

Для решения различных проблем звездного магнетизма должна применяться теория образования линий поглощения в магнитном поле. Эта теория необходима также для изучения магнитных полей солнечных пятен (см. § 15).

§ 14. Звезды разных спектральных классов

1. Зависимость спектра от температуры. До сих пор мы занимались вопросом о том, как образуется спектр одной какой-либо звезды. Теперь коротко остановимся на рассмотрении всей совокупности звездных спектров.

Как известно, в первом приближении звездные спектры образуют линейную последовательность. Все свойства спектра (например, эквивалентные ширины линий) меняются плавно вдоль последовательности. Объясняется это тем, что спектр звезды зависит в основном от одного параметра — от температуры. С изменением температуры изменяется степень возбуждения и ионизации атомов в атмосфере звезды, вследствие чего изменяются и интенсивности линий.

На практике все звездные спектры разделяются на ряд классов. Расположенные в порядке убывания температуры, эти классы таковы: O—B—A—F—G—K—M. В конце спектральная последовательность разветвляется: наряду со спектрами класса M (с полосами окиси титана) выделяются спектры классов R—N (с полосами углерода и циана) и спектры класса S (с полосами окиси циркония). По-видимому, это разветвление вызвано различием в химическом составе звезд.

Проследим за изменением спектра с увеличением температуры звезды. В спектрах наиболее холодных звезд (класс M и др.) присутствуют молекулярные полосы и линии нейтральных атомов металлов. С возрастанием температуры молекулы диссоциируют, вследствие чего молекулярные полосы пропадают (класс K). В дальнейшем металлы постепенно ионизуются. Очень сложные спектры класса G содержат огромное число линий нейтральных и ионизованных металлов. При последующем увеличении температуры увеличивается интенсивность линий ионизованных металлов (класс F). В классе A наибольшей интенсивности достигают линии бальмеровской серии водорода. В классе B появляются линии гелия (так как для возбуждения линий гелия, лежащих в видимой части спектра, нужна достаточно высокая температура). Наконец, в классе O становятся интенсивными линии ионизованного гелия.

Можно также проследить за изменением интенсивностей отдельных линий с увеличением температуры звезды. Возьмем для примера линии, возникающие при переходе электронов из возбужденного состояния нейтрального атома. При низких температурах эти линии очень слабы, так как большинство атомов находится в основном состоянии. При увеличении температуры растет степень

возбуждения атомов, что влечет за собой возрастание эквивалентных ширин рассматриваемых линий. Однако увеличение числа атомов в возбужденном состоянии продолжается только до определенной температуры. При дальнейшем возрастании температуры число атомов в возбужденном состоянии уменьшается вследствие перехода атомов в ионизованное состояние. Поэтому уменьшаются и эквивалентные ширины рассматриваемых линий. Таким образом, при увеличении температуры звезды эквивалентные ширины линий, возникающих при переходе электронов из возбужденного состояния нейтрального атома, сначала растут, а затем убывают.

Аналогично изменяются (т. е. сначала растут, а затем убывают) с увеличением температуры и эквивалентные ширины линий ионизированных атомов. Только линии основной серии нейтрального атома ведут себя с возрастанием температуры иначе: их эквивалентные ширины при этом убывают (если не принимать во внимание образование молекул при низких температурах).

Изложенные качественные соображения подтверждаются соответствующими расчетами. Они основаны на использовании формул Больцмана и Саха, определяющих степень возбуждения и ионизации атомов. Как мы помним, эти формулы имеют вид

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}, \quad (14.1)$$

$$n_e \frac{n^+}{n_1} = f e^{-\frac{\chi_1}{kT}}, \quad (14.2)$$

где

$$f = \frac{g^+}{g_1} \frac{2(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{\rho^3}. \quad (14.3)$$

Именно в результате применения формул (14.1) и (14.2) к звездным атмосферам Саха в 1921 г. объяснил спектральную классификацию.

Применим указанные формулы к вычислению зависимости эквивалентной ширины линии от температуры. Как и выше, рассмотрим линию, возникающую при переходе электрона из возбужденного состояния нейтрального атома. При принятии модели Эддингтона эквивалентная ширина линии будет тем больше, чем больше отношение n_i/α_v , где n_i — число атомов в i -м состоянии в 1 см³ и α_v — объемный коэффициент поглощения в непрерывном спектре (см. § 12). Представим величину α_v в виде

$$\alpha_v = \kappa_v \rho, \quad (14.4)$$

где κ_v — коэффициент поглощения, рассчитанный на единицу массы, и ρ — плотность. Обозначим далее через q долю данного элемента в общей плотности ρ , т. е. положим

$$q\rho = m_a n, \quad (14.5)$$

где n — полное число атомов данного элемента в 1 см³, а m_a — масса одного атома. При помощи (14.4) и (14.5) получаем

$$\frac{n_i}{\alpha_v} = \frac{q}{m_a \kappa_v} \frac{n_i}{n}. \quad (14.6)$$

Будем считать, что $n=n_1+n^+$, т. е. пренебрежем числом возбужденных атомов, а также числом дважды ионизованных атомов. Тогда, пользуясь формулами (14.1) и (14.2), находим

$$\frac{n_i}{\alpha_v} = \frac{q}{m_a \kappa_v} \frac{\frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{\chi_1 - \chi_i}{kT}}}{1 + \frac{f}{n_e} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}}. \quad (14.7)$$

Эта формула и выражает зависимость величины n_i/α_v от температуры T . При помощи кривой роста, связывающей эквивалентную ширину линии W и величину n_i/α_v , мы можем найти также зависимость W от T .

Аналогичные формулы могут быть получены и для линий ионизованных атомов.

Из сказанного вытекает, что по виду звездного спектра (точнее говоря, по эквивалентным ширинам линий поглощения) может быть определена температура звездной атмосферы. Такая температура называется ионизационной.

Для определения ионизационных температур Фаулер и Милн предложили следующий способ. Пользуясь формулой (14.7), найдем ту температуру, при которой величина n_i/α_v (а значит, и величина W) имеет максимум, и припишем эту температуру звезде того спектрального класса, в котором данная линия действительно достигает наибольшей эквивалентной ширины. Считая, что $\kappa_v = \text{const}$ и $p_e = n_e kT = \text{const}$, из формулы (14.7) получаем для определения ионизационной температуры следующее уравнение:

$$p_e = \frac{\chi_i + \frac{5}{2} kT}{\chi_1 - \chi_i} f k T e^{-\frac{\chi_1}{kT}}. \quad (14.8)$$

Названные авторы, решив уравнение (14.8) (и аналогичные уравнения для линий ионизованных атомов) относительно T и сопоставив найденные значения T с данными наблюдений, получили шкалу ионизационных температур. Часть их результатов приведена в табл. 16. В ней для всех звезд принято $p_e = 10^{-6}$ атм.

Однако найденные указанным способом ионизационные температуры лишь грубо соответствуют действительности. На самом деле величина n_i/α_v зависит не только от температуры T , но и от параметров κ_v и n_e . В свою очередь эти параметры выражаются через температуру T и ускорение силы тяжести g . Поэтому и эквивалентная ширина линии зависит не только от T , но и от g . Разумеется,

Таблица 16

Ионизационные температуры звезд

Спектральный класс	Максимум линии	Ионизационная температура, К
K5	Na, $1^2P - m^2D$	3900
G5	Mg, $1^3P - m^3S$	5250
G0	Ca II, $1^2S - m^2P$	6290
A0	H, серия Бальмера	10000
B2	He, $2^3P - m^2D$	16100
B1	Si III, O II	19000
O5	He II, $\lambda 4686$, серия Пикеринга	35000

величина W зависит от T гораздо сильнее, чем от g , что и объясняет существование линейной последовательности звездных спектров в первом приближении. Но и зависимость W от g также должна приниматься во внимание.

2. Влияние ускорения силы тяжести на спектр. При помощи формулы (14.7) можно построить графики, дающие эквивалентную ширину линии W в виде функции от температуры T . Эти графики различны для разных значений ускорения силы тяжести g (следствие зависимости величин α_v и n_e не только от T , но и от g). При этом оказывается, что чем больше g , тем большая температура требуется для достижения линией максимальной эквивалентной ширины.

В атмосферах звезд-гигантов значения g гораздо меньше, чем в атмосферах звезд-карликов. Поэтому при данной эквивалентной ширине линии температура гиганта должна быть ниже температуры карлика. Иными словами, звезды-гиганты должны быть холоднее звезд-карликов того же спектрального класса. Этот теоретический вывод качественно подтверждается результатами наблюдений. Однако найденные из наблюдений различия в спектрах гигантов и карликов гораздо больше тех, которые предсказываются теорией, основанной на применении формулы (14.7) и аналогичной формулы для n^+/α_v . В значительной мере это объясняется тем, что изменение ускорения силы тяжести сказывается на эквивалентной ширине линии не только благодаря изменению степени ионизации атомов, но также вследствие изменения роли эффектов давления, которые непосредственно влияют на ширину линии.

Тот факт, что эквивалентная ширина линии зависит не только от температуры T , но и от ускорения силы тяжести g , требует усовершенствования спектральной классификации. Каждый спектр звезды должен характеризоваться заданием не одного параметра, а двух, определенным образом связанных с T и g . Иначе говоря, спектральная классификация должна быть не одномерной, а двумерной.

Заметим, что влияние ускорения силы тяжести на спектр звезды называется обычно эффектом абсолютной величины. Объясняется это тем, что при заданной температуре ускорение силы тяжести g однозначно связано со светимостью звезды L . В самом деле, мы имеем

$$g = G \frac{M}{R^2} \quad (14.9)$$

и

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4. \quad (14.10)$$

Кроме того, величины L и M связаны эмпирическим соотношением масса — светимость типа

$$L \sim M^n, \quad (14.11)$$

где n — некоторый параметр (порядка 3—4). Из приведенных формул при $T_e = \text{const}$ получаем

$$g \sim L^{-1 + \frac{1}{n}}. \quad (14.12)$$

Таким образом, g тем больше, чем меньше L .

В некоторых работах были предложены эмпирические двумерные классификации звездных спектров. На практике наиболее часто применяется йеркская классификация, приписывающая каждой звезде, кроме спектрального класса, еще один из семи классов светимости (I — сверхгиганты, II — яркие гиганты, III — гиганты, IV — субгиганты, V — карлики главной последовательности, VI — субкарлики, VII — белые карлики). Иногда используется также французская классификация, основанная на характеристиках непрерывного спектра звезды, не искажаемых межзвездным поглощением света.

Представляет большой интерес то обстоятельство, что влияние ускорения силы тяжести на линии нейтральных и ионизованных атомов оказывается различным. Это позволяет по отношению эквивалентных ширин линий иона и нейтрального атома в спектре звезды находить ускорение силы тяжести на ее поверхности, а значит, и абсолютную величину звезды. Путем сопоставления абсолютной величины звезды с ее видимой величиной может быть также найдено расстояние до звезды. На этом основывается метод определения так называемых спектральных параллаксов. Указанный метод начал применяться уже давно и дал ряд ценных результатов. На практике для каждого спектрального класса подобраны те линии ионов и нейтральных атомов, отношение интенсивностей которых особенно чувствительно к абсолютной величине.

3. Звезды ранних спектральных классов. В спектрах звезд ранних классов весьма интенсивны бальмеровские линии водорода. Как видно из табл. 16, своей наибольшей интенсивности они дости-

гают в спектральном классе A0, т. е. при температуре около 10 000К. При уменьшении температуры эти линии ослабевают из-за уменьшения числа атомов во втором состоянии. При увеличении температуры линии ослабевают вследствие усиления ионизации атомов.

Профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий в спектрах звезд-гигантов и звезд-карликов существенно отличаются друг от друга. Это говорит о сильном влиянии на бальмеровские линии ускорения силы тяжести. Однако в данном случае это влияние обусловлено не столько изменением степени ионизации атомов, сколько эффектом Штарка. При переходе от гигантов к карликам плотность вещества в атмосфере возрастает, вследствие чего действие эффекта Штарка усиливается. По этой причине эквивалентные ширины бальмеровских линий в спектрах карликов значительно больше, чем в спектрах гигантов.

Сильное влияние ускорения силы тяжести на бальмеровские линии дает возможность определить значение g для данной звезды путем сравнения теоретических и наблюденных профилей линий. Теоретические профили должны быть определены на основе расчетов моделей фотосфер при эффективной температуре звезды и при разных значениях g . Сравнение теории с наблюдениями позволяет выбрать наиболее подходящее значение g . Как уже говорилось выше, знание g дает возможность найти светимость звезды, а затем и ее параллакс.

По расширению бальмеровских линий под действием эффекта Штарка можно также грубо оценить среднее значение электронной концентрации в атмосфере звезды. При учете эффекта Штарка для коэффициента поглощения в крыльях бальмеровских линий выше было получено выражение (8.46). Пользуясь тем, что в атмосферах горячих звезд число ионов равно числу свободных электронов (так как водород полностью ионизован), мы можем переписать это выражение в виде

$$k_\lambda = \frac{4\pi}{3} C \frac{e^{2/2} n_e}{(\lambda - \lambda_0)^{5/2}}. \quad (14.13)$$

Будем для простоты считать, что линии поглощения образуются при локальном термодинамическом равновесии. Тогда величина r_λ , характеризующая профиль линии, определяется формулой (9.19). Из этой формулы получаем

$$1 - r_\lambda = A \frac{\sigma_\lambda}{\sigma_\lambda + \alpha_v}, \quad (14.14)$$

где обозначено

$$A = \frac{\beta_v}{\frac{3}{2} \frac{\alpha_v}{\bar{\alpha}} + \beta_v}. \quad (14.15)$$

Входящая в формулу (14.14) величина σ_λ представляет собой объемный коэффициент поглощения в линии, равный $\sigma_\lambda = n_2 k_\lambda$.

где n_2 — число атомов водорода во втором состоянии в 1 см³. Пользуясь выражением (14.13), вместо формулы (14.14) находим

$$1 - r_\lambda = \frac{A}{1 + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{D} \right)^{3/2}}, \quad (14.16)$$

где

$$D = \left(\frac{4\pi}{3} C e^{3/2} \frac{n_2 \bar{n}_e}{\alpha_v} \right)^{2/3} \quad (14.17)$$

и под \bar{n}_e понимается средняя концентрация свободных электронов в атмосфере.

Формулой (14.16) определяется профиль линии поглощения, расширенной эффектом Штарка. Строго говоря, эта формула применима лишь к крыльям линии. Однако для центральных частей линии значения величины σ_λ не существенны, так как для них $\sigma_\lambda \gg \alpha_v$ и, следовательно, величина $\frac{\sigma_\lambda}{\sigma_\lambda + \alpha_v}$ близка к 1.

При помощи формулы (14.16) получается следующее выражение для эквивалентной ширины линий:

$$W = \int (1 - r_\lambda) d\lambda = 2,64 AD. \quad (14.18)$$

Для каждой бальмеровской линии из наблюдений может быть найдена эквивалентная ширина W и величина A , представляющая собой центральную глубину линии (так как $A \approx 1 - r_{\lambda_0}$). Пользуясь этими значениями W и A , по формуле (14.18) можно найти величину D , а значит, и произведение $n_2 \bar{n}_e / \alpha_v$.

Для определения электронной концентрации \bar{n}_e необходимо предварительно найти величину n_2 / α_v . Чтобы сделать это, можно использовать высокие члены бальмеровской серии. Так как коэффициент поглощения быстро убывает с ростом номера линии, то для достаточно высоких членов серии будет выполняться неравенство $\sigma_\lambda \ll \alpha_v$. В этом случае эквивалентная ширина линии равна

$$W = A \frac{n_2}{\alpha_v} \int k_\lambda d\lambda = A \frac{n_2}{\alpha_v} \frac{h}{v_0} B_{2k}. \quad (14.19)$$

Формула (14.19) дает возможность найти величину n_2 / α_v , а формула (14.17) — величину \bar{n}_e .

Указанный способ определения величины \bar{n}_e имеет, однако, тот недостаток, что бальмеровские линии, для которых выполняется неравенство $\sigma_\lambda \ll \alpha_v$, в действительности могут не наблюдаться вследствие слияния этих линий, вызванного эффектами давления. Как мы помним, другой способ нахождения величины \bar{n}_e основан как раз на установлении номера последней наблюданной бальмеровской линии.

Наряду с линиями водорода в спектрах звезд классов В и О присутствуют интенсивные линии гелия, являющегося, как из-

вестно, следующим по распространенности элементом после водорода. Спектр гелия гораздо сложнее спектра водорода, однако он довольно подробно изучен. Многие линии гелия подвержены эффекту Штарка (в одних случаях квадратичному, в других — линейному) и по расширению этих линий можно судить об ускорении силы тяжести в атмосфере звезды. Влияние эффекта Штарка на линии ионизованного гелия, присутствующие в спектрах звезд класса О, может быть количественно изучено так же, как это делается в отношении линий водорода.

Как уже говорилось ранее (в § 5), в поверхностных слоях горячих звезд некоторую роль в переносе энергии играет рассеяние излучения на свободных электронах. Этот процесс может заметно влиять на распределение энергии в непрерывном спектре звезды. В некоторых случаях его необходимо также учитывать при изучении линейчатых спектров горячих звезд.

4. Звезды поздних спектральных классов. В спектрах звезд поздних классов присутствуют многочисленные линии металлов. Так как потенциалы возбуждения металлов сравнительно малы, то в возбужденных состояниях оказывается довольно много атомов. При переходах электронов из этих состояний и возникают линии, лежащие в видимой части спектра. При очень низких температурах в звездных атмосферах образуется также большое число молекул. Поэтому в спектрах звезд самых поздних классов видны интенсивные молекулярные полосы.

Для определения числа молекул в звездной атмосфере пользуются «формулой диссоциации», аналогичной формуле ионизации (14.2). Пусть при встрече атомов A и B образуется молекула AB . Обозначим через n_A , n_B и n_{AB} концентрации этих атомов и молекул. При термодинамическом равновесии имеем

$$\frac{n_A n_B}{n_{AB}} = \frac{g_A g_B}{g_{AB}} \left(\frac{2\pi M}{h^2} \right)^{3/2} \frac{(kT)^{1/2} h^2}{8\pi^2 I} \left(1 - e^{-\frac{hv_0}{kT}} \right) e^{-\frac{U}{kT}}, \quad (14.0)$$

где g_A , g_B , g_{AB} — статистические веса основных состояний атомов A и B и молекулы AB , M — приведенная масса, I — момент инерции, v_0 — основная частота колебаний атомов в молекуле, U — энергия диссоциации молекулы. Величины M и I , как известно, равны

$$M = \frac{M_A M_B}{M_A + M_B}, \quad I = M r_0^2, \quad (14.21)$$

где r_0 — равновесное расстояние между ядрами атомов A и B .

В таблице 17 для некоторых молекул приведены значения параметров, входящих в формулу (14.20). При этом энергия диссоциации U дана в электронвольтах, приведенная масса M — в атомных единицах массы, расстояние между ядрами r_0 — в ангстремах.

Вычисления по формуле (14.20) показывают, что в атмосферах холодных звезд (с температурами порядка 2000—3000 К) должно

Таблица 17

Некоторые параметры молекул

Молекула	Энергия диссоциации	Приведенная масса	Расстояние между ядрами	Молекула	Энергия диссоциации	Приведенная масса	Расстояние между ядрами
H ₂	4,48	0,504	0,742	NH	3,6	0,940	1,038
C ₂	6,3	6,002	1,312	O ₂	5,08	8,000	1,207
CH	3,47	0,930	1,120	OH	4,37	0,948	0,971
CO	11,1	6,858	1,209	TiO	6	11,998	1,620
CN	7	6,464	1,172	ZrO	7	13,584	1,42

находиться много различных молекул. С увеличением температуры число молекул в атмосферах убывает. Однако даже при температурах порядка 5000 К в атмосферах должно находиться еще достаточное число молекул, чтобы они могли быть обнаружены при наблюдениях. В самом деле, в спектре Солнца наблюдается большое число слабых молекулярных полос.

Для расчета молекулярных спектров звезд необходимо не только уметь определять количество молекул в атмосферах, но и знать структуру спектров и коэффициенты поглощения в полосах. Такие сведения для большинства молекул в настоящее время являются лишь приближенными. Тем не менее, пользуясь имеющимися данными, можно вычислить изменение интенсивностей полос различных молекул с изменением температуры звезды. Если принять, что звездные атмосферы по химическому составу не отличаются заметно от атмосферы Солнца, то вычисленные молекулярные спектры в общих чертах совпадают с молекулярными спектрами звезд классов G—K—M.

Важно то, что молекулярные спектры звезд существенно зависят от давления в атмосферах (так как число молекул n_{AB} пропорционально числом атомов n_A и n_B). Поэтому интенсивности полос одних и тех же молекул в спектрах гигантов и карликов весьма различны. Таким образом, по характеру молекулярных спектров звезд можно судить об ускорении силы тяжести в атмосферах.

Как уже говорилось, в области поздних классов происходит разветвление спектральной последовательности, что объясняется различиями в химическом составе звездных атмосфер. В атмосферах звезд класса M кислорода больше, чем углерода, вследствие чего кислород соединяется в основном с титаном, образуя молекулы TiO. В атмосферах же звезд классов R и N углерода больше, чем кислорода. Поэтому кислород соединяется не с титаном, а с углеродом, образуя молекулу CO (не имеющую полос в видимой части

спектра). Другие же атомы углерода входят в молекулы CH, CN и C₂, характерные для спектров классов R и N.

5. Белые карлики. Спектры белых карликов сильно отличаются от спектров звезд главной последовательности. Основная их особенность — очень небольшое число линий поглощения. Значительная часть белых карликов вообще не содержит заметных линий поглощения в своих спектрах (эти спектры относят к классу DC). В спектрах белых карликов класса DB присутствуют лишь некоторые линии гелия. Большинство изученных белых карликов обладает спектрами класса DA, в которых содержится только несколько первых членов бальмеровской серии водорода. В спектрах белых карликов классов DF, DG и DK присутствуют также линии H и K Ca II и некоторые линии FeI.

С помощью 200-дюймового телескопа Гринстейн получил спектрограммы нескольких десятков белых карликов, позволившие измерить профили и эквивалентные ширины линий поглощения (см. [9]). Он считает, что белые карлики делятся на две последовательности. Атмосферы звезд одной из них состоят в основном из водорода (спектральные классы DA, DF, DG, DK), а атмосферы звезд второй — в основном из гелия (спектральные классы DB и DC). Горячие звезды второй последовательности содержат в своих спектрах линии гелия и принадлежат к классу DB. В спектрах же холодных звезд второй последовательности линии гелия наблюдаются не могут и эти звезды относятся к классу DC.

Основные черты спектров белых карликов объясняются огромными ускорениями силы тяжести в их атмосферах (порядка 10⁶—10¹⁰ см/с²). Это приводит к большим концентрациям частиц в атмосферах и, следовательно, к сильному действию эффекта Штарка. По указанной причине бальмеровские линии в спектрах белых карликов оказываются очень широкими (их эквивалентные ширины доходят до десятков ангстрем). Вместе с тем высокие члены бальмеровской серии сливаются и мы видим лишь несколько первых членов серии (обычно не больше пяти). Труднее объяснить слабость линий металлов в спектрах белых карликов. Может быть, здесь играет роль гравитационное разделение атомов, т. е. то обстоятельство, что под действием силы тяжести тяжелые атомы оказываются в более глубоких слоях атмосферы, чем легкие.

Профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий в спектрах белых карликов можно приближенно вычислить по формулам (14.16) и (14.18), полученным при учете эффекта Штарка. Входящие в эти формулы величины A и D зависят от физических условий на «эффективном» уровне образования линии. Мы будем считать, что на этом уровне оптическая глубина в непрерывном спектре равна 1/3, т. е.

$$\alpha_v \Delta r = \frac{1}{3}, \quad (14.22)$$

где Δr — «толщина однородной атмосферы». Далее, из уравнения гидростатического равновесия имеем

$$\Delta r = \frac{kT}{\mu m_H g}, \quad (14.23)$$

где μ — средний молекулярный вес. Пользуясь также обычной формулой, связывающей температуру с оптической глубиной, получаем

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\bar{\alpha}}{2\alpha_v} \right)^{1/4}, \quad (14.24)$$

где T_0 — поверхностная температура звезды. Если задать значения величин T_0 и g , а также химический состав атмосферы, то при помощи трех последних формул можно определить величины Δr ,

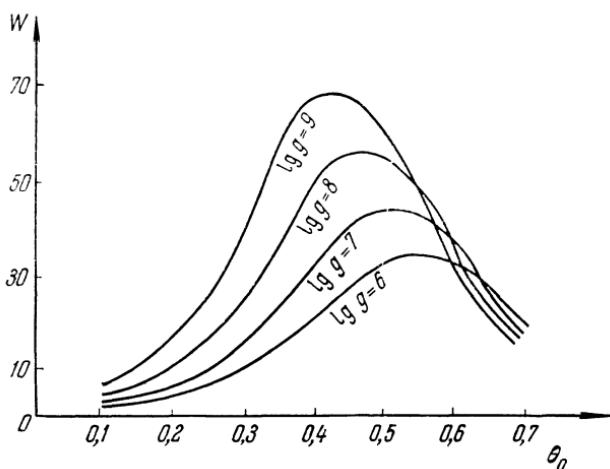


Рис. 16

ρ и T на рассматриваемом уровне (значения коэффициента поглощения α_v в зависимости от ρ и T даются в специальных таблицах). После этого могут быть найдены и искомые величины A и D для данной линии.

В результате таких вычислений были определены профили и эквивалентные ширины бальмеровских линий для звезд с большими ускорениями силы тяжести в атмосферах. На рис. 16 приведены графики, дающие эквивалентные ширины линии H_{γ} в зависимости от величины $\theta_0 = 5040/T_0$ при разных значениях g . Из рисунка видно, что эквивалентная ширина линии растет с увеличением g . Это объясняется увеличением плотности в атмосфере, а значит, и усилением эффекта Штарка. Приведенные графики также показывают, что величина W сильно зависит от температуры T_0 .

На рис. 17 для сравнения приведена диаграмма, построенная на основании наблюдательных данных. На ней по оси ординат отложены значения эквивалентной ширины линии, а по оси абсцисс — значения показателя цвета $U - V$. Так как величина $U - V$ примерно линейно зависит от величины θ_0 , то из сравнения рисунков 16 и 17 мы можем сделать заключение о приблизительном согласии теории с наблюдениями.

Профили линий поглощения, вычисленные по формуле (14.16), оказываются весьма различными для разных температур. При больших значениях T_0 величина A мала, а величина D велика, т. е. линия является широкой, но неглубокой. Малость величины

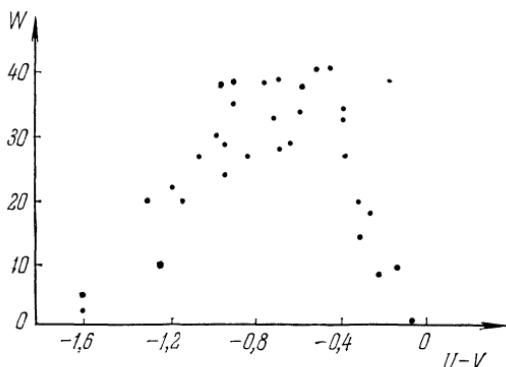


Рис. 17

A обусловлена как малостью величины β_v при высоких температурах, так и большими значениями величины $\alpha_v/\bar{\alpha}$ при высоких температурах и больших ускорениях силы тяжести. В спектрах очень горячих белых карликов линии поглощения трудно обнаружить. При низких температурах величина D мала, т. е. линия является узкой. Такой характер линий поглощения, определенных теоретически, также согласуется с наблюдательными данными.

Более точные вычисления профилей бальмеровских линий в спектрах белых карликов были сделаны на основе расчетов моделей звездных фотосфер. Путем сравнения теоретических и наблюденных профилей линий произведены оценки величин T_0 и g для ряда белых карликов.

Представляет интерес вопрос о влиянии вращения звезды на профили линий поглощения в спектрах белых карликов. Однако этот вопрос очень труден, так как линии в спектрах белых карликов сильно расширены эффектом Штарка. Чтобы определить скорость вращения, необходимы очень большие значения этой скорости. Правда, белые карлики в принципе могут вращаться очень быстро, так как скорость отрыва достигает у них нескольких тысяч километров в секунду.

Можно даже высказать предположение, что быстрое вращение белых карликов делает незаметными линии поглощения в их спектрах. Подсчеты показывают, что это вряд ли возможно в случае линий водорода с большой эквивалентной шириной. Однако менее широкие линии могут стать совершенно незаметными вследствие вращения. Чтобы показать это, воспользуемся формулой (13.20), позволяющей определять профили линий в спектре врачающейся звезды по профилям линий в спектре невращающейся звезды при различных скоростях вращения.

Применяя эту формулу к центру линии, мы можем переписать ее в виде

$$1 - \bar{r}(0) = \int_{-1}^{+1} \left[1 - r \left(v_0 \frac{v}{c} x \sin i \right) \right] A(x) dx, \quad (14.25)$$

где величина $A(x)$ определяется формулой (13.26). Пользуясь определением эквивалентной ширины линии, из (14.25) получаем

$$1 - \bar{r}(0) < A(0) \frac{W \lambda c}{\lambda v \sin i}. \quad (14.26)$$

Если $W \approx 1 \text{ \AA}$ и $v \sin i \approx 1000 \text{ км/с}$, то из неравенства (14.26) следует, что $1 - \bar{r}(0) < 0.05$. Линии же с такой небольшой глубиной трудно заметить. Поэтому возможно, что именно вращение звезды вызывает отсутствие заметных линий поглощения металлов в спектрах белых карликов (за исключением, например, линий Н и К Ca II, обладающих значительной эквивалентной шириной).

Следует отметить, что вопрос о вращении белых карликов интересен также с точки зрения космогонии. По современным взглядам, белый карлик является конечной стадией эволюции звезды, находившейся когда-то в верхней части главной последовательности и прошедшей затем через стадию гиганта и сверхгиганта. Звезды же верхней части главной последовательности, как известно, вращаются весьма быстро. Поэтому изучение вращения белых карликов должно способствовать выяснению эволюционных путей звезды.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВЕ II

1. Heitler W. The quantum theory of radiation.— Oxford, 1954 (русский перевод: Гайтлер В. Квантовая теория излучения.— М.: Изд-во иностр. лит., 1956).
2. Современные проблемы астрофизики и физики Солнца.— М.: Изд-во иностр. лит., 1951.
3. Собельман И. И. Введение в теорию атомных спектров.— М.: Наука, 1977.
4. Lang K. R. Astrophysical Formulae.— 1974 (русский перевод: Ленг К. Астрофизические формулы, ч. I.— М.: Мир, 1978).

5. Unsöld A. Physik der Sternatmosphären.—1938 (русский перевод: Унзольд А. Физика звездных атмосфер.—М.: Изд-во иностр. лит., 1949).
6. Michalas D. Stellar Atmospheres.—1978 (русский перевод: Михалас Д. Звездные атмосфера, ч. II.—М.: Мир, 1982).
7. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет.—М.: Гостехиздат, 1956.
8. Иванов В. В. Перенос излучения и спектры небесных тел.—М.: Наука 1969.
9. Stellar atmospheres/Ed. J. L. Greenstein, 1960 (русский перевод: Звездные атмосферы.—М.: Изд-во иностр. лит., 1963).
10. Мустель Э. Р. Звездные атмосферы.—М.: Физматгиз, 1960.
11. Aller L. H. The abundance of the elements, 1961 (русский перевод: Аллер Л. Распространенность химических элементов.—М.: Изд-во иностр. лит., 1963).