

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

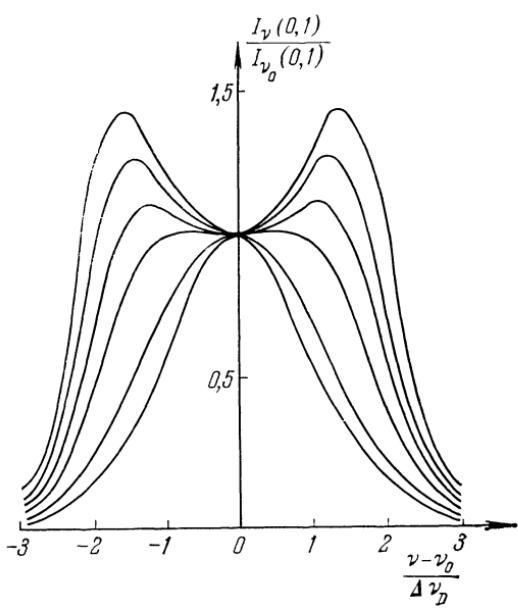


Рис. 20

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

Спектр короны в видимой области резко отличается от спектра расположенной ниже хромосферы. Как мы помним, спектр хромосферы состоит из ярких линий, являющихся обращенными фраунгоферовыми линиями (за исключением линий гелия). В то же время корона обладает непрерывным спектром с фраунгоферовыми линиями поглощения. Вместе с тем в спектре короны присутствуют и яркие линии, но они совсем не те, что линии в спектре хромосферы.

Точнее говоря, излучение короны может быть разделено на три составляющие. Первая составляющая (К-компонент) имеет непрерывный спектр с некоторым числом очень размытых линий поглощения, соответствующих наиболее сильным фраунгоферовым линиям в спектре диска Солнца. Это излучение является поляризованным. Вторая составляющая (F-компонент) имеет непрерывный спектр с фраунгоферовыми линиями, который существенно не отличается от спектра диска Солнца. Это излучение почти не поляризовано. Третья составляющая (Е-компонент) обладает эмиссионным линейчатым спектром. Суммарная энергия, излучаемая короной в линиях, составляет около 1% энергии, выходящей из нее в непрерывном спектре.

На рисунке 21, взятом из статьи ван де Хюлста [2], приведены кривые, характеризующие относительные интенсивности каждой из компонент излучения короны на разных расстояниях от края диска Солнца. Для сравнения на том же рисунке пунктиром отмечены яркости неба около Солнца в трех случаях. Первый из них соответствует небу с дымкой, т. е. земной атмосфере, включающей в себя как молекулы, так и крупные частицы (индикатрисы рассеяния последних сильно вытянуты вперед, вследствие чего около Солнца наблюдается яркий ореол). Второй случай соответствует голубому небу, т. е. атмосфере, состоящей только из молекул. В третьем случае пунктирная прямая дает яркость неба во время полной фазы затмения. Эта яркость обусловлена рассеянным светом, пришедшим в область лунной тени из области атмосферы, освещенной Солнцем.

Как показали Аллен и ван де Хюлст, F-компоненты излучения солнечной короны возникает в действительности не в самой короне,

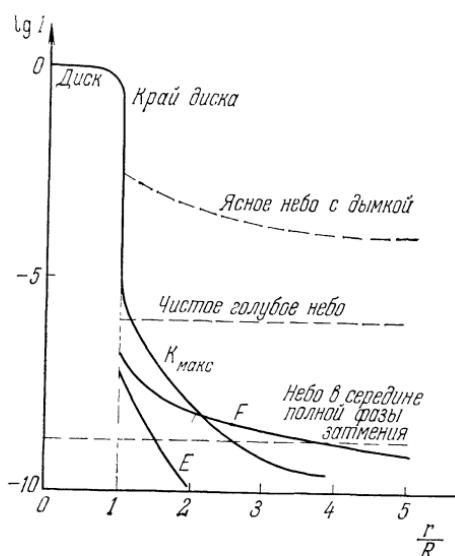


Рис. 21

а в пространстве между Солнцем и Землей. Эта компонента является результатом рассеяния солнечного света на частицах межпланетной пыли, т. е. имеет такую же природу, как и зодиакальный свет. Значительная яркость F-компоненты объясняется сильной вытянутостью вперед индикатрисы рассеяния пылевых частиц.

Таким образом, для нахождения истинного излучения короны необходимо из ее наблюдаемого излучения исключить F-компоненту. В дальнейшем мы уже не будем говорить об этой фиктивной компоненте и займемся лишь истинными компонентами K и E.

2. Происхождение непрерывного спектра. Объяснение происхождения непрерывного спектра короны (точнее, его K-компоненты) состоит в том, что он возникает в результате рассеяния фотосферного излучения Солнца на свободных электронах короны. Приведем некоторые факты, подтверждающие правильность такого объяснения.

1. Распределение энергии в спектре короны не отличается от распределения энергии в спектре Солнца. Совпадают также между собой цвет короны и цвет Солнца. Так и должно обстоять дело в случае рассеяния света на свободных электронах вследствие независимости коэффициента рассеяния от длины волны. Некоторые расхождения между различными наблюдательными данными о спектре и цвете короны вызваны трудностями наблюдений.

2. Излучение короны является поляризованным в соответствии с законом поляризации света при электронном рассеянии (сформулированном в § 7). Наблюдения дают степень поляризации света короны p на разных расстояниях от центра диска Солнца r (с ростом r она возрастает приблизительно до значения $p=40\%$ на расстоянии $r=1,5 r_{\odot}$, а затем убывает). Как известно, теоретическое значение степени поляризации излучения, рассеянного элементарным объемом, равно

$$p = \frac{\sin^2 \gamma}{1 + \cos^2 \gamma}, \quad (17.1)$$

где γ — угол между направлениями падающего и рассеянного излучения. Однако на данный элементарный объем короны падает излучение от разных мест фотосферы и для каждого падающего луча будет свой угол рассеяния γ и своя плоскость рассеяния. Поэтому выражение для степени поляризации света, рассеянного элементарным объемом короны, оказывается довольно сложным. Для нахождения же величины $p(r)$ надо проинтегрировать излучение от всех элементарных объемов вдоль луча зрения. Такие вычисления приводят к значениям степени поляризации $p(r)$, согласующимся с наблюденными значениями этой величины (если, разумеется, из наблюдаемого излучения короны исключить неполяризованную F-компоненту).

3. В спектре короны присутствует лишь очень небольшое число сильно размытых фраунгоферовых линий. Это объясняется доплеровским расширением линий, происходящим при рассеянии солн-

нечного света на быстро движущихся свободных электронах короны. Если мы обозначим через r_v^0 относительную остаточную интенсивность линии в спектре Солнца и через r_v аналогичную величину для короны, то приближенно можно написать

$$r_v = \frac{1}{\Delta v_D \sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-\left(\frac{v-v'}{\Delta v_D}\right)^2} r_v^0 dv', \quad (17.2)$$

где

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}, \quad (17.3)$$

и T_e — электронная температура короны. Так как масса электрона m очень мала, то величина Δv_D оказывается очень большой. Поэтому узкие и слабые фраунгоферовы линии размываются настолько, что становятся невидимыми. И только очень сильные фраунгоферовы линии (например, Н и К ионизованного кальция), хотя и весьма размытые, наблюдаются в спектре короны. Следует отметить, что в спектре F-компоненты излучения короны, возникающей при рассеянии света на пылевых частицах, присутствует большое число фраунгоферовых линий, так как скорости пылевых частиц очень малы.

Перечисленные факты с несомненностью говорят о том, что непрерывный спектр короны образуется вследствие рассеяния света, идущего от диска Солнца, на свободных электронах короны. Возникает, однако, следующий важный вопрос: чем вызывается резкое изменение характера спектра при переходе от хромосфера к короне, т. е. почему ярко-линейчатый спектр хромосферы превращается в непрерывный спектр короны? Разумеется, ответ на этот вопрос состоит не в том, что в короне много свободных электронов, а в хромосфере их мало. На самом деле с удалением от поверхности Солнца плотность вещества (и в том числе концентрация свободных электронов) быстро убывает. И именно этим убыванием плотности в основном и объясняется указанное изменение спектра. Эффект возрастания роли электронного рассеяния с уменьшением плотности уже отмечался нами в § 5, причем в качестве примера приводились фотосферы звезд — сверхгигантов.

Чтобы пояснить сказанное, напишем выражения для коэффициентов излучения в непрерывном спектре и в линии. Объемный коэффициент излучения в непрерывном спектре, обусловленный рассеянием света на свободных электронах, дается формулой

$$\epsilon_v = n_e \sigma_0 \int I_v^0 \frac{d\omega}{4\pi}, \quad (17.4)$$

где n_e — концентрация свободных электронов, σ_0 — коэффициент рассеяния, рассчитанный на один электрон, и I_v^0 — интенсивность излучения, приходящего от фотосферы. С другой стороны, объем-

ный коэффициент излучения в линии, соответствующей переходу $k \rightarrow i$, равен

$$\epsilon'_v = \frac{n_k A_{ki} h v_{ik}}{4\pi \Delta v_{ik}}, \quad (17.5)$$

где n_k — число атомов в k -м состоянии в 1 см^3 , A_{ki} — эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода и Δv_{ik} — ширина линии. Величину n_k , по аналогии с формулой (5.7), можно представить в виде

$$n_k = b_k n_e n^+ \frac{g_k}{g^+} \frac{h^3}{2(2\pi mkT_e)^{3/2}} e^{\frac{\chi_k}{kT_e}}, \quad (17.6)$$

где коэффициент b_k показывает, во сколько раз значение величины $n_k/n_e n^+$ отличается от ее значения при термодинамическом равновесии с температурой T_e .

Подставляя (17.6) в (17.5), мы видим, что коэффициент излучения в линии ϵ'_v пропорционален $n_e n^+$, т. е. квадрату плотности (если атомы находятся преимущественно в ионизованном состоянии). Однако коэффициент излучения в непрерывном спектре ϵ_v пропорционален n_e , т. е. первой степени плотности. Поэтому в случае малой плотности газа ϵ'_v есть малая величина первого порядка, а ϵ_v — малая величина второго порядка. Следовательно, при достаточно малой плотности коэффициент излучения в линии будет меньше коэффициента излучения в непрерывном спектре, обусловленного рассеянием на свободных электронах.

Для отношения величин ϵ'_v и ϵ_v мы имеем

$$\frac{\epsilon'_v}{\epsilon_v} \sim n^+ \sim \rho. \quad (17.7)$$

Так как с удалением от поверхности Солнца плотность ρ убывает, то убывает и отношение ϵ'_v/ϵ_v . При сравнительно большой плотности (в хромосфере) $\epsilon'_v/\epsilon_v \gg 1$, т. е. видны сильные линии на относительно слабом непрерывном фоне. При сравнительно малой плотности (в короне) $\epsilon'_v/\epsilon_v \ll 1$, т. е. наблюдается непрерывный спектр и почти нет линий (за некоторыми исключениями).

В действительности отношение ϵ'_v/ϵ_v зависит не только от плотности, но и от температуры. Оно зависит также от механизма возбуждения атомов, которым определяется значение коэффициента b_k . Поэтому для разных линий ход изменения величины ϵ'_v/ϵ_v с расстоянием r будет различным. Для каждой линии соответствующие расчеты можно выполнить при помощи формул (17.4) — (17.6). Ниже это будет сделано для бальмеровских линий водорода.

3. Электронная концентрация. Поскольку основным механизмом свечения короны является рассеяние света свободными электронами, то по измеренной поверхностной яркости короны можно найти распределение свободных электронов в ней. Эта задача решается

в принципе так же, как и рассмотренная выше задача о нахождении распределения излучающих атомов по высоте в хромосфере.

Будем считать, что корона обладает сферической симметрией (хотя в действительности это не совсем так). Пусть $\epsilon(r')$ — объемный коэффициент излучения на расстоянии r' от центра Солнца и $I(r)$ — интенсивность излучения, идущего от короны к наблюдателю на расстоянии r от центра диска. Указанные величины связаны между собой уравнением

$$I(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(r') ds, \quad (17.8)$$

где $s = \sqrt{r'^2 - r^2}$. Это уравнение можно переписать также в виде

$$I(r) = 2 \int_r^{\infty} \frac{\epsilon(r') r' dr'}{\sqrt{r'^2 - r^2}}. \quad (17.9)$$

Так как величина $I(r)$ известна из наблюдений, то, решая уравнение (17.9) (уравнение Абеля), мы можем найти коэффициент излучения $\epsilon(r)$. На практике обычно пользуются тем, что если

$$\epsilon(r) = \frac{C}{r^m}, \quad (17.10)$$

где C и m — постоянные, то, как следует из (17.9),

$$I(r) = \frac{2C}{r^{m-1}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^{m-2} \varphi d\varphi. \quad (17.11)$$

На этом основании, принимая, что $\epsilon(r)$ является суммой членов вида (17.10), подбираются постоянные C и m так, чтобы сумма членов вида (17.11) достаточно хорошо представляла заданную функцию $I(r)$.

Если коэффициент излучения $\epsilon(r)$ найден, то, пользуясь формулой (17.4), мы можем определить электронную концентрацию $n_e(r)$. Считая, что интенсивность фотосферного излучения I_0 не зависит от направления, получаем

$$n_e(r) = \frac{2\epsilon(r)}{\sigma_0 I_0 \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{R}{r} \right)^2} \right]}, \quad (17.12)$$

где R — радиус Солнца.

При более строгом решении задачи об определении электронной концентрации в короне необходимо учесть потемнение солнечного диска при переходе от центра к краю. Кроме того, следует принять во внимание, что свободные электроны рассеивают излучение не изотропно, а с индикаторисой рассеяния $x(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma)$.

После нахождения электронной концентрации $n_e(r)$ можно вычислить степень поляризации излучения короны $p(r)$ (о чём уже говорилось выше). Совпадение вычисленных и наблюденных значений $p(r)$ служит контролем правильности определения $n_e(r)$.

В качестве примера приведем следующую приближенную формулу для величины $n_e(r)$, полученную указанным выше способом:

$$n_e(r) = 10^8 \left[0,036 \left(\frac{R}{r} \right)^{1.5} + 1,55 \left(\frac{R}{r} \right)^6 + 2,99 \left(\frac{R}{r} \right)^{16} \right]. \quad (17.13)$$

Подробное изучение структуры короны было выполнено ван де Хюлстом (см. [2]). В его работе принята во внимание анизотропия

Таблица 20

Электронная концентрация в короне $n_e(r) \cdot 10^{-6}$

r/R	«Максимальная» корона	«Минимальная» корона		r/R	«Максимальная» корона	«Минимальная» корона	
		экваториальная	полярная			экваториальная	полярная
1,00	403	227	174	1,5	14,8	8,3	1,41
1,03	316	178	127	1,7	7,11	4,0	0,542
1,06	235	132	87,2	2,0	2,81	1,58	0,196
1,1	160	90,0	53,2	2,6	0,665	0,374	0,040
1,2	70,8	39,8	16,3	3,0	0,313	0,176	0,017
1,3	37,6	21,1	5,98	4,0	0,090	0,050	0,004

электронного рассеяния, исключена F-компоненты, учтена поляризация излучения короны. Полученные результаты приведены в табл. 20, содержащей значения электронной концентрации как для короны в эпоху максимума солнечной активности, так и для короны в эпоху минимума. При этом «максимальная» корона считается сферически-симметричной, а для «минимальной» короны даны значения n_e отдельно для экваториальной и полярной областей.

Мы можем определить также полное число свободных электронов в короне, для чего достаточно знать ее светимость. Если ϵ — коэффициент излучения, то светимость короны равна

$$L_k = 4\pi \int \epsilon dV, \quad (17.14)$$

где интегрирование производится по всему объему короны. Так как светимость короны определяется в основном излучением ее внутренних частей (для которых $r \approx R$), то на основании формулы (17.12) можно приближенно написать

$$\epsilon(r) = \frac{1}{2} n_e(r) \sigma_0 I_0. \quad (17.15)$$

Подстановка (17.15) в (17.14) дает

$$L_k = 2\pi\sigma_0 I_0 N_e, \quad (17.16)$$

где $N_e = \int n_e dV$.

С другой стороны, светимость Солнца равна

$$L_\odot = 4\pi R^2 \pi I_0. \quad (17.17)$$

Поэтому для отношения светимости короны к светимости Солнца получаем

$$\frac{L_k}{L_\odot} = \frac{\sigma_0 N_e}{2\pi R^2}. \quad (17.18)$$

Формула (17.18) дает возможность определить полное число свободных электронов в короне N_e , если известна из наблюдений величина L_k/L_\odot . Как уже упоминалось, $L_k/L_\odot \approx 10^{-6}$. Поэтому находим: $N_e \approx 5 \cdot 10^{40}$.

Отсюда, между прочим, следует, что число свободных электронов короны, приходящихся на один квадратный сантиметр поверхности Солнца, равно

$$\frac{N_e}{4\pi R^2} \approx 10^{18}. \quad (17.19)$$

Умножая это число на коэффициент рассеяния, рассчитанный на один свободный электрон, получаем приближенное значение для оптической толщины короны, которое оказывается равным $\tau_0 \approx \approx 10^{-6}$. Такого результата и следовало ожидать, так как должно выполняться приближенное равенство: $L_k \approx \tau_0 L_\odot$.

4. Корональные линии. В видимой части спектра короны существует около 30 эмиссионных линий. Наиболее яркой из них является «зеленая» линия с длиной волны 5303 Å. Весьма сильны также линии $\lambda 6375$ и $\lambda 6702$ Å в красной части спектра, $\lambda 7892$, $\lambda 10747$ и $\lambda 10798$ Å — в инфракрасной и $\lambda 3388$ Å — в ультрафиолетовой. Относительные интенсивности линий различны в разных частях короны. Ширины линий довольно велики — порядка 1 Å.

Происхождение корональных линий в течение долгого времени было загадкой для астрофизиков. Наконец в 1939 г. Гротриан обнаружил, что частоты двух корональных линий совпадают с частотами запрещенных линий, возникающих при переходах между подуровнями основного состояния ионов Fe X и Fe XI. Затем Эдлен нашел такое же совпадение частот двух других корональных линий и линий ионов Ca XII и Ca XIII. Следует заметить, что запрещенные линии указанных ионов в лаборатории не наблюдались. Частоты этих линий были найдены из схемы термов, построенной по наблюденным в лаборатории разрешенным линиям, лежащим в ультрафиолетовой области спектра.

В дальнейшем Эдлен произвел отождествление большинства линий в спектре короны. Оказалось, что все они образуются при запрещенных переходах между подуровнями одного состояния сильно ионизованных атомов (железа, кальция, никеля и аргона). В табл. 21 дан список отождествленных корональных линий вместе с различными сведениями о них.

Таблица 21

Линии излучения короны

Длина волны	Наблюдаемая относительная интенсивность		Ион	Коэффициент вероятности $A_{ki}^{\text{в}}$ с ⁻¹	Потенциал возбуждения в эВ	Потенциал ионизации в эВ
	по Гротриану	по Лио				
3 328	1,0	—	Ca XII	488	3,72	589
3 388	16	—	Fe XIII	87	5,96	325
3 601,0	2,1	—	Ni XVI	193	3,44	455
3 642,9	—	—	Ni XIII	18	5,82	350
3 986,9	0,7	—	Fe XI	9,5	4,68	261
4 086,3	1,0	—	Ca XIII	319	3,03	655
4 231,4	2,6	—	Ni XII	237	2,93	318
4 359	—	—	Ar XIV	108	2,84	682
5 116,03	4,3	2,2	Ni XIII	157	2,42	350
5 302,86	100	100	Fe XIV	60	2,34	355
5 536	—	—	Ar X	106	2,24	421
5 694,42	—	1,2	Ca XV	95	2,18	814
6 374,51	8,1	18	Fe X	69	1,94	233
6 701,83	5,4	2,0	Ni XV	57	1,85	422
7 059,62	—	2,2	Fe XV	—	31,77	390
7 891,94	—	13	Fe XI	44	1,57	261
8 024,21	—	0,5	Ni XV	22	3,39	422
10 746,80	—	55	Fe XIII	14	1,15	325
10 797,95	—	35	Fe XIII	9,7	2,30	325

Вычисления показывают, что высокоионизованные атомы других элементов не имеют линий в видимой части спектра или их линии слишком слабы и не могут наблюдаться на фоне непрерывного спектра короны. Однако некоторые линии находятся на пределе видимости и, возможно, их удастся обнаружить каким-либо способом в будущем.

Указанное отождествление корональных линий сразу же вызывает два вопроса: 1) в чем причина существования многократно ионизованных атомов в короне? 2) Почему в спектре короны наблюдаются запрещенные линии? На первый из этих вопросов ответ будет дан ниже. Сейчас же мы кратко ответим на второй из них (откладывая подробное рассмотрение проблемы возникновения запрещенных

линий в спектрах небесных тел до гл. V, посвященной газовым туманностям).

Как известно, эйнштейновские коэффициенты спонтанных переходов для разрешенных линий порядка 10^8 с^{-1} . Однако для запрещенных линий эти коэффициенты гораздо меньше. Например, для запрещенных линий в спектре короны, как следует из таблицы, они порядка $10-10^3 \text{ с}^{-1}$ (хотя запрет в этих случаях и не очень сильный). Вследствие малости вероятностей запрещенных переходов необходимы особые условия, чтобы запрещенные линии могли стать достаточно интенсивными.

Для выяснения этих условий прежде всего заметим, что если из данного состояния возможны как запрещенные, так и разрешенные переходы, то первые из них происходят гораздо реже вторых, и запрещенная линия оказывается гораздо слабее разрешенной. Следовательно, запрещенные линии могут стать сравнительно интенсивными только в том случае, когда верхнее состояние метастабильное, т. е. из него нет никаких переходов вниз, кроме запрещенных.

Однако, в отличие от обычных возбужденных состояний, в которых атом находится в течение времени порядка 10^{-8} с , в метастабильном состоянии он может находиться гораздо дольше. Поэтому для осуществления спонтанного перехода из метастабильного состояния необходимо, чтобы атом не подвергался внешним возмущениям в течение весьма больших промежутков времени. В частности, атом не должен испытывать частых встреч со свободными электронами, так как последние могут перевести его из метастабильного состояния вниз без излучения запрещенной линии при ударе второго рода. Точно так же атом не должен подвергаться сильному воздействию излучения, при поглощении которого он может перейти из метастабильного состояния вверх. Таким образом, для появления сравнительно интенсивных запрещенных линий в спектре какого-либо объекта необходимо, чтобы плотность вещества и плотность излучения были в нем достаточно малыми.

Само присутствие запрещенных линий в спектре короны говорит о том, что указанные условия в ней выполняются. Вычисления подтверждают это. Как мы видели, электронная концентрация в короне довольно мала, и столкновения не препятствуют спонтанным переходам из метастабильных состояний (хотя значение n_e в короне на несколько порядков больше, чем в туманностях, но и вероятности переходов для корональных линий сравнительно велики). Вместе с тем в короне осуществляется и условие, касающееся плотности излучения. Чтобы ионы, дающие корональные линии, перевести из их метастабильных состояний вверх, необходимо излучение в далекой ультрафиолетовой области спектра. Плотность же такого излучения в атмосфере Солнца очень мала.

5. Температура короны. Сразу же после отождествления корональных линий было сделано еще одно важное открытие в физике

Солнца: появился ряд фактов, свидетельствующих о чрезвычайно высокой кинетической температуре короны — порядка миллиона кельвинов. Мы сейчас приведем наиболее существенные из этих фактов.

1. Сильная ионизация атомов в короне. Этот факт следует поставить на первое место. Если бы температура короны не была столь высокой, то было бы совершенно непонятным существование в ней многократно ионизованных атомов (таких, как Fe X, Ca XII и т. д.). При температуре же порядка 10^6 кельвинов сильная ионизация атомов вызывается электронными ударами (см. ниже).

2. Размытие линий поглощения. Мы уже говорили о том, что в спектре короны, возникающем при рассеянии солнечного излучения на свободных электронах, не видны фраунгоферовы линии, за исключением некоторых сильно размытых. Это объясняется доплеровским расширением линий вследствие теплового движения свободных электронов. Однако если считать, что температура короны равна температуре обращающегося слоя, т. е. 5000 К, то профили линий поглощения, вычисленные по формуле (17.2), оказываются значительно уже и резче наблюденных профилей. Чтобы согласовать теорию с наблюдениями, надо допустить, что температура электронного газа короны не меньше 600 000 К.

3. Ширины линий излучения. Измеренные профили эмиссионных линий в спектре короны хорошо представляются кривыми, соответствующими максвелловскому распределению атомов по скоростям. Это дает возможность по ширине линии найти среднюю скорость движения атомов. Для зеленой линии $\lambda 5303 \text{ \AA}$, принадлежащей Fe XIV, ширина оказывается около 1 \AA , значит, средняя скорость атомов железа — около 25 км/с. Отсюда для кинетической температуры короны получается значение порядка $2 \cdot 10^6$ кельвинов.

4. Отсутствие бальмеровских линий. Как уже отмечалось, эмиссионные линии в спектре короны должны быть слабы на фоне непрерывного спектра. Однако водорода во внешних слоях Солнца так много, что бальмеровские линии можно было бы обнаружить, если бы температура короны была низкой. Факт же отсутствия этих линий в спектре короны говорит о ее высокой температуре. Сильная зависимость интенсивности бальмеровских линий от температуры объясняется тем, что эти линии возникают в результате рекомбинаций, а вероятность рекомбинации приблизительно пропорциональна $T_e^{-\frac{3}{2}}$.

Следовательно, при $T_e = 10^6$ кельвинов интенсивность линии должна быть примерно в 1000 раз меньше, чем при $T_e = 10^4$ кельвинов. Отношение интенсивностей бальмеровских линий к интенсивности непрерывного спектра может быть найдено при помощи формул (17.4) — (17.6). Подобные вычисления показали, что линия H_α не будет заметной в спектре короны только в том случае, когда $T_e > 100 000$ К (см. [7]).

5. Градиент плотности в короне. Как видно из формулы (17.13) и табл. 20, плотность в короне падает с возрастанием r не очень быстро. Во всяком случае, это падение происходит гораздо медленнее, чем по барометрическому закону с температурой 5000 К. На этом основании была выдвинута гипотеза о том, что корона не находится в гидростатическом равновесии, а поддерживается турбулентными движениями. Однако в такой гипотезе (не подтвержденной наблюдениями) нет необходимости, если температуру короны считать очень высокой. Возьмем обобщенную барометрическую формулу

$$n_e \sim e^{\frac{GM\mu m_H}{rkT}}, \quad (17.20)$$

отличающуюся от обычной барометрической формулы (16.31) тем, что в ней учтена зависимость ускорения силы тяжести от r . Здесь G — постоянная тяготения, M — масса Солнца, m_H — масса атома водорода, μ — средний молекулярный вес. Легко убедиться, что формула (17.20) хорошо представляет наблюдательные данные об электронной концентрации, приведенные в табл. 20, т. е. $\lg n_e$ и $1/r$ связаны между собой линейной зависимостью. Чтобы согласовать между собой теоретическое и наблюденное значения углового коэффициента этой зависимости, надо для температуры короны принять значение $T \approx 1,4 \cdot 10^6$ кельвинов (оно получается при $\mu = 0,69$, т. е. в том случае, когда отношение числа атомов водорода к числу атомов гелия в короне, как и в хромосфере, равно 5). Следовательно, можно считать, что корона находится в гидростатическом равновесии при указанной высокой температуре.

6. Интенсивность радиоизлучения Солнца. Как мы увидим в следующем параграфе, основная часть длинноволнового радиоизлучения Солнца идет от короны. По измеренным интенсивностям этого радиоизлучения можно определить электронную температуру короны, которая оказывается порядка 10^6 кельвинов.

Таким образом, надо считать твердо установленным, что температура короны — порядка миллиона кельвинов. Для объяснения нагревания короны было высказано несколько гипотез. Наиболее вероятная из них основывается на существовании акустических и магнитоакустических волн, идущих от фотосферы. Эти волны порождаются конвекцией и проходят через верхнюю фотосферу и нижнюю хромосферу почти без диссиляции. Однако в верхней хромосфере и короне из-за уменьшения плотности они превращаются в ударные волны, энергия которых быстро диссилирует и переходит в тепло. Так как определенная температура короны устанавливается в результате равновесия между нагреванием и охлаждением, то при теоретическом нахождении температуры должно быть рассмотрено и охлаждение короны. Оно происходит за счет излучения короны в спектральных линиях, вследствие передачи энергии короны более холодной хромосфере теплопроводностью и при вылете из нее быстрых частиц, уносящих с собой некоторую энергию. Подсче-

ты показывают, что потеря энергии короной сравнительно невелика. Вследствие этого и механизмы нагревания короны не должны быть мощными.

При построении теории короны вместе с рассмотрением баланса энергии должен быть изучен и баланс массы. В корону поступает вещество из хромосферы и этот процесс компенсируется истечением вещества из короны. Раньше изучали диссипацию частиц из стационарной короны, однако теперь считается, что вся корона растекается. Радиолокацией Солнца было установлено движение газа в короне наружу со скоростями, возрастающими от двух до нескольких десятков км/с. Это движение газа приводит к появлению «солнечного ветра» в межпланетном пространстве.

Следует еще заметить, что правильная теория короны должна объяснять наблюдаемую ее неоднородность. Как показали наблюдения, зеленая и красная линии в спектре короны (с длинами волн 5303 Å и 6374 Å, соответственно) возникают в разных областях короны. Так как первая из этих линий принадлежит Fe XIV, а вторая Fe X, то естественно считать, что «зеленая» область короны значительно горячее «красной». Оказывается, что температура короны ниже средней в полярной части и выше средней над пятнами и факелами. Большой интерес для теории короны представляют также ее различные структурные образования: лучи, «арки», «шлемы» и т. д. Устойчивость таких образований связана, по-видимому, с существованием магнитных полей в короне.

6. Ионизация и возбуждение атомов. Мы уже говорили о том, что высокая температура короны позволяет понять существование в ней многократно ионизованных атомов. Однако для определения степени ионизации атомов в короне нельзя применять обычную ионизационную формулу Саха, так как в короне отсутствует термодинамическое равновесие. В подобных случаях степень ионизации атомов находится путем рассмотрения тех элементарных процессов, которые ведут к ионизации, и обратных им процессов, т. е. рекомбинаций. В дальнейшем (в гл. V, VI и VII) будут получены формулы ионизации при отсутствии термодинамического равновесия для случая туманностей и оболочек нестационарных звезд. Сейчас же для случая короны вопрос о степени ионизации атомов мы рассмотрим более кратко (хотя надо иметь в виду, что формулы ионизации для случаев туманности и короны сильно отличаются друг от друга вследствие различий в механизме ионизации).

Рассмотрим сначала для простоты ионизацию атомов водорода. Пусть, как и выше, n_1 , n^+ и n_e — число нейтральных атомов (в первом состоянии), число протонов и число свободных электронов в 1 см^3 соответственно. Ионизация атомов может происходить как при столкновениях (из которых наибольшую роль играют столкновения со свободными электронами), так и под действием излучения. Число этих процессов, происходящих в 1 см^3 за 1 с, мы обозначим соответственно через $n_1 n_e B$ и $n_1 D$. Обратными процессами являются реком-

бинации при тройных столкновениях (без излучения) и рекомбинации, связанные с излучением (как самопроизвольные, так и вынужденные). Число рекомбинаций мы обозначим соответственно через $n_e^2 n^+ A$ и $n_e n^+ C$. В стационарном состоянии число ионизаций равно числу рекомбинаций, т. е. выполняется равенство

$$n_1 n_e B + n_1 D = n_e^2 n^+ A + n_e n^+ C. \quad (17.21)$$

При термодинамическом равновесии каждый прямой процесс компенсируется обратным процессом. В частности, число ионизаций при столкновениях равно числу рекомбинаций при столкновениях, т. е.

$$n_1 B = n_e n^+ A. \quad (17.22)$$

Аналогично число ионизаций под действием излучения равно числу рекомбинаций, связанных с излучением, т. е.

$$n_1 D = n_e n^+ C. \quad (17.23)$$

Формулы (17.22) и (17.23) переходят в обычную формулу ионизации (5.5), если подставить в них значения коэффициентов A , B , C и D для случая термодинамического равновесия (точнее говоря, при максвелловском распределении свободных электронов по скоростям и при планковской плотности излучения).

При отсутствии же термодинамического равновесия степень ионизации атомов находится из соотношения (17.21), в котором каждый член должен быть определен для заданных конкретных условий. Во внешних слоях звезд и в туманностях, вследствие малой плотности вещества, рекомбинации при тройных столкновениях случаются гораздо реже рекомбинаций, связанных с излучением, т. е.

$$n_e A \ll C. \quad (17.24)$$

Что же касается ионизаций, то, вообще говоря, они происходят как при столкновениях, так и под действием излучения. Как мы увидим дальше, в туманностях ионизация вызывается излучением горячих звезд. В этом случае степень ионизации атомов определяется формулой (17.23) при соответствующей (отличной от планковской) плотности излучения. В короне же плотность ультрафиолетового излучения очень мала, и оно не играет никакой роли в ионизации атомов (за исключением первой ионизации металлов). Легко понять, что при огромной кинетической температуре короны ионизация атомов в ней вызывается электронными ударами. В данном случае из соотношения (17.21) получаем

$$\frac{n^+}{n_1} = \frac{B}{C}. \quad (17.25)$$

Важно заметить, что степень ионизации в короне не зависит от плотности вещества (а зависит лишь от электронной температуры T_e).

Теория ионизации атомов в короне была разработана И. С. Шкловским [7]. Произведенные им вычисления по формуле (17.25) для водорода привели к значениям величины n^+/n_1 порядка 10^6 при $T_e \approx 10^5$ кельвинов и порядка 10^7 при $T_e \approx 10^6$ кельвинов (когда $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$). Эти значения величины n^+/n_1 примерно в миллион раз меньше ее значений в случае термодинамического равновесия при тех же температурах и плотностях.

Определение относительных чисел атомов металлов в разных стадиях ионизации также может быть сделано по формуле (17.25) (в которой под n_1 теперь надо понимать концентрацию атомов в данной стадии ионизации, а под n^+ — в последующей). Однако в этом случае для коэффициентов B и C приходится пользоваться приближенными выражениями, так как квантовомеханические вычисления этих величин очень трудны. В табл. 22 приведены для примера зна-

Таблица 22

Ионизация железа в короне $T_e \cdot 10^{-6}$

	0,3	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0	1,2	1,4
Fe X	0,092	0,83	1,6	2,9	6,0	13	30	—
Fe IX	—	0,29	0,77	1,1	2,7	8,0	12	22
Fe XI	—	0,10	0,30	0,52	1,1	3,5	7,2	12
Fe X	—	0,030	0,10	0,29	0,47	1,4	3,4	7,2
Fe XII	—	0,010	0,039	0,13	0,31	0,66	2,0	4,3
Fe XIII	—	0,0033	0,014	0,047	0,12	0,40	0,82	1,7
Fe XIV	—	—	—	—	—	—	—	—
Fe XV	—	—	—	—	—	—	—	—
Fe XIV	—	—	—	—	—	—	—	—

чения относительных чисел атомов железа в разных стадиях ионизации при различных электронных температурах.

Мы видим, что при данной электронной температуре число атомов с возрастанием стадии ионизации сначала растет, а затем убывает. Например, при $T_e = 800\,000 \text{ К}$ наибольшее число атомов железа находится в стадии Fe XII.

Согласно наблюдениям, в спектре короны присутствуют линии Fe X — Fe XV, причем излучение в линиях разных ионов идет от разных областей короны. На основании таблицы можно сказать, что температура короны должна быть порядка миллиона кельвинов, причем в разных областях она различна. Например, области короны, светящиеся в линиях Fe X — Fe XI, должны иметь температуру по-

рядка 600 000 К, а области, светящиеся в линиях Fe XIII — Fe XIV, — температуру порядка 1 200 000 К. Иногда в спектре одного и того же места короны видны линии атомов, находящихся в весьма далеких друг от друга стадиях ионизации. Это можно объяснить тем, что луч зрения пересекает области с разными температурами.

Кроме рассмотренной выше обычной рекомбинации, в короне может играть существенную роль так называемая «диэлектронная рекомбинация». Этот процесс состоит в том, что данный ион возбуждается свободным электроном с энергией, меньшей энергии возбуждения, и электрон оказывается связанным с ионом. Иными словами, при таком процессе образуется атом или ион в более низкой стадии ионизации с двумя возбужденными электронами. Число диэлектронных рекомбинаций, происходящих в 1 см³ за 1 с, равно $n_e n^+ C$, т. е. дается таким же выражением, как и число обычных рекомбинаций, но с другим значением C . Учет диэлектронных рекомбинаций при изучении степени ионизации атомов в короне приводит к заключению, что температура короны должна быть примерно вдвое выше температуры, определенной ранее (см., например, [9]). Следует отметить, что диэлектронные рекомбинации могут иметь значение и для некоторых других объектов (высокотемпературных туманностей, окрестностей квазаров и т. п.).

После рассмотрения проблемы ионизации атомов в короне обратимся к вопросу о возбуждении ионов. При этом пока будем говорить лишь о возбуждении тех уровней основного состояния иона, при переходах с которых возникают наблюдаемые запрещенные линии в спектре короны. Возбуждение указанных уровней производится двумя путями: 1) при столкновениях со свободными электронами, 2) при поглощении излучения, идущего от фотосферы (второй механизм возбуждения играет некоторую роль во внешних частях короны). Возвращение иона на нижний уровень происходит как при спонтанных переходах, так и при ударах второго рода. Из условия постоянства числа ионов на каждом из уровней можно найти отношение числа ионов на k -м уровне к числу ионов на первом уровне, т. е. величину n_k/n_1 . Здесь мы не будем останавливаться на этих расчетах, так как подобным же образом находится распределение ионов по уровням в газовых туманностях, о чем подробно говорится в § 24.

Знание отношения n_k/n_1 дает возможность перейти от концентрации ионов на возбужденном уровне n_k (находимой по измеренной интенсивности эмиссионной линии, как в случае хромосферы) к концентрации ионов на первом уровне n_1 . Суммирование чисел n_1 для всех стадий ионизации позволяет определить полную концентрацию атомов данного элемента. Разделив эту концентрацию на n_e , мы получаем отношение числа атомов рассматриваемого элемента к числу атомов водорода (так как n_e приближенно равно концентрации протонов).

Указанным способом было определено отношение числа атомов металлов к числу атомов водорода в короне. Оказалось, что это отношение не зависит от высоты и примерно такое же, как в обращающем слое. Этот факт представляет большой интерес, так как он свидетельствует о перемешивании вещества в короне.

7. Ультрафиолетовое и рентгеновское излучения. Корональные линии, наблюдаемые в видимой части спектра, образуются при переходах между подуровнями основных состояний различных ионов. Следующие же состояния корональных ионов находятся очень высоко. Например, резонансные потенциалы возбуждения ионов Fe X — Fe XV составляют 30—40 В. Поэтому резонансные линии этих ионов расположены в далекой ультрафиолетовой области спектра.

Возбуждение ионов в короне может происходить в результате ионизаций и последующих рекомбинаций. Однако, как показывают подсчеты, более эффективным механизмом возбуждения является электронный удар. Следует иметь в виду, что при температуре порядка миллиона кельвинов средняя энергия свободного электрона порядка 100 эВ. Поэтому практически каждый свободный электрон может при столкновении возбудить такие ионы, как указанные выше ионы железа.

Задавая определенный химический состав короны, мы можем рассчитать ее ультрафиолетовый спектр. Вычисления показали, что этот спектр должен быть весьма богат эмиссионными линиями. Вместе с тем корона должна обладать и непрерывным спектром в рассматриваемой области, происходящим от рекомбинаций наиболее распространенных атомов: водорода ($\lambda < 912 \text{ \AA}$), гелия ($\lambda < 504 \text{ \AA}$) и ионизованного гелия ($\lambda < 227 \text{ \AA}$). При рекомбинациях высокоионизованных атомов железа, никеля и др. должен возникать непрерывный спектр в области еще меньших длин волн (порядка десятков ангстрем).

Наблюдения, выполненные при помощи ракет, дали возможность получить ультрафиолетовый спектр Солнца. Этот спектр уже был описан в предыдущем параграфе. Там же было сказано, что в основном ультрафиолетовое излучение Солнца возникает в верхней хромосфере и переходной области от хромосферы к короне. Однако часть этого излучения, обусловленная многократно ионизованными атомами, идет от короны.

Как известно, излучение очень коротких длин волн (примерно от 0,1 \AA до нескольких десятков ангстрем) принадлежит уже к рентгеновской области спектра. Легко понять, что в короне с ее высокой температурой должно возникать довольно сильное рентгеновское излучение. При этом, как следует из сказанного выше, оно может быть как непрерывным, так и линейчатым.

Рентгеновское излучение Солнца также наблюдалось при помощи ракет. При этом наблюдения велись с фильтрами преимущественно в участках спектра 2—8, 8—18 и 44—60 \AA , т. е. в области

мягкого рентгена. Проведение наблюдений в течение ряда лет позволило получить зависимость интенсивности рентгеновского излучения от фазы солнечной активности. Оказалось, что в годы максимума активности рентгеновское излучение в несколько раз интенсивнее, чем в годы минимума. Объясняется это как возрастанием плотности короны, так и повышением ее температуры при переходе от минимума к максимуму активности.

Большой интерес представляют результаты наблюдения рентгеновского излучения Солнца во время затмения 1958 г. Один из них состоит в доказательстве того, что рентгеновское излучение Солнца возникает действительно в короне. Основанием для такого заключения служит тот факт, что во время полной фазы затмения интенсивность рентгеновского излучения составляет значительную долю (порядка 10%) от его интенсивности вне затмений (в то же самое время интенсивность излучения в линии L_α , возникающего в хромосфере, уменьшается примерно в тысячу раз). Другой важный результат был получен путем изучения зависимости интенсивности рентгеновского излучения от фазы затмения. Обнаружилось, что особенно сильное рентгеновское излучение идет от частей короны, находящихся над активными областями поверхности Солнца. Такой вывод подтверждается и фотографиями Солнца в рентгеновских лучах, полученными вне затмения.

Особенно интересны результаты наблюдения рентгеновского излучения во время хромосферных вспышек. В этих случаях в течение довольно коротких промежутков времени (порядка нескольких минут) наблюдаются потоки жесткого рентгеновского излучения — с длинами волн порядка 1 Å и меньше. Для объяснения такого излучения можно высказать предположение об образовании в короне очень горячих областей. Вычисления дали представление о спектре рентгеновского излучения короны при разных температурах. Например, температура около 10^7 кельвинов достаточна для появления излучения с длиной волны порядка 3 Å. Однако для объяснения наблюдаемого излучения более коротких длин волн приходится допустить наличие в короне механизма нетеплового излучения.

§ 18. Радиоизлучение Солнца

1. Результаты наблюдений. Радиоизлучение Солнца было открыто во время второй мировой войны и с тех пор очень интенсивно исследуется. Весьма быстро было установлено, что это излучение идет к нам от короны и верхних слоев хромосферы. Таким образом, по наблюдаемому радиоизлучению Солнца мы можем судить о физических процессах в самых внешних его частях. Важно подчеркнуть одно существенное преимущество радионаблюдений короны и хромосферы перед их оптическими наблюдениями: в то время как наблюдениям в оптической области спектра сильно мешает большая яр-