
K_0	4 100	5 100
K_5	3 300	4 400
M_0	3 050	3 400

(4.26). У горячих же звезд (*A* и *B*) мы имеем обратное явление. В этом случае большая ширина бальмеровских линий у звезд малой абсолютной величины обуславливается по всей вероятности эффектом Штарка (последний, как указывалось в предыдущей главе, должен увеличивать эквивалентную ширину спектральной линии). Это подтверждается тем, что большая эквивалентная ширина этих линий у белых карликов сопровождается сильной размытостью линий. Число же поглощающих атомов над единицей поверхности фотосферы, вполне возможно, возрастает по мере перехода к звездам-гигантам.

С этой точки зрения особенно поучителен случай звезд типа *F*. У них абсолютная величина мало сказывается на эквивалентной ширине водородных линий, что, вероятно, означает компенсацию возрастания числа атомов убыванием эффекта Штарка при переходе от карликов к гигантам. Оказывается зато, что непрерывное поглощение за границей бальмеровской серии в этом типе у карликов незаметно, а у сверхгигантов достаточно чувствительно. Так как Штарк-эффект не оказывает существенного влияния на интенсивность поглощения за границей серии, то это есть прямое указание на возрастание числа поглощающих атомов при переходе от карликов к сверхгигантам.

д) *Гелий*. В спектрах звезд типа *B* ширина линий диффузной побочной серии гелия по Струве увеличивается при переходе к абсолютно слабым звездам. Вместе с тем появляется запрещенная линия гелия 4470 \AA , что можно интерпретировать как нарушение правила запрета под действием электрических полей окружающих ионов.

е) *Стронций*. Линии ионизованного стронция особенно чувствительны к изменению абсолютной величины у спектральных типов более поздних, чем F_5 . Поэтому эти линии ($\lambda 4077$ и 4215 \AA), по почину Адамса и Кольшюттера, используются для эмпирического определения абсолютной величины и определения спектроскопических параллаксов. Их интенсивность возрастает по мере возрастания абсолютной яркости.

ф) *Полозы* СН. Молекула СН в видимой части спектра дает полосу *G*, которая имеет наибольшую интенсивность в звездах умеренной абсолютной яркости и падает в интенсивности при переходе как к сверхгигантам, так и к карликам.

V. ПРОБЛЕМА ХРОМОСФЕРЫ

Во время полных солнечных затмений, когда диск Солнца закрывается Луной, можно непосредственно наблюдать солнечную хромосферу, т. е. тот слой солнечной атмосферы, который, проектируясь на небо, дает спектр, состоящий из целого ряда ярких линий на темном фоне. То обстоятельство, что слои солнечной атмосферы, проектируясь на темный фон неба, дают блестящие линии, не представляет собой ничего удивительного.