

цы образуются при конденсации коронального вещества, которое в виде струй движется затем вниз. Движение протуберанцев, несомненно, связано с существующими на Солнце магнитными полями. Во многих случаях оно имеет характер движения заряженных частиц вдоль силовых магнитных линий. Движения протуберанцев детально изучил А. Б. Северный в Крымской астрофизической обсерватории. Большой интерес представляют вопросы свечения протуберанцев. Однако здесь ими мы заниматься не будем, так как они близки к вопросам свечения хромосферы, которые будут подробно рассмотрены в следующем параграфе.

Солнечные пятна, факелы, вспышки и протуберанцы представляют собой наиболее характерные примеры проявления солнечной активности. Как известно, эта активность заметно изменяется с течением времени, причем приблизительный период изменений составляет 11 лет. Однако солнечная активность не влияет на характеристики Солнца как звезды. Иными словами, у звезды, похожей на Солнце, появление пятен и протуберанцев не может нами отмечаться. Вместе с тем не исключено, что у звезд других типов подобные явления происходят в больших масштабах и поэтому скрываются на наблюдаемых изменениях блеска и спектра звезды.

§ 16. Хромосфера

1. Интенсивности линий. Во время солнечных затмений, когда весь диск Солнца закрыт Луной, мы можем наблюдать спектр, состоящий из ярких линий на темном фоне. Эти линии принадлежат хромосфере, представляющей собой самый верхний слой солнечной атмосферы (если не считать короны). По составу линий спектр хромосферы подобен обычному фраунгоферову спектру диска Солнца, т. е. в спектре хромосферы яркие линии находятся на тех же местах, на каких находятся линии поглощения в спектре диска (за некоторыми исключениями, которые будут указаны ниже).

Сам характер спектра хромосферы вполне понятен. Как мы помним, верхние слои солнечной атмосферы почти не дают излучения в непрерывном спектре, но производят рассеяние света в спектральных линиях. Поэтому при наблюдениях атмосферы по касательной к фотосфере мы не видим непрерывного спектра, а видим лишь яркие линии. Когда же наблюдается диск Солнца, то виден непрерывный спектр с линиями поглощения, возникающими вследствие того, что излучение, рассеянное атмосферой в линиях, в значительной части возвращается обратно в фотосферу.

Из наблюдательных данных можно найти полную интенсивность излучения в любой линии на высоте h от края диска. Эту величину мы обозначим через $I(h)$. Очевидно, что она представляет собой количество энергии, излучаемое в линии столбом с сечением 1 см^2 , проходящим на расстоянии h от фотосферы за 1 с в единице телесного угла (рис. 18).

Величина $I(h)$ убывает с ростом h , и после обработки результатов наблюдений ее обычно представляют в виде

$$I(h) = I(0) e^{-\beta h}, \quad (16.1)$$

где $I(0)$ и β — некоторые параметры.

Зная величину $I(h)$ для данной линии, мы можем определить объемный коэффициент излучения в этой линии. Обозначая его через $\varepsilon(h)$, имеем следующее уравнение:

$$I(h) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(h') ds, \quad (16.2)$$

где h' — высота произвольной точки на луче зрения и s — расстояние, отсчитываемое вдоль луча.

Если R — радиус Солнца, то из рис. 18 следует, что

$$s^2 = (R + h')^2 - (R + h)^2. \quad (16.3)$$

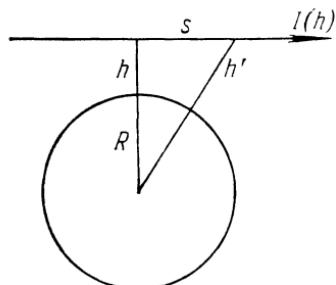


Рис. 18

Так как толщина хромосферы мала по сравнению с R , то вместо (16.3) можем написать

$$s^2 = 2R(h' - h). \quad (16.4)$$

При учете (16.4) соотношение (16.2) принимает вид

$$I(h) = \sqrt{2R} \int_h^{\infty} \frac{\varepsilon(h') dh'}{\sqrt{h' - h}}. \quad (16.5)$$

Соотношение (16.5) является интегральным уравнением Абеля для искомой функции $\varepsilon(h)$. Решение этого уравнения дается формулой

$$\varepsilon(h) = -\frac{1}{\pi \sqrt{2R}} \frac{d}{dh} \int_h^{\infty} \frac{I(h') dh'}{\sqrt{h' - h}}. \quad (16.6)$$

Подставляя (16.1) в (16.6), находим

$$\varepsilon(h) = \varepsilon(0) e^{-\beta h}, \quad (16.7)$$

где

$$\varepsilon(0) = I(0) \sqrt{\frac{\beta}{2\pi R}}. \quad (16.8)$$

Таким образом при помощи формулы (16.7) и получаемых из наблюдений величин $I(0)$ и β может быть определен коэффициент излучения ε для каждой линии на любой высоте h .

Определение величин $\varepsilon(h)$ производилось на основании наблюдений многих солнечных затмений. В табл. 19 приведена часть результатов, полученных Мензелом и Силлье.

Таблица 19

Излучение хромосферы в разных спектральных линиях

Атом	Длина волны линии	$\beta \cdot 10^8$	$\lg \varepsilon(0)$	Атом	Длина волны линии	$\beta \cdot 10^8$	$\lg \varepsilon(0)$
H	4861 (H_β)	1,16	-1,63	He ⁺	4686	0,30	-5,88
	4340 (H_γ)	1,16	-2,22		3838	1,81	-2,90
	3970 (H_δ)	1,16	-2,56		4572	1,58	-3,79
He	5016	0,58	-4,96	Ca	4227	2,11	-3,19
	4026	0,67	-4,49		3968	0,69	-2,93
				Ca ⁺	3934	0,69	-2,65

Такие результаты представляют значительный интерес для выяснения физических условий в верхних слоях солнечной атмосферы.

2. Самопоглощение в линиях. При написании уравнения (16.2) мы считали, что хромосфера прозрачна для собственного излучения. Однако такое предположение справедливо только для верхней хромосферы. При рассмотрении же нижней хромосферы необходимо учитывать самопоглощение в спектральных линиях.

Обозначим через $\varepsilon_v(h)$ и $\sigma_v(h)$ коэффициенты излучения и поглощения в частоте v внутри данной линии на высоте h над фотосферой. Тогда интенсивность излучения в частоте v , идущего к наблюдателю на расстоянии h от края диска, будет равна

$$I_v(h) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon_v(h') e^{-t_v} ds, \quad (16.9)$$

где t_v — оптическое расстояние, отсчитываемое вдоль луча зрения, т. е.

$$t_v = \int_s^{\infty} \sigma_v ds'. \quad (16.10)$$

Мы будем считать, что величина

$$\frac{\varepsilon_v}{\sigma_v} = S \quad (16.11)$$

не зависит от частоты внутри линии. Так, в частности, обстоит дело при полностью некогерентном рассеянии света.

Очевидно, что величина S определяется заданием отношения чисел атомов в верхнем и нижнем состояниях для данной линии,

т. е. отношения n_k/n_i . В самом деле, при помощи (16.11) мы можем написать

$$n_k A_{ki} h v_{ik} = 4\pi S \int \sigma_v dv. \quad (16.12)$$

Кроме того, на основании формулы (8.12) имеем

$$\int \sigma_v dv = \frac{hv_{ik}}{c} (n_i B_{ik} - n_k B_{ki}), \quad (16.13)$$

где в интересах общности принято во внимание отрицательное поглощение. Из формул (16.12) и (16.13), пользуясь соотношениями (8.5), связывающими между собой эйнштейновские коэффициенты переходов, находим

$$S = \frac{2hv_{ik}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_k}{g_i} \frac{n_i}{n_k} - 1}. \quad (16.14)$$

Разумеется, величина n_i/n_k меняется в хромосфере. Однако для простоты мы будем считать ее постоянной (соответствующей некоторой средней «температуре возбуждения»). Тогда будет постоянной в хромосфере и величина S .

Пользуясь формулой (16.11) и допущением о постоянстве S , вместо уравнения (16.9) получаем

$$I_v(h) = S \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_v(h') e^{-t_v} ds, \quad (16.15)$$

или, после интегрирования,

$$I_v(h) = S \left[1 - e^{-t_v^0(h)} \right], \quad (16.16)$$

где $t_v^0(h)$ — оптическая толщина хромосферы вдоль луча зрения.

Представляя величину σ_v в виде $\sigma_v = n_i k_v$, где k_v — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом, мы можем написать

$$t_v^0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_v ds = k_v \int_{-\infty}^{+\infty} n_i ds. \quad (16.17)$$

Вводя обозначение

$$N_i(h) = \int_{-\infty}^{+\infty} n_i(h') ds, \quad (16.18)$$

вместо (16.16) находим

$$I_v(h) = S \left[1 - e^{-k_v N_i(h)} \right]. \quad (16.19)$$

Интегрирование соотношения (16.19) по всем частотам дает

$$I(h) = S \int_0^{\infty} \left[1 - e^{-k_v N_i(h)} \right] dv, \quad (16.20)$$

где $I(h)$ — полная интенсивность линии.

Уравнение (16.20) дает возможность определить величину $N_i(h)$ по найденной из наблюдений интенсивности излучения $I(h)$. Величина $N_i(h)$ представляет собой число атомов в i -м состоянии, находящихся в столбе с сечением 1 см^2 , проходящем на высоте h от края диска. Эта величина связана с концентрацией атомов $n_i(h)$ уравнением (16.18), которое можно переписать в виде

$$N_i(h) = V \frac{n_i(h')}{\sqrt{h' - h}} dh'. \quad (16.21)$$

Решая это уравнение Абеля, мы можем определить искомую величину $n_i(h)$.

Указанный способ нахождения концентрации атомов в хромосфере нельзя считать надежным, так как он основан на предположении о постоянстве величины S , которое в действительности не осуществляется. Последнее видно хотя бы из того, что формула (16.16) дает линию с максимальной интенсивностью в ее центре, в то время как наблюденные профили линий часто имеют седлообразный вид. Поэтому представляет интерес задача об определении из уравнения (16.9) не только концентрации атомов $n_i(h)$, но и величины $S(h)$ [или величин $n_i(h)$ и $n_k(h)$]. Однако в настоящее время мы вряд ли располагаем достаточно точными значениями функции $I_v(h)$ (характеризующей профили хромосферных линий на разных высотах), которые необходимы для решения этой задачи.

Следует подчеркнуть, что наличие самопоглощения в хромосфере не говорит еще о большой оптической толщине хромосферы вдоль радиуса. Рассмотрим хромосферные слои, высота которых больше h . Оптическая толщина этих слоев вдоль радиуса равна

$$\tau_v(h) = k_v \int_h^{\infty} n_i(h') dh'. \quad (16.22)$$

Принимая, что концентрация атомов убывает с высотой пропорционально $e^{-\beta h}$, получаем

$$\tau_v(h) = k_v \frac{n_i(h)}{\beta}. \quad (16.23)$$

Оптическая же толщина хромосферы для луча, идущего на расстоянии h от края диска, на основании формулы (16.17) равна

$$t_v^0(h) = k_v n_i(h) \sqrt{\frac{2\pi R}{\beta}}. \quad (16.24)$$

Поэтому имеем

$$\tau_v(h) = \frac{t_v^0(h)}{\sqrt{2\pi R\beta}}. \quad (16.25)$$

Подставляя в полученную формулу $\beta \approx 10^{-8}$, находим $\tau_v(h) \approx 0,015 t_v^0(h)$. Следовательно, даже при больших значениях $t_v^0(h)$, т. е. при сильном самопоглощении в линии, величина $\tau_v(h)$ может быть меньше единицы. Можно считать, что в таком случае в хромосфере происходит лишь однократное рассеяние света в спектральной линии. Однако для некоторых сильных линий хромосферного спектра (например, для бальмеровских линий и линий Н и К Ca⁺) оптическая толщина хромосферы вдоль радиуса, по-видимому, больше единицы.

3. Распределение атомов по высоте. На основании изучения спектра хромосферы может быть найдено распределение атомов по высоте. Допустим, что самопоглощение в линии отсутствует. Тогда объемный коэффициент излучения в линии определяется формулой (16.7). Пользуясь соотношением

$$4\pi\varepsilon(h) = n_k(h) A_{ki} h v_{ik}, \quad (16.26)$$

получаем

$$n_k(h) = n_k(0) e^{-\beta h}, \quad (16.27)$$

где

$$n_k(0) = \frac{4\pi\varepsilon(0)}{A_{ki} h v_{ik}}. \quad (16.28)$$

Чтобы от числа атомов в i -м состоянии перейти к числу атомов в основном состоянии, обычно применяют формулу Больцмана с некоторой средней температурой возбуждения атомов T (хотя при этом возможна значительная ошибка, так как T может меняться в хромосфере). Сделав такой переход, имеем

$$n_1(h) = n_1(0) e^{-\beta h}, \quad (16.29)$$

где

$$n_1(0) = n_k(0) \frac{g_1}{g_k} e^{\frac{\chi_1 - \chi_k}{kT}}. \quad (16.30)$$

По формуле (16.29) может быть найдено изменение концентрации с высотой для любого атома. Входящие в эту формулу параметры $n_1(0)$ и β определяются на основании наблюдательных данных (например, данных, приведенных в табл. 19).

Сравним формулу (16.29) с барометрической формулой

$$n_1(h) = n_1(0) e^{-\frac{m_a gh}{kT}}, \quad (16.31)$$

где m_a — масса данного атома и g — ускорение силы тяжести в атмосфере Солнца.

Хотя внешне формулы (16.29) и (16.31) похожи друг на друга, они дают резко различные результаты. Согласно барометрической формуле чем больше масса атома, тем быстрее падает концентрация с высотой. Согласно же формуле (16.29) со значениями β , получаемыми из наблюдений, падение концентрации с высотой происходит приблизительно одинаково для разных атомов.

Вместе с тем для любого атома значение величины $m_a g/kT$ гораздо больше значения β . Например, для водорода $m_a g/kT = 6,6 \times 10^{-8}$ (при $T \approx 5000\text{K}$), а $\beta = 1,16 \cdot 10^{-8}$. Для других атомов различие в значениях этих величин еще больше. Следовательно, падение концентрации атомов с высотой в хромосфере происходит гораздо медленнее, чем этого требует барометрическая формула.

В течение долгого времени была популярной гипотеза Милна, согласно которой атомы поднимаются на большую высоту в хромосфере под действием светового давления в спектральных линиях. На основании формулы (4.56) мы можем написать следующее выражение для силы светового давления, действующей на все атомы данного элемента в определенной стадии ионизации, находящиеся в единице объема:

$$f = \frac{1}{c} \sum n_i k_{ik} H_{ik} \Delta v_{ik}, \quad (16.32)$$

где k_{ik} — коэффициент поглощения в спектральной линии, рассчитанный на один атом, H_{ik} — поток излучения в этой линии, Δv_{ik} — ее ширина. При оценках величины f по формуле (16.32) следует иметь в виду, что максимум кривой распределения энергии в спектре Солнца приходится на видимую область, а наибольшее число атомов находится в основном состоянии. Поэтому сила светового давления будет наибольшей для атомов того элемента, который имеет линии основной серии в видимой части спектра. Такому условию удовлетворяют только нейтральный натрий и ионизованный кальций. Первый из этих атомов имеет в видимой части спектра резонансные линии D_1 и D_2 , а второй — резонансные линии Н и К. В солнечной атмосфере атомы этих элементов находятся преимущественно в однажды ионизованном состоянии. Поэтому мы приходим к выводу, что сила светового давления будет наибольшей для атомов кальция. Приближенно эту силу можно оценить по формуле

$$f = \frac{1}{c} n_1 k_{12} H_{12} \Delta v_{12}, \quad (16.33)$$

т. е. приняв во внимание только давление излучения в резонансной линии.

Вычисления по формуле (16.33) показывают, что для кальция сила светового давления сравнима с силой притяжения. Следовательно, световое давление может влиять на распределение атомов кальция по высоте в хромосфере. Однако влияние светового давле-

ния на другие атомы очень мало. Нельзя также думать, что атомы кальция способны увлечь за собой всю хромосферу. Таким образом, надо признать, что большая протяженность хромосферы не может быть объяснена действием светового давления.

Некоторые авторы для объяснения большой высоты хромосферы указывали на происходящие в ней турбулентные движения. Вывод о таких движениях, по-видимому, следует сделать на основании наблюденных ширин линий в спектре хромосферы. Если считать, что ширины линий обусловлены хаотическим движением атомов, то для скоростей этого движения получаются значения порядка 10—20 км/с, т. е. превосходящие средние скорости теплового движения атомов. При учете турбулентности в барометрической формуле (16.31) вместо величины $v_0^2 = 2kT/m_a$ надо писать величину $v_0^2 + v_t^2$, где v_t — турбулентная скорость. В таком случае вместо барометрической формулы имеем

$$n_1(h) = n_1(0)e^{-\frac{2gh}{v_0^2 + v_t^2}}. \quad (16.34)$$

Формула (16.34) при $v_t \approx 20$ км/с дает примерно такой же ход концентрации атомов с высотой, как и формула (16.29), полученная на основании наблюдательных данных.

Однако наиболее правильным представляется взгляд, что хромосфера находится не в статическом, а в динамическом равновесии. К такой точке зрения приводит сам вид хромосферы, которая кажется состоящей из отдельных волокон или струй (называемых часто спикулами). Эти струи в силу каких-то причин выбрасываются из фотосферы. Возможно, что они связаны с грануляцией, так как число струй по грубой оценке равно числу гранул. Средняя продолжительность жизни хромосферных струй составляет несколько минут. Их скорость движения — порядка 20 км/с.

4. Возбуждение атомов в хромосфере. Как уже говорилось, спектр хромосферы по составу линий в общих чертах подобен франгоферову спектру диска Солнца. Однако имеются некоторые исключения из этого. Наиболее существенным из них является присутствие в спектре хромосферы весьма интенсивных линий гелия (как известно, именно по этим хромосферным линиям и был открыт элемент, названный гелием). Более того, в спектре хромосферы видна слабая линия $\lambda 4686$, принадлежащая ионизованному гелию. Наличие в хромосфере большого числа возбужденных и ионизованных атомов гелия совершенно не соответствует температуре фотосферы Солнца. Концентрация возбужденных атомов гелия, вычисленная по формуле Больцмана при температуре около 6000 К, оказывается примерно в миллиард раз меньше концентрации этих атомов, полученной из наблюдений.

Таким образом, в хромосфере имеется аномальное возбуждение атомов. Первоначально для объяснения этого явления выдвигалась гипотеза о существовании значительного ультрафиолетового из-

бытка в спектре Солнца. Однако эта гипотеза не может быть принята хотя бы потому, что идущее от фотосферы ультрафиолетовое излучение вызвало бы также возбуждение атомов в более глубоких слоях атмосферы, чего не наблюдается. Такое же возражение можно сделать и против предположения о возбуждении атомов потоком быстрых частиц, идущих от фотосферы.

В дальнейшем была высказана мысль о возбуждении гелия в хромосфере не снизу (со стороны фотосферы), а сверху (со стороны короны). После открытия высокой температуры короны стали думать, что свечение хромосферы в линиях гелия может вызываться высокочастотным излучением короны. Однако потом было установлено, что возрастание температуры начинается уже в хромосфере. Поэтому атомы с высоким потенциалом возбуждения (в том числе и атомы гелия) могут возбуждаться в верхней хромосфере электронным ударом (см. [5]).

Таким образом, мы должны сделать вывод, что хромосфера состоит как из более холодных, так и из более горячих областей. Физическая модель хромосферы должна быть поэтому довольно сложной. Наиболее вероятной надо считать следующую модель. Нижний слой хромосферы (до высоты около 1000 км) является сравнительно холодным, с температурой порядка 5000 К. С увеличением высоты температура медленно повышается, достигая значений 10—12 тысяч кельвинов на высоте 1500—2000 км. Еще выше хромосфера становится неоднородной. Здесь она состоит из отдельных волокон с температурой 12—18 тысяч кельвинов. Выше 4000 км на фоне короны наблюдаются более холодные спики, которые исчезают на высоте около 10 000 км.

5. Ультрафиолетовый спектр Солнца. Запуски ракет позволили получить спектры Солнца в ультрафиолетовой области. Результаты измерений этих спектров и их интерпретации опубликованы во многих статьях и книгах (см., например, [4]).

Спектр Солнца в ближайшей ультрафиолетовой области (при мерно до 1900 Å) похож на спектр в видимой части, т. е. является непрерывным спектром с линиями поглощения. Около 2100 Å интенсивность непрерывного спектра резко падает (в качестве возможных причин этого указано поглощение рядом атомов и молекул). Приблизительно при 1900 Å в спектре Солнца появляются эмиссионные линии. При дальнейшем уменьшении длины волн непрерывный спектр ослабевает и эмиссионные линии становятся заметнее. После 1500 Å спектр Солнца состоит из ярких линий на слабом непрерывном фоне.

Среди ярких линий ультрафиолетового спектра Солнца выделяется линия L_α водорода (1215,67 Å). В спектре видны и другие линии серии Лаймана, а также лаймановский континуум. Вместе с тем весьма интенсивной является резонансная линия ионизованного гелия (303,78 Å). В спектре присутствует также много линий ионов C, N, O, Si и др. (в том числе и резонансные линии).

Большинство ярких линий ультрафиолетового спектра Солнца возникает в хромосфере и в переходной области между хромосферой и короной. Некоторые линии возникают в короне. Важно подчеркнуть, что мы можем наблюдать эти линии лишь вследствие крайней слабости непрерывного спектра Солнца в ультрафиолете. Яркие линии такой же интенсивности в видимой части спектра, как правило, не могут быть обнаружены, так как они накладываются на сильный непрерывный спектр или на линии поглощения, интенсивность которых также велика. Только во время затмений, когда хромосфера и корона не проектируются на фотосферу, мы можем наблюдать яркие хромосферные и корональные линии

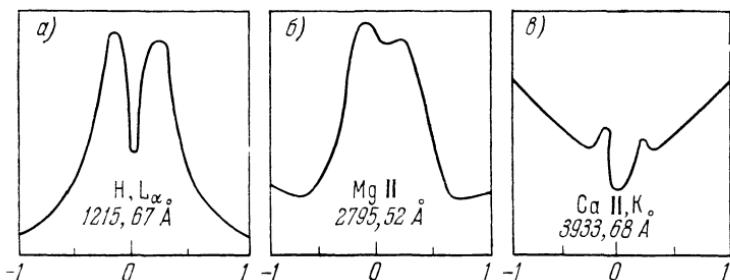


Рис. 19

в видимой части спектра. Однако в некоторых случаях и в видимой части спектра диска Солнца можно обнаружить влияние излучения хромосферы. Оно проявляется в увеличении интенсивностей в центральных областях сильных фраунгоферовых линий (например, линий H и K CaII).

При ракетных наблюдениях был определен профиль линии L_{α} в спектре Солнца. Он изображен на рис. 19, а. В центре эмиссионной линии L_{α} видна узкая линия поглощения, возникающая вследствие поглощения излучения нейтральным водородом на пути от Солнца до ракеты. Подтверждением этого является тот факт, что верхние слои земной атмосферы светятся в линии L_{α} благодаря переизлучению ими поглощенной солнечной радиации в данной линии. Отвлекаясь от упомянутой узкой линии поглощения, мы можем сказать, что линия L_{α} в спектре Солнца имеет широкий провал в центральной области.

На рис. 19, б и в приведены профили эмиссионных линий 2796 Mg II и 3934 Ca II, весьма похожих на профиль линии L_{α} . Спектрограмма с линией λ 2796 была получена при ракетных наблюдениях. Эта эмиссионная линия наложена на широкую линию поглощения. Эмиссионная линия λ 3934 находится на самом дне очень широкой линии поглощения K и является примером влияния хромосферы на фраунгоферов спектр, о чем шла речь выше. Эмиссионная линия L_{α} также наложена на широкую линию поглоще-

ния, но профиль последней трудно определить вследствие слабости непрерывного спектра.

Многие линии ультрафиолетового спектра Солнца возникают в переходной области между хромосферой и короной, температура в которой меняется примерно от 10 000 К до 1 млн. кельвинов. Теоретическое изучение этой области является весьма интересной задачей физики Солнца. Очевидно, что атомы какого-либо элемента в определенной стадии ионизации находятся преимущественно лишь в очень узком слое этой области, так как при более низкой температуре атомы находятся в предшествующей стадии ионизации, а при более высокой температуре — в последующей. Поэтому в переходной области существует сильная стратификация (т. е. слоистость) излучения. Принимая во внимание излучение в разных спектральных диапазонах, можно построить модель переходной области, т. е. определить изменения в ней плотности и температуры с высотой (см., например, [6]).

6. Линия L_α в спектре Солнца. Выше мы привели некоторые наблюдательные данные о линии L_α . Займемся теперь интерпретацией этих данных.

Эмиссионная линия L_α возникает в верхних слоях хромосферы, где температура растет с высотой. В этих слоях атомы возбуждаются электронным ударом и при последующих спонтанных переходах образуются кванты в спектральных линиях. Однако в большинстве случаев выйти беспрепятственно из хромосферы L_α -кванты не могут, так как оптическая глубина хромосферных слоев в центральной частоте этой линии велика. Поэтому в хромосфере происходит диффузия L_α -излучения. Как было выяснено ранее (в § 11), эта диффузия сопровождается перераспределением излучения по частотам внутри линии. При таком процессе преимущественная доля квантов выходит наружу в далеких от центра частях линии, для которых оптическая глубина сравнительно мала. В центральных же частях линии вследствие сильного поглощения выходит наружу меньшая доля квантов. Следовательно, эмиссионная линия может иметь провал в центральной области. Именно такой провал и наблюдается у линии L_α солнечного спектра.

Для определения теоретических профилей линии L_α мы можем воспользоваться уравнениями (11.9) и (11.10) с некоторыми изменениями. Указанные уравнения описывают диффузию излучения в спектральной линии с полным перераспределением по частотам при возникновении квантов в линии из непрерывного спектра. В результате решения этих уравнений определяется контур линии поглощения в спектре звезды. Чтобы принять во внимание образование квантов в линии за счет столкновений, надо ввести в уравнение (11.10) некоторый дополнительный член. Тогда мы получим линию поглощения с усиленной интенсивностью в центральной области или даже линию поглощения с наложенной на нее эмиссионной линией. Очевидно, что такие теоретические профили будут от-

носиться не только к линии L_α , но и к другим резонансным линиям солнечного спектра (в частности, к линиям Н и К Са II).

Для простоты мы найдем только профиль эмиссионной линии, которая накладывается на линию поглощения. В данном случае свободный член интегрального уравнения (11.14), определяющего функцию $S(\tau)$, обусловлен только столкновениями. Так как этот механизм возбуждения линий ослабевает с увеличением оптической глубины, то мы примем, что

$$g(\tau) = Ce^{-m\tau}, \quad (16.35)$$

где C и m — постоянные. Интенсивность излучения частоты ν внутри линии, выходящего под углом $\arccos \mu$ к нормали, выражается через функцию $S(\tau)$ формулой

$$I_\nu(0, \mu) = \frac{\eta_\nu}{\eta_\nu + 1} \int_0^\infty S(\tau) e^{-x\tau} x d\tau, \quad (16.36)$$

где η_ν — отношение коэффициента поглощения в линии к коэффициенту поглощения в непрерывном спектре и $x = (\eta_\nu + 1)/\mu$ [см. для сравнения формулу (11.11)]. Однако в том случае, когда $g(\tau)$ является экспонентой, для нахождения величины $I_\nu(0, \mu)$ нет необходимости в определении функции $S(\tau)$. На основании формулы (3.19) имеем

$$I_\nu(0, \mu) = C \frac{\eta_\nu}{\eta_\nu + 1} \frac{\Phi\left(\frac{1}{m}\right) \Phi\left(\frac{\mu}{\eta_\nu + 1}\right)}{1 + m \frac{\mu}{\eta_\nu + 1}}, \quad (16.37)$$

где функция $\Phi(z)$ определяется уравнением (11.27).

Уравнение (11.27) может быть легко решено численными методами. В. В. Иванов сделал это при доплеровском коэффициенте поглощения в линии, пренебрегая поглощением в непрерывном спектре. С помощью полученной таблицы функции $\Phi(z)$ по формуле (16.37) были определены профили эмиссионных линий. На рис. 20 для примера приведены некоторые результаты для центра диска ($\mu=1$). По оси абсцисс отложено расстояние от центра линии в доплеровских ширинах, по оси ординат — интенсивность по отношению к центральной интенсивности. Профили построены для значений величины m/η_ν , равных ∞ , 2, 0,5, 0,3, 0,2 и 0,15, причем линия тем шире, чем меньше эта величина. Мы видим, что теоретические профили эмиссионных линий весьма похожи на профили линии L_α , полученные из наблюдений (см. рис. 19, а).

Теория дает также профили эмиссионных линий на разных расстояниях от центра диска. Оказывается, что при переходе от центра диска к краю центральный провал линии становится глубже, а рас-

стояние между максимумами возрастает. Примерно так же изменяется профиль линии L_α на диске Солнца и согласно наблюдениям.

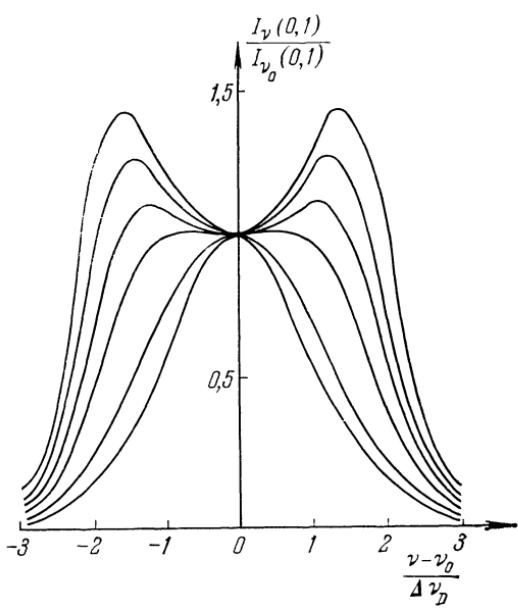


Рис. 20

Солнца принимаются во внимание различные причины, влияющие на населенность второго уровня атома (см. [5]).

§ 17. Корона

1. Излучение короны. Корона представляет собой самую внешнюю часть солнечной атмосферы. Изучать корону очень трудно, так как ее яркость гораздо меньше яркости неба, обусловленной рассеянием солнечного света в земной атмосфере. Поэтому наблюдения короны приходится проводить во время солнечных затмений, когда излучение диска Солнца не доходит до атмосферы Земли. С целью избавления от рассеянного света неба корону наблюдают также в высокогорных обсерваториях при помощи специальных инструментов — коронографов. Вследствие эпизодичности и кратковременности затмений второй способ наблюдения короны дает больше сведений о ней, чем первый.

Наблюдения показывают, что количество энергии, излучаемой короной, составляет примерно одну миллионную долю светимости Солнца. С течением времени излучение короны претерпевает заметные изменения (возрастая в годы максимума солнечной активности и убывая в годы минимума).

Сравнение теории с наблюдениями дает возможность определить значения параметров C и m . В свою очередь это позволяет найти распределение электронной концентрации и температуры в верхних слоях хромосферы, от которых указанные параметры зависят. Следует, однако, иметь в виду, что при получении формулы (16.37) предполагалось постоянство профиля коэффициента поглощения в хромосфере. В действительности же он меняется с глубиной вследствие изменения температуры.

В более подробной теории образования резонансных линий в спектре