

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

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

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

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

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

V. ПРОБЛЕМА ХРОМОСФЕРЫ

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

В самом деле, слои, лежащие над фотосферой, будучи прозрачны к непрерывному спектру, обладают, однако, большой рассеивающей способностью по отношению к частотам отдельных спектральных линий. Когда наблюдатель A смотрит в направлении AB (рис. 7), то он видит непрерывное излучение фотосферы, ослабленное в частотах фраунгоферовых линий, благодаря рассеиванию излучения в этих линиях, производимому солнечной атмосферой. Когда же наблюдатель смотрит в направлении AC , проходящем мимо солнечной фотосферы, то он уже видит лишь то излучение, которое рассеивается солнечной атмосферой в частотах указанных линий, т. е. отдельные яркие линии на темном фоне. Ранее, однако, нами неоднократно отмечалось, что нельзя провести резкую границу между фотосферой и атмосферой (обращающим слоем) Солнца. Обращающий слой также обладает некоторой, хотя и небольшой, степенью непрозрачности в частотах непрерывного спектра. Поэтому он дает также и некоторое количество излучения в этих частотах.

Пусть точка B взята на границе фотосферы и обращаемого слоя. Мы можем за такую границу принимать, например, уровень, на котором оптическая толщина в непрерывном спектре $\tau = \frac{1}{3}$.

Мы можем сказать, что излучение из точки B и из всех вышележащих точек достигает наблюдателя, подвергаясь весьма слабому поглощению. Однако, если мы возьмем точку B_1 , находящуюся на том же уровне что и точка B , но расположенную на краю диска, то излучение от этой точки, направленное к наблюдателю, уже претерпевает серьезное поглощение. Мы можем это выразить также в такой форме, что в то время как „оптическая глубина точки B , отсчитанная по нормали“ $\int_B^{\infty} ad_s$,

равна $\frac{1}{3}$, оптическая глубина того же слоя, где расположена точка B , „отсчитанная“ по касательной AB_1 , может значительно превосходить не только $\frac{1}{3}$, но и быть больше 1. В связи с этим и излучение слоев, лежащих над B_1 , в частотах непрерывного спектра, в направлении к A , не является пренебрежимо малой величиной по сравнению с излучением фотосферы в центре диска. Поэтому граница диска, дающего непрерывный спектр, будет лежать где-то над B_1 , а не в точке B_1 . Соответственно и „хромосфера“, т. е. слой, не дающий непрерывного спектра, а одни лишь линии испускания, будет иметь основание не в точке B_1 , а где-то выше. С другой стороны, по определению, слой BB_1 является основанием обращаемого слоя и всей сол-

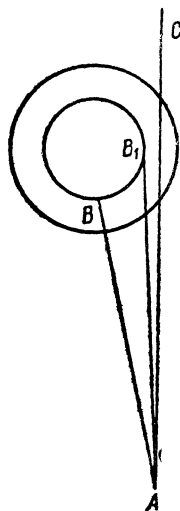


Рис. 7.

нечной атмосферы. Таким образом становится ясным, что не вся атмосфера Солнца является источником хромосферного спектра, а лишь ее верхние слои. Разберем подробнее вопрос о том, где должно находиться основание хромосферы.

1. Основание хромосферы. В главе о фотосфере мы видели, что интенсивность излучения в зависимости от гелиоцентрического углового расстояния θ от центра диска в предположении плоско-параллельных слоев выражается формулой (2.20)

$$I(0, \theta) = \int_0^{\infty} e^{-t \sec \theta} B(t) \sec \theta dt.$$

Подставляя сюда приближенное выражение для $B(t)$ (приближение Шварцшильда-Шустера), мы получим закон распределения энергии по диску Солнца. Однако для края диска (при $\theta = \frac{\pi}{2}$) мы можем получить и точное значение. Для этого стоит только подставить $t \sec \theta = x$. Тогда

$$I(0, \theta) = \int_0^{\infty} e^{-x} B(x \cos \theta) dx.$$

При $\theta \rightarrow \frac{\pi}{2}$ имеем $x \cos \theta \rightarrow 0$ для всех значений x и

$$I(0, \theta) = \int_0^{\infty} e^{-x} B(0) dx = B(0). \quad (5.1)$$

Итак, интенсивность на краю диска должна быть равна интенсивности излучения абсолютно-черного тела при температуре верхней границы фотосферы (при $\tau = 0$).

Однако это утверждение справедливо только в той мере, в какой мы пренебрегаем конечностью радиуса. Очевидно, что на самом краю такое пренебрежение уже не будет справедливым. Так например, луч CA нельзя считать проходящим через плоско-параллельные слои, и именно благодаря конечности радиуса оптическую толщину, отсчитанную вдоль этого луча, нельзя считать бесконечно большой.

Поэтому на самом деле мы имеем такую картину.

Когда мы удаляемся от центра диска, интенсивность излучения убывает и стремится к $B(0)$, однако лишь до тех пор, пока луч зрения встречает на своем пути оптическую толщину, по порядку величины превосходящую единицу. Как только мы приближаемся к краю диска настолько, что эта оптическая толщина становится порядка единицы и меньше, указанную формулу уже нельзя применять. Там уже начинается новое, на этот раз быстрое, падение интенсивности до нуля. Там, где эта интенсивность по порядку величины становится меньше выведенного выше значения $I\left(\frac{\pi}{2}\right)$, т. е. малой по сравнению с интенсив-

ностью „края диска“, начинается хромосфера¹⁾. Рассмотрим точнее местонахождение основания хромосферы. При всех условиях мы имеем для интенсивности излучения, выходящего из светила,

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(s) e^{-\int_s^{\infty} \alpha ds} ds, \quad (5.2)$$

где s — путь, пройденный лучем, начиная от некоторой произвольно выбранной точки на его пути. За такое начало отсчета может быть выбрана точка F , находящаяся на ближайшем расстоянии a к центру Солнца. Тогда $s = FN$. Величина I , определенная выражением (5.2), будет функцией расстояния a . Мы рассмотрим это выражение для тех случаев, когда точка F находится над уровнем B основания обращаемого слоя. Над основанием обращаемого слоя температура меняется мало, и ее можно принять равной температуре верхней границы фотосферы. Поэтому из интеграла

$$I(a) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta(s)}{\alpha(s)} e^{-\int_s^{\infty} \alpha ds} \alpha(s) ds$$

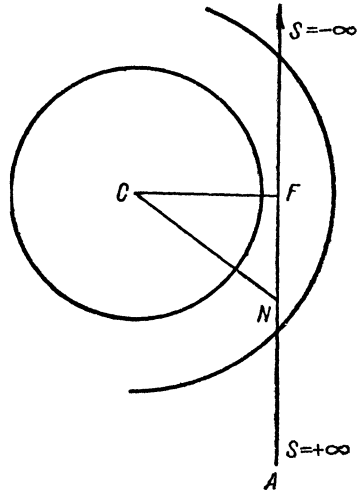


Рис. 8.

отношение $\frac{\eta(s)}{\alpha(s)}$, как постоянную величину, равную интенсивности излучения абсолютно-черного тела $B(0)$ при этой температуре, можно взять за знак интеграла.

Тогда

$$I(a) = B(0) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\int_s^{\infty} \alpha ds} \alpha ds = B(0) \left[1 - e^{-\int_{-\infty}^{\infty} \alpha ds} \right]. \quad (5.3)$$

Там, где интенсивность $I(a)$ более чем в три раза меньше интенсивности $B(0)$, можно считать непрерывное излучение

¹ Это быстрое падение яркости у самого края диска совершается на таком коротком протяжении в угловой мере, что непосредственное наблюдение показывает наличие резкого края солнечного диска. Только наблюдения по методу Юлиуса (Julius), применяемому во время солнечных затмений, позволяют надеяться на получение данных о законе этого падения.

слабым. При этих значениях a мы будем иметь уже яркие линии на слабом непрерывном фоне. Там же, где $I(0) > \frac{1}{3}B(0)$, яркие линии будут теряться на непрерывном фоне. Поэтому для нижней границы a хромосферы мы получаем равенство:

$$1 - e^{-\int_{-\infty}^{\infty} ads} = \frac{1}{3},$$

для чего приближенно должно быть:

$$\int_{-\infty}^{\infty} ads = \frac{1}{3}.$$

Величина a есть функция расстояния r точки N от центра Солнца. С другой стороны, из рис. 8 видно, что $s = \sqrt{r^2 - a^2}$ и $ds = \frac{rdr}{\sqrt{r^2 - a^2}}$. Поэтому значение a для основания хромосферы определяется условием:

$$2 \int_a^{\infty} \frac{a(r)rdr}{\sqrt{r^2 - a^2}} = \frac{1}{3}. \quad (5.4)$$

Это уравнение можно упростить, приняв во внимание, что высота хромосферы мала по сравнению с радиусом Солнца и что $a(r)$ вне хромосферы ничтожно мало. Если через R_0 обозначим расстояние от центра Солнца до основания обращаемого слоя и

$$a - R_0 = h; \quad r - R_0 = f, \quad (5.5)$$

то

$$r^2 - a^2 = 2R_0(f - h) + f^2 - h^2.$$

Поэтому, пренебрегая величинами порядка f и h по сравнению с R_0 , а также величинами второго порядка по отношению к f и h , по сравнению с величинами первого порядка, получаем:

$$\sqrt{\frac{R}{2}} \int_h^{\infty} \frac{a(f)df}{\sqrt{f-h}} = \frac{1}{6}. \quad (5.6)$$

Для определения h из этого уравнения следует знать a как функцию высоты f над основанием обращаемого слоя. Мы можем написать $a = \kappa \rho$, где κ — коэффициент поглощения на единицу массы. С другой стороны, для κ можно принять уравнение

$$\kappa = \frac{C \rho}{T^4}.$$

Тогда уравнение (5.6) переписывается в виде

$$\frac{C\sqrt{R}}{T_0^4 V^2} \int_h^\infty \frac{\rho(f)^2 df}{V f - h} = \frac{1}{6}. \quad (5.7)$$

Поскольку рассматриваемые слои изотермичны, то, принимая в них гравитационное равновесие, мы будем иметь:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{mgf}{kT}},$$

где ρ_0 — плотность на нижней границе обращаемого слоя, m — средняя масса молекулы, а g — ускорение силы тяжести. На самом деле, как мы увидим из дальнейшего изложения, эта формула в хромосфере по наблюдениям не оправдывается. Однако все же оказывается, что плотность меняется экспоненциально:

$$\rho = \rho_0 e^{-bf}, \quad (5.8)$$

где b не равно $\frac{mg}{kT}$. Подставляя (5.8) в (5.7), находим:

$$\frac{C\sqrt{R}}{2T_0^4} \sqrt{\frac{\pi}{b}} e^{-2bh} \rho_0^2 = \frac{C\sqrt{R}}{2T_0^4} \sqrt{\frac{\pi}{b}} \rho_1^2 = \frac{1}{6}, \quad (5.9)$$

где ρ_1 — плотность у основания хромосферы.

Это уравнение определяет собою высоту h основания хромосферы над основанием обращаемого слоя. С другой стороны, оптическая глубина обращаемого слоя, отсчитанная по нормали, в частотах непрерывного спектра должна быть тоже порядка $\frac{1}{3}$. Так как именно на этом уровне расположен нульпункт высот, мы можем написать:

$$\int_0^\infty \alpha df = \frac{1}{3}$$

или

$$\frac{C}{T_0^4} \int_0^\infty \rho^2 df = \frac{C\rho_0^2}{T_0^4} \frac{1}{2b} = \frac{1}{3}. \quad (5.10)$$

Сравнивая (5.9) и (5.10), находим:

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0}\right)^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi b R}}. \quad (5.11)$$

Мы увидим далее, что b оказывается порядка $0,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Поэтому ($R = 7 \cdot 10^9 \text{ см}$) плотность ρ_1 составляет примерно одну

девятую от значения плотности у основания обращаемого слоя. Неопределенность в знании величины b , как это очевидно из (5.11), мало влияет на значение отношения $\frac{\rho_1}{\rho_0}$.

Заметим, что на самом деле, вследствие зависимости коэффициента поглощения от длины волны, высота b , определяемая уравнением (5.6), тоже будет зависеть от длины волны. Иными словами, радиус солнечного диска в различных частотах должен быть, строго говоря, различен. Однако, вследствие малости эффекта это явление невозможно заметить непосредственными измерениями в обычное время, но оно вполне доступно исследованию во время полных затмений. Для этого необходимо произвести непосредственные измерения высоты основания хромосферы в различных частотах, т. е. определить момент исчезновения диска, дающего непрерывный спектр, для разных частот. Такие данные дали бы ценные сведения о зависимости коэффициента непрерывного поглощения в солнечной атмосфере от длины волны.

2. Распределение плотностей в хромосфере. Уже одно то обстоятельство, что высота хромосферы в линиях ионизованного

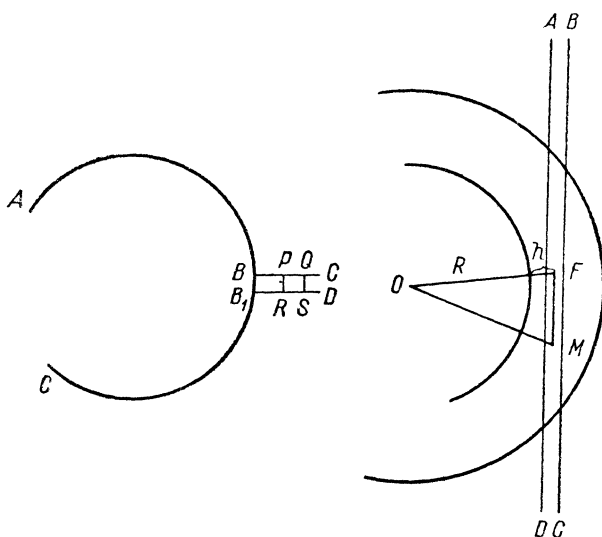


Рис. 9.

кальция достигает 14 000 км над основанием, показывает, что хромосфера не находится в состоянии гравитационного равновесия. При гравитационном равновесии плотность на протяжении 14 000 км должна была бы упасть в миллиарды раз, чего на самом деле нет. Очевидно, что, кроме силы тяжести, в солнечной хромосфере играют роль другие силы, выталкивающие материю на большие высоты. Для выяснения природы этих сил необходимо, прежде всего, составить представление о действительном распределении плотностей в хромосфере на основании

наблюдений, для чего необходимо изучать интенсивность излучения от разных слоев в отдельных спектральных линиях.

Пусть ABC есть мгновенное положение края лунного диска (рис. 9), постепенно закрывающего фотосферу. Возьмем 1 см края диска BB' и обозначим энергию излучения всех атомов, проектирующихся на бесконечную полоску CBB_1D в рассматриваемой спектральной линии, через $E(h)$, где h —высота проекции лунного края над основанием хромосферы. Эта функция $E(h)$ составляется на основании фотометрических измерений интенсивности линии в разные моменты, т. е. при различных высотах края Луны над основанием хромосферы, когда снимки спектра произведены с широкой щелью. Очевидно, что количество энергии $I(h)$, излучаемое 1 см^2 проекции хромосферы $PQSR$, получится из $E(h)$ путем дифференцирования

$$I(h) = -\frac{\partial E}{\partial h} \quad (5.12)$$

Но, с другой стороны, на этот квадратный сантиметр проектируются все атомы, расположенные в столбе с основанием 1 см^2 , ось которого составляет луч зрения. На рисунке, плоскость которого проходит через центр Солнца и глаз наблюдателя, этот столб изображен полоской $ABCD$. Введя наименьшее расстояние h в рассматриваемом столбе от основания хромосферы и координату s , отсчитываемую вдоль столба ($s=FM$), мы получаем для $I(h)$, в случае среды, прозрачной к своему собственному излучению, выражение

$$I(h) = \int_{-\infty}^{\infty} i(r) ds, \quad (5.13)$$

где $i(r)$ есть количество энергии, излучаемое в единицу времени единицей объема на расстоянии r от центра Солнца.

Но

$$s = \sqrt{r^2 - (R + h)^2},$$

где R —радиус слоя, являющегося основанием хромосферы. Поэтому

$$ds = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - (R + h)^2}}$$

и

$$I(h) = 2 \int_{R+h}^{\infty} \frac{i(r) r dr}{\sqrt{r^2 - (R + h)^2}}. \quad (5.14)$$

Вместо r мы можем ввести высоту f над основанием хромосферы и поэтому

$$I(h) = 2 \int_h^{\infty} \frac{i(f)(R + f) df}{\sqrt{(R + f)^2 - (R + h)^2}}.$$

Пренебрегая величинами порядка f и h по сравнению с R , получим:

$$I(h) = \sqrt{2R} \int_h^{\infty} \frac{i(f) df}{\sqrt{f-h}}.$$

Решение этого уравнения Абеля дается формулой:

$$i(h) = -\frac{1}{\pi\sqrt{2R}} \frac{d}{dh} \int_h^{\infty} \frac{I(f) df}{\sqrt{f-h}}. \quad (5.15)$$

Формулы (5.12) и (5.15) дают возможность из наблюдаемой функции $I(h)$ получить функцию $i(h)$, т. е. количество энергии, излучаемое 1 см^3 на высоте h над основанием хромосферы.

Поскольку функция $E(h)$ строится грубо, путем интерполирования ее значений, известных лишь для некоторых значений аргумента h , постольку Менцел (Menzel) предложил пользоваться в качестве интерполяционной формулы выражением вида

$$E(h) = Ae^{-\beta h}, \quad (5.16)$$

где постоянные A и β должны быть определены из наблюдений. Оказывается, что в пределах точности наблюдений эта простая экспоненциальная формула дает хорошее приближение для большинства линий в спектре вспышки. Подставляя (5.16) в (5.12), получаем:

$$I(h) = A\beta e^{-\beta h}. \quad (5.17)$$

Входя с этой формулой в (5.13):

$$i(h) = \frac{A\beta^{3/2}}{\sqrt{2\pi R}} e^{-\beta h}. \quad (5.18)$$

В частности для $i(0)$ имеем:

$$i(0) = \frac{A\beta^{3/2}}{\sqrt{2\pi R}}. \quad (5.19)$$

В таблице 9 приводятся по Менцелу и Силлие ¹⁾ (Cillié) значения постоянной β , входящей в формулу (5.16), и значения $\lg i(0)$ — эмиссионной способности единицы объема у основания хромосферы, вычисленные по формуле (5.19) и выраженные в э/см^3 . Эти данные получены Менцелом и Силлие по спектрограммам затмения 31 августа 1932 г. Рассмотрение таблицы 9 позволяет констатировать целый ряд интересных особенностей в спектре хромосферы. Именно:

¹⁾ Harvard College Observatory Circular № 410, 1936.

Таблица 9.

Элемент	λ	Потенциал возбужд.	Переход	$\beta \times 10^8$	$\lg i(0)$
H_β	4861,5	10,15	$2^2P - 4^2D$	1,16	- 1,63
H_γ	4340,5	"	$2^2P - 5^2D$	1,16	- 2,22
H_δ	4101,7	"	$2^2P - 6^2D$	1,16	- 2,56
H_ϵ	3970,1	"	$2^2P - 7^2D$	1,18	- 2,77
H_8	3888,9	"	$2^2P - 8^2D$	1,20	- 2,94
H_9	3835,4	"	$2^2P - 9^2D$	1,22	- 2,99
H_{10}	3797,9	"	$2^2P - 10^2D$	1,22	- 3,23
H_{11}	3770,7	"	$2^2P - 11^2D$	1,22	- 3,29
H_{12}	3750,1	"	$2^2P - 12^2D$	1,22	- 3,32
H_{13}	3734,4	"	$2^2P - 13^2D$	1,25	- 3,33
H_{14}	3722,0	"	$2^2P - 14^2D$	1,25	- 3,43
H_{15}	3712,0	"	$2^2P - 15^2D$	1,30	- 3,47
H_{16}	3702,9	"	$2^2P - 16^2D$	1,36	- 3,49
H_{17}	3697,2	"	$2^2P - 17^2D$	1,28	- 3,59
H_{18}	3691,6	"	$2^2P - 18^2D$	1,20	- 3,76
H_{20}	3682,8	"	$2^2P - 20^2D$	1,39	- 3,69
Ba_c	3640,0	"		1,54	- 15,42
He	5015,5	20,52	$2^1S - 3^1P_1$	0,58	- 4,96
	3964,7	"	$2^1S - 4^1P_1$	0,45	- 5,92
	4922,1	21,13	$2^1P - 4^1D$	0,22	- 5,83
	4388,0	"	$2^1P - 5^1D_2$	0,97	- 5,04
	4143,9	"	$2^1P - 6^1D_2$	1,14	- 4,74
	4713,1	20,87	$2^3P - 4^3S_2$	0,50	- 5,09
	4120,8	"	$2^3P - 5^3S$	0,47	- 5,64
	4471,5	"	$2^3P - 4^3D$	1,03	- 3,29
	4026,2	"	$2^3P - 5^3D$	0,67	- 4,49
	3819,7	"	$2^3P - 6^3D$	0,64	- 4,96
He^+	4686,0	48,16		0,30	- 5,88
Mg	3838,3	2,71	$3^3P - 3^3D$	1,81	- 2,90
	3832,3	2,70	$3^3P_1 - 3^3D$	1,81	- 3,02
	3829,4	"	$3^3P_2 - 3^3D$	1,81	- 3,40
Mn	4033,0	0,00	$a^6S_{5/2} - Z^6P_{5/2}$	2,36	- 3,79
	4030,7	0,00	$a^6S_{5/2} - Z^6P_{7/2}$	2,36	- 3,69
Mn^+	3488,7	1,84	$a^5D_1 - Z^5P_1$	1,11	- 4,15
	3182,9	1,83	$a^5D_2 - Z^5P_2$	1,11	- 4,12
	3474,1	1,83	$a^5D_2 - Z^5P_1$	1,11	- 4,00
	3460,5	1,80	$a^5D_2 - Z^5P_2$	1,11	- 3,93
	3442,1	1,77	$a^5D_4 - Z^5P_3$	1,11	- 3,76
Ti^+	4572,0	1,57	$a^2H_{9/2} - Z^2G_{7/2}$	1,58	- 3,79
	4549,6	1,58	$a^2H_{11/2} - Z^2G_{9/2}$	"	- 3,75
	4563,8	1,22	$a^2P_{1/2} - Z^2D_{3/2}$	1,63	- 3,84
	4534,0	1,23	$a^2P_{3/2} - Z^2D_{5/2}$	"	- 3,77
	4501,3	1,11	$a^2G_{7/2} - Z^2F_{5/2}$	1,58	- 3,86
	4468,5	1,13	$a^2G_{9/2} - Z^2F_{7/2}$	"	- 3,85
	4443,8	1,08	$a^2D_{3/2} - Z^2F_{5/2}$	1,53	- 3,84
	4395,0	"	$a^2D_{5/2} - Z^2F_{7/2}$	"	- 3,74
Ca	4226,7	0,00	$4^1S_1 - 4^1P_1^0$	2,11	- 3,19
Ca^+	3968,4	0,00	$4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$	0,69	- 2,93
	3933,6	"	$4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$	"	- 2,85

1) В тех случаях, когда в спектре присутствуют линии атома и иона одного и того же элемента (например Ca и Ca^+ , Mn и Mn^+ и т. д.), значение β для нейтрального элемента систематически больше, чем для иона, что указывает на увеличение степени ионизации при возрастании высоты.

2) Очень малое значение β для линий H и K ионизованного кальция. Линии кальция наблюдаются в хромосфере до высоты

$$h = 14\,000 \text{ км.}$$

3) Наличие большого количества линий He, отсутствующих вовсе в спектре поглощения, вызываемого обрашающим слоем. Известно, что потенциал возбуждения линий гелия, приходящихся на видимую и обычную фотографическую части спектра, — порядка 20 V. Поэтому при температуре Солнца эти линии почти совершенно не могут возбуждаться. Более того, в спектре хромосферы присутствует линия $\lambda 4686 \text{ He}^+$, между тем как при температуре Солнца, если соблюдается формула ионизации, выведенная для термодинамического равновесия, число ионизованных атомов гелия должно было бы быть ничтожно малым.

4) Падение $i(h)$ для линий гелия совершается чрезвычайно медленно (малое β).

5) Постоянное возрастание β при переходе от низших членов бальмеровской серии к высшим. В работе Менцела и Сиблие приводятся данные для всех членов бальмеровской серии до H_{31} . Из этих данных видно, что при повышении номера члена β , монотонно возрастая, стремится к пределу, равному значению β для бальмеровского континуума.

6) Падение $i(h)$ с высотой происходит для всех изученных линий значительно медленнее, чем падение плотности при гравитационном равновесии для соответствующего элемента. Даже для наиболее легкого элемента — водорода — мы должны были бы иметь при гравитационном равновесии в показателе барометрической формулы коэффициент $\beta = 6, 6 \cdot 10^{-8}$. Для других атомов падение плотности должно было бы соответствовать еще большим значениям коэффициента β . Между тем, согласно таблице 9, для всех приведенных линий $\beta < 2 \cdot 10^{-8}$. Этот факт чрезвычайно медленного падения $i(h)$ с высотой и отсутствие связи между коэффициентом β и атомным весом являются поразительной чертой хромосферы, привлекающей к ней исключительное внимание теоретиков.

3. Распределение плотностей в хромосфере. Количество энергии $i(h)$, излучаемое в некоторой спектральной линии единицей объема, как известно, связано следующим образом с числом n_k атомов, находящихся в том же объеме и в том состоянии, из которого может быть излучен квант рассматриваемой линии:

$$i(h) = A_{k \rightarrow j} n_k h \nu, \quad (5.20)$$

где h — постоянная Планка, ν — частота линии, j — состояние, в которое переходит атом при излучении кванта, и $A_{k \rightarrow j}$ — эйн-

штейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода для рассматриваемой линии.

Сравнивая (5.18) и (5.20), находим:

$$n_k(h) = \frac{A\beta^{3/2}}{A_{k \rightarrow j} h\nu \sqrt{2\pi R}} e^{-\beta h}. \quad (5.21)$$

Таким образом, зная эйнштейновский коэффициент вероятности спонтанного перехода для данной линии, мы можем вычислить объемную концентрацию атомов в верхнем состоянии как функцию высоты в хромосфере.

Однако с физической точки зрения представляет главный интерес не поведение $n_k(h)$, характеризующей концентрацию атомов в возбужденном k -том состоянии, а поведение функции $n_1(h)$, характеризующей концентрацию всех атомов данного элемента, в каком бы состоянии они ни находились. Поскольку обычно большинство атомов (или ионов) данного сорта находится в основном состоянии, то интересно выяснить поведение функции $n_1(h)$, дающей концентрацию на 1 см^3 атомов в основном состоянии.

Если бы отношение $\frac{n_k(h)}{n_1(h)}$, т. е. степень возбуждения в хромосфере, не менялось с высотой h , то поведение функции $n_k(h)$ характеризовало бы собой и поведение функции $n_1(h)$, и мы знали бы действительное распределение атомов данного сорта по высоте. С первого взгляда кажется, что допущение постоянства отношения $\frac{n_k(h)}{n_1(h)}$ может быть для хромосферы оправдано. В самом деле, во всех точках хромосферы оптическая глубина в непрерывном спектре τ мала. Согласно теории лучистого равновесия внешних слоев Солнца, распределение температур определяется в этих слоях формулой:

$$T^4 = T_0^4(2\tau + 1),$$

где T_0 — температура внешней границы. Поскольку в хромосфере $\tau \ll 1$, можно считать, что повсюду в ней $T = T_0$. Таким образом хромосфера изотермична. Согласно формуле Больцманна из статистической механики, мы имеем:

$$\frac{n_k(h)}{n_1(h)} = \frac{g_k}{g_1} e^{-\frac{\varepsilon_k - \varepsilon_1}{kT}}, \quad (5.22)$$

где g_k и g_1 — статистические веса стационарных состояний, а ε_k и ε_1 — их энергии. Раз температура постоянна, то и отношение $\frac{n_k(h)}{n_1(h)}$ должно оставаться постоянным.

Однако, формула Больцманна применима в случае, когда материя находится в состоянии термодинамического равновесия. Она применима приближенно и в тех случаях, когда термодинамического равновесия, в строгом смысле этого слова,

нет, но плотность излучения в каждой частоте может быть приближенно представлена формулой Планка. Это условие соблюдается, вероятно, в фотосферических слоях на глубинах $\tau > 1$. Однако, в хромосфере излучение, возбуждающее атомы, не подчиняется закону Планка. Так например, входящим до нас излучением Солнца на непрерывном фоне имеются линии поглощения. Во внешних слоях хромосферы спектральный состав излучения такой же, что и состав излучения, входящего до нас. Уже по одной этой причине применение формулы (5.22) может приводить к ошибкам порядка десяти раз (поскольку излучение внутри линии, обуславливающее возбуждение атомов, бывает в десять раз или около этого ослаблено против формулы Планка). Другое возражение, которое можно привести против применимости формулы Больцманна, заключается в наличии линий He и He⁺ в спектре хромосферы. При любом разумном предположении о величине плотности хромосферы мы всегда, на основании формулы Больцманна, приходим к заключению, что процент возбужденных атомов гелия и ионизованного гелия в хромосфере настолько ничтожен, что интенсивность линий этих элементов, перечисленных в таблице 9, должна была бы быть в миллионы раз меньше, чем наблюдаемая, и практически мы этих линий не наблюдали бы. Приходится допустить, что возбуждение атомов гелия значительно превосходит то, которое должно иметь место при термодинамическом равновесии с температурой 6000°. Поэтому возможно, что по крайней мере в случае линий гелия изменение $n_k(h)$ характеризует не изменение общей концентрации гелиевых атомов с высотой, а изменение степени возбуждения атомов с высотой возбуждения, вызываемого неизвестной причиной.

Однако надо думать, что в случае He и He⁺ значительное отклонение от формулы Больцманна связано каким-то образом с большой величиной потенциала возбуждения у этих элементов. Возможно, например, что причиной возбуждения таких высоких уровней (21 и 48 V) является излишек излучения в далекой ультрафиолетовой области спектра (около 250 Å и меньше) или неизвестные быстролетающие корпускулы в хромосфере. Эти гипотезы мы разберем дальше. Но для линий с невысоким потенциалом возбуждения (до 10 V) нет сомнения, что возбуждение обусловлено целиком излучением (благодаря его большой мощности в соответствующих частотах), которое в первом приближении описывается формулой Планка. Поэтому для этих линий получаемая ошибка вряд ли превосходит, как указывалось выше, один порядок (десять раз). Что касается водорода, то он со своим потенциалом возбуждения (10, 15 V) занимает промежуточное положение, и правильность применения формулы (5.22) для вычисления $n_1(h)$ подвергается иногда сомнению.

Итак, формулы (5.21) и (5.22) дают возможность получить распределение концентрации атомов в хромосфере, если только

можно ее считать прозрачной в рассматриваемой спектральной линии. Они дают это распределение, во всяком случае, для верхних прозрачных слоев хромосферы. Для общего же случая мы должны обратиться к рассмотрению процесса самообращения линий.

Что касается до распределения концентрации свободных электронов, то это распределение надежнее всего может быть получено из наблюдений интенсивности бальмеровского континуума в спектре хромосферы. В самом деле, излучение этого континуума связано с рекомбинацией свободных электронов с протонами. Поэтому для указанного излучения мы имеем просто

$$i(h) = \psi(T) n_p n_e,$$

где $\psi(T)$ — некоторая функция температуры и n_p — концентрация протонов. Что касается самообращения, то оно для Бальмеровского континуума не играет никакой роли, ибо оптическая толщина в этом континууме порядка 10^4 раз меньше, чем в главных линиях бальмеровской серии, а, как показывает применение приведенных ниже критериев, оптическая толщина в этих линиях измеряется только десятками и сотнями. Вследствие этого из наблюдений непосредственно получается произведение $n_p n_e$. Считая приближенно $n_p = n_e$, т. е. что главным источником свободных электронов является водород, мы получим отсюда n_e . Но очевидно, что вообще $n_p < n_e$. Поэтому $\sqrt{n_p n_e}$ дает нам нижнюю границу для n_e . Таким образом Менцел и Силлие установили, что у основания хромосферы

$$n_e > 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3},$$

что значительно меньше, чем значение, полученное на стр. 65.

Надо отметить трудность наблюдений бальмеровского континуума в хромосфере, вследствие его слабости. Поэтому новые наблюдения в этом направлении очень желательны.

4. Самообращение спектральных линий. Рассмотрим, какова должна быть интенсивность излучения, выходящего из некоторого слоя газа в общем случае, когда поглощением в рассматриваемом слое нельзя пренебречь. Поскольку коэффициент поглощения внутри спектральной линии очень сильно меняется с частотой, то надо рассматривать каждый элементарный интервал частот внутри спектральной линии отдельно. Изменение интенсивности излучения вдоль пути луча на единицу частоты I_ν подчиняется, как известно, уравнению переноса:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + \epsilon_\nu, \quad (5.23)$$

где α_ν означает объемный коэффициент поглощения в частоте ν , $\epsilon_\nu d\nu ds$ есть количество энергии, излучаемое единицей объема в интервале частот, заключенном между ν и $\nu + d\nu$ и внутри телесного угла $d\omega$, и ds — элемент пути луча.

Пусть направление луча совпадает с лучом зрения. Тогда интенсивность выходящего из слоя газа излучения, как это следует из (5.23), определится формулой:

$$I_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\int_{-\infty}^s a_\nu ds} \varepsilon_\nu d\nu. \quad (5.24)$$

При этом наблюдатель рассматривает излучение из области бесконечно больших отрицательных s . Вместо величины ε_ν мы можем ввести отношение $B_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{a_\nu}$. Тогда

$$I_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\int_{-\infty}^s a_\nu ds} B_\nu a_\nu ds. \quad (5.25)$$

Если бы B_ν было нам известно, то этот интеграл мог бы быть вычислен. Но мы можем по теореме о среднем значении взять среднее значение B_ν вдоль пути луча (\bar{B}_ν) за знак интеграла. Тогда:

$$I_\nu = \bar{B}_\nu \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\int_{-\infty}^s a_\nu ds} a_\nu ds = \bar{B}_\nu \left(1 - e^{-\int_{-\infty}^{\infty} a_\nu ds}\right). \quad (5.26)$$

Очевидно, что мы можем написать

$$\int_{-\infty}^{\infty} a_\nu ds = k_\nu N, \quad (5.27)$$

где k_ν — коэффициент поглощения на один атом и N — полное число поглощающих данную линию атомов в бесконечном цилиндре с основанием в 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения.

Итак

$$I = \bar{B}_\nu (1 - e^{-k_\nu N}). \quad (5.28)$$

Вместе с тем $k_\nu N$ есть оптическая толщина в частоте рассматриваемого слоя, взятая вдоль пути луча.

Во многих случаях величина \bar{B}_ν может быть легко вычислена. В самом деле, условие монохроматического лучевого равновесия, справедливое для хромосферы, дает для каждой точки:

$$\varepsilon_\nu = a_\nu I_\nu^0, \quad (5.29)$$

где I_ν^0 — усредненная по всем телесным углам интенсивность излучения в рассматриваемой точке. Из (5.29) следует $B_\nu = I_\nu^0$. Для тех слоев хромосферы, для которых оптическая глу-

бина (5.19), отсчитанная по вертикали (а не по касательной), меньше единицы, I_v^0 можно считать равной постоянной величине. Она определяется просто как средняя интенсивность излучения на внешней границе Солнца в данной частоте и может быть найдена из изучения контуров спектральных линий. Даже в тех случаях, когда монокromaticкое лучевое равновесие нарушается и играет видную роль в образовании линий поглощения, циклические переходы не вносят большой ошибки в уравнение (5.29), так как оно будет выполняться приближенно, что для наших целей вполне достаточно.

Для вычисления же \bar{B}_v в случае, когда луч зрения проходит на оптической глубине, отсчитанной по вертикали, большей чем единица, мы должны пользоваться теоретически вычисленным значением I_v^0 . К сожалению, в рассматриваемом случае главную роль играет центральная часть линии, для которой современная теория контуров линий поглощения не приводит к удовлетворительным результатам. Мы можем лишь сказать, что для \bar{B}_v всегда должно соблюдаться неравенство:

$$\frac{r}{2} P_v \leq \bar{B}_v < P_v,$$

где P_v — планковская интенсивность излучения абсолютно черного тела и r — отношение интенсивности в данной частоте к интенсивности соседнего участка непрерывного спектра, усредненное по контуру. Кроме того, несомненно, что \bar{B}_v возрастает при углублении к основанию хромосферы, оставаясь заключенным в этих пределах.

Полная интенсивность хромосферной линии на рассматриваемой высоте выразится через

$$i(h) = \int \bar{B}_v (1 - e^{-k_v N}) dv, \quad (5.30)$$

где интегрирование проведено по всем частотам внутри линии и N — попрежнему полное число атомов, поглощающих линию в цилиндре с поперечным сечением в 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения. Беря в (5.30) среднее значение \bar{B}_v за знак интеграла и обозначая его через B , получим:

$$i(h) = B \int (1 - e^{-k_v N}) dv. \quad (5.31)$$

Для вычисления этого интеграла надо знать выражение для k_v . Коэффициент поглощения на один атом k_v определяется совокупностью тех причин, которые вызывают расширение спектральной линии. Как указывалось в главе об обрабатываемом слое, главнейшими такими причинами в условиях звездных атмосфер являются: эффект Допплера и затухание излучения. Мы не будем приводить здесь вывода того выражения для k_v , к которому приводит в теории линий поглощения учет этих

двух причин, действующих совместно, и которое не может быть представлено через элементарные функции от ν в конечном виде. Напомним только, что с довольно большой степенью приближения этот результат может быть сформулирован в виде:

$$\left. \begin{aligned} k_\nu &= \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{v} e^{-\nu^2}, \quad \text{когда } |\nu - \nu_0| < x_0 \\ k_\nu &= \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{\Gamma_{nm}}{4\pi^2} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2}, \quad \text{когда } |\nu - \nu_0| > x_0, \end{aligned} \right\} \quad (5.32)$$

где ε — заряд электрона, m — его масса, f — сила осцилляторов для данной линии, скорость v в случае термического характера доплеровского расширения равна $\sqrt{\frac{2kT}{m}}$, Γ_{nm} — постоянная затухания, которая выражается через продолжительности жизни T_n и T_m верхнего и нижнего состояний следующим образом:

$$\Gamma_{nm} = \frac{1}{T_n} + \frac{1}{T_m},$$

кроме того

$$p = \frac{c}{v} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2,$$

и, наконец, x_0 есть наибольший положительный корень уравнения

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{v} e^{-\frac{c}{v} \frac{x_0^2}{\nu_0^2}} = \frac{\Gamma_{nm}}{4\pi^2} \frac{1}{x_0^2}. \quad (5.33)$$

Иными словами, первое из выражений (5.32) справедливо для внутренней части линии, а второе — для крыльев.

Следует различать два предельных случая:

I случай. N мало, именно:

$$\frac{1}{N} \gg \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{v}. \quad (5.34')$$

Тогда всюду $k_\nu N \ll 1$, и никакого самообращения не будет. При этом, разлагая в ряд и пренебрегая членами второго порядка по отношению к N в подынтегральном выражении формулы (5.31), получаем:

$$i(h) = \overline{BN} \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f. \quad (5.34)$$

В этом случае интенсивность линии возрастает пропорционально первой степени N .

II случай. N велико, именно

$$\frac{1}{N} \ll \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{\Gamma_{nm}}{4\pi^2 x_0^2}. \quad (5.35')$$

Тогда легко получить формулу

$$i(h) = 2\bar{B} \left(N \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{\Gamma_{nm}}{4\pi^2} \right)^{1/2} \pi^{1/2}. \quad (5.35)$$

В этом случае, когда самообращение настолько велико, что проявляется даже в крыльях линии, интенсивность линий возрастает пропорционально $N^{1/2}$.

Наконец, представляет интерес и промежуточный случай.

III случай. N заключено в пределах, определяемых неравенством:

$$\frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{\Gamma_{nm}}{4\lambda^2 \lambda_0^2} < \frac{1}{N} < \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{v}. \quad (5.36^1)$$

В этих пределах N меняется $\frac{\Gamma_{nm} v}{4\lambda^{3/2} \lambda_0^2}$ раз. В этом интервале $i(h)$ возрастает чрезвычайно медленно с N . Согласно Менцелу, для него может быть пригодна формула:

$$i(h) = 2\bar{B} \frac{v v_0}{c} \sqrt{\ln \left(N \frac{\pi \varepsilon^2}{mc} f \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{v} \right)}. \quad (5.36)$$

В этом случае самообращение имеет место в центре, но крылья линии в нем еще не участвуют.

Заметим еще, что в случаях I и III ширина эмиссионной линии почти не возрастает. Увеличение $i(h)$ в случае I при возрастании N происходит главным образом за счет увеличения интенсивности на единицу интервала частот. Во втором из рассмотренных случаев, когда самообращение очень сильно и происходит уже в крыльях линии, интенсивность на единицу частоты достигает своей предельной величины \bar{B}_v , и рост полной интенсивности $i(h)$ при возрастании N происходит за счет увеличения ширины эмиссионной линии пропорционально $N^{1/2}$.

5. Применение теории самообращения к отдельным спектральным линиям. Рассмотрим порядок применения формул (5.34), (5.35) и (5.36) к отдельным линиям. Вся задача заключается в том, чтобы из наблюдаемого хода функции $i(h)$ получить N как функцию от h . Сама же функция $i(h)$, как было указано выше, получается в результате дифференцирования наблюдаемой функции $E(h)$.

Для самых больших значений h , т. е. для верхних слоев хромосферы, где N мало и поэтому самообращением можно пренебречь, получаем значения $N(h)$ из формулы (5.34) по наблюдаемым значениям $i(h)$. По мере уменьшения h число $N(h)$ растет, и мы применяем формулу (5.34) только до тех пор, пока $N(h)$ не превзойдет предел, указанный неравенством (5.34¹). С этого места мы начинаем применять формулу (5.36), пока $N(h)$, возрастая, не выйдет за пределы, указанные неравенством (5.36¹), после чего уже применяем формулу (5.35). Кон-

тролем же теории должно служить то обстоятельство, что в пределах применимости формул (5.34) и (5.36) ширина линии не должна существенно меняться, в то время как в области применимости формулы (5.35) ширина линии должна возрастать, как указано было выше, так как здесь мы имеем дело с самообращением в крыльях спектральной линии.

Приведем результат, полученный Менцелом и Силлие по линиям ионизованного кальция H и K , в которых самообращение оказалось очень сильным:

$$N(h) = N_0 e^{-\beta h}; \quad N_0 = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2};$$

$$\beta = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}. \quad (5.37)$$

Эта формула дает число ионов кальция, находящихся в цилиндре с поперечным сечением в 1 см^2 , ось которого совпадает с лучом зрения и проходит на расстоянии h от края диска. От формулы (5.37), пользуясь уравнением Абеля (5.16), мы можем перейти к числу ионов $n(h)$, находящихся в 1 см^3 , ибо ясно из геометрических соображений, что связь между $N(h)$ и $n(h)$ такова же, как между $I(h)$ и $i(h)$. Для $n(h)$ получаем следующую формулу:

$$n(h) = n_0 e^{-\beta h}; \quad n_0 = 3,2 \times 10^8 \text{ см}^{-3}; \quad \beta = 1,60 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}. \quad (5.38)$$

Отсюда может быть вычислено число ионов кальция, находящихся над основанием хромосферы в вертикальном (радиальном) цилиндре с поперечным сечением 1 см^2 . Оно равно 2×10^{16} . С другой стороны, согласно Унзольду, число ионов кальция в таком же столбе над фотосферой, т. е. над основанием обращаемого слоя, равно 2×10^{19} . Поэтому парциальное давление кальциевых ионов у основания хромосферы около 1000 раз меньше, чем у основания обращаемого слоя.

Обращает на себя внимание то весьма важное обстоятельство, что величина β , данная в (5.38), почти в двести раз меньше, чем то значение, которое было бы при гравитационном равновесии. Иными словами, падение плотности в хромосфере для ионов кальция происходит особенно медленно. С первого взгляда может показаться, что это явление объяснимо как влияние возрастающей с высотой ионизации, т. е. что замедление падения плотности ионов кальция с высотой происходит за счет быстрого увеличения процента ионов по отношению к нейтральным атомам. Однако это — неправильное объяснение, ибо процент нейтральных атомов кальция в хромосфере ничтожно мал по сравнению с процентом ионов, как об этом можно судить по интенсивностям соответствующих резонансных линий, и поэтому прирост числа ионов за счет числа нейтральных атомов не может сколько-нибудь заметно повлиять на первое из них. Поэтому объяснение аномального распределения кальция по высоте представляет весьма важную теоретическую

задачу. Что касается водорода, то измерения Менцела и Силлие дают по высшим членам бальмеровской серии:

$$\beta = 1,54 \times 10^{-8} \text{ см}^{-1}.$$

Наконец, следует отметить, что группа формул (5.34), (5.35) и (5.36) позволяет вычислить также относительные интенсивности в мультиплетах по заданным произведениям Nf . При этом для определения того, какой из этих формул следует пользоваться для каждой линии мультиплета, надо проверить выполнение неравенств (5.34¹), (5.35¹) и (5.36¹), в которые входят величины N и f . Интересно, что в то время как при малых N относительные интенсивности просто пропорциональны f (случай I), а при очень больших N они пропорциональны $f^{1/2}$, в промежуточном случае мы можем иметь отношение, очень мало отличающееся от единицы при сильно отличных друг от друга f . В частности, в случае H и K кальция на некоторой высоте хромосферы, где применима формула (5.36), отношение $i(h)$ будет очень близко к единице, несмотря на то, что соответствующие f равны: 0,36 и 0,72. Согласно теории, только для самых нижних слоев хромосферы отношение значений $\varepsilon(h)$ для этих двух линий должно быть равно $1 : \sqrt{2}$.

6. Селективное световое давление и кальциевая хромосфера. Среди теорий, объясняющих аномальное распределение кальция в солнечной хромосфере, большую роль сыграла теория, предложенная в 1924 г. Милном ¹), согласно которой основная причина этого явления заключается в том селективном световом давлении, которое испытывают ионы кальция. Мы здесь дадим краткое изложение этой теории.

Спектр иона Ca^+ принадлежит к немногочисленному количеству спектров тех атомов и ионов распространенных элементов, резонансные линии которых расположены недалеко от максимума интенсивности солнечного спектра. Благодаря тому, что в области линий H и K спектр Солнца еще достаточно ярк, световое давление, испытываемое ионами Ca^+ вследствие поглощения солнечного излучения, велико. Правда, то же самое можно сказать и про атомы, например, натрия. Однако, натрий на Солнце почти весь ионизован, и только ничтожный процент атомов находится в нейтральном состоянии. Ионизованный же натрий почти никакого светового давления не испытывает. Поэтому и среднее световое давление, приходящееся на один атом натрия, ничтожно. Кальций же на Солнце если не весь, то в весьма значительной пропорции, находится в однажды ионизованном состоянии. Поэтому в среднем (независимо от состояния ионизации) атомы кальция подвержены весьма значительному световому давлению. Этим кальций выделяется среди всех других элементов. С другой стороны, небольшая плотность хромосферы может позволить световому давлению изменить распределение

¹) Monthly Noticer, 84, 354, 1924, 85, 111, 1924, 86, 8, 1925.

атомов по высоте только для одного сорта атомов или создать разное распределение для разных элементов. Эти обстоятельства делают интересной попытку объяснения кальциевой хромосферы световым давлением.

Вычислим прежде всего зависимость селективного светового давления от потока энергии в рассматриваемой линии. Если имеется излучение интенсивности I_ν на единицу частоты внутри телесного угла $d\omega$, то плотность энергии, соответствующая этому излучению, равна $\rho_\nu = \frac{I_\nu d\omega}{c}$. Следовательно, согласно определению эйнштейновского коэффициента вероятности перехода под влиянием излучения, число атомов в основном состоянии в единице объема, поглощающих квант данной линии в единицу времени, будет равно $n_1 B_{1 \rightarrow 2} \frac{I_\nu d\omega}{c}$, где n_1 — число атомов в единице объема в основном состоянии. Импульс каждого кванта равен $\frac{h\nu}{c}$, и поэтому компонент импульса в радиальном направлении, полученный всеми атомами в первом состоянии в единице объема, будет

$$n_1 B_{1 \rightarrow 2} h\nu \frac{I_\nu \cos \theta d\omega}{c^2},$$

где θ — угол, образованный направлением излучения с нормалью. Поскольку имеется излучение, идущее по всевозможным направлениям, искомый импульс будет равен

$$n_1 B_{1 \rightarrow 2} \frac{h\nu}{c^2} \int I_\nu \cos \theta d\omega,$$

где интегрирование распространено на все телесные углы. Но

$$H_\nu = \int I_\nu \cos \theta d\omega$$

есть поток на единицу частоты по направлению внешней нормали. Поэтому искомый импульс можно написать в виде

$$n_1 \frac{B_{1 \rightarrow 2} H_\nu h\nu}{c^2}. \quad (5.37)$$

Однако, на ряду с процессами поглощения, происходят и процессы отрицательного поглощения, при которых атом сам излучает в том же направлении, что падающее излучение, и получает поэтому импульс в противоположном направлении. Импульс, полученный в результате таких переходов в единицу времени единицей объема, будет равен поэтому

$$-n_2 \frac{B_{2 \rightarrow 1} h\nu H_\nu}{c^2}. \quad (5.38)$$

Мы видим, что выражение (5.37) мало по сравнению с (5.33), так как $\frac{n_2}{n_1}$ очень мало по сравнению с единицей. Однако,

Милн не пренебрегает импульсом (5.38) по сравнению с (5.37) и поэтому получает результирующий импульс равным

$$\frac{h\nu}{c^3} B_{1 \rightarrow 2} H_\nu \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right), \quad (5.39)$$

так как $B_{2 \rightarrow 1} = \frac{g_1}{g_2} B_{1 \rightarrow 2}$, где g_1 и g_2 — веса нижнего и верхнего состояний.

С другой стороны, импульс, получаемый в единицу времени под влиянием силы тяжести атомами, находящимися в обоих состояниях, равен

$$(n_1 + n_2) mg, \quad (5.40)$$

где m — масса атома, а g — ускорение силы тяжести.

Отношение силы светового давления к силе тяжести равно поэтому

$$\eta = \frac{h\nu H_\nu B_{1 \rightarrow 2}}{gmc^2} \frac{n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2}{n_1 + n_2}. \quad (5.41)$$

Наблюдения дают H_ν для линий H и K на внешней границе хромосферы. С другой стороны, Зваан вычислил $B_{1 \rightarrow 2}$ для этих линий. Оказывается, что произведение $\frac{h\nu H_\nu B_{1 \rightarrow 2}}{gmc^2}$ в пределах точности наблюдений над H_ν совпадает с единицей. Отсюда следует весьма важный вывод, что отношение η для ионов кальция на границе хромосферы близко к единице, и, следовательно, световое давление во внешних слоях хромосферы почти точно уравновешивает гравитацию. Милн считает равенство

$$\eta = 1 \quad (5.42)$$

для внешней границы хромосферы соблюдающимся точно. Далее, на основе теории монохроматического лучевого равновесия он считает, что H_ν во всей хромосфере постоянно, и поэтому отношение η близко к единице на протяжении всей хромосферы.

Для выяснения структуры хромосферы при сделанных предположениях напишем уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{dp}{dz} = -m(n_1 + n_2)g + \frac{h\nu}{c^2} H_\nu B_{1 \rightarrow 2} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right). \quad (5.43)$$

Пренебрегая членами, квадратичными по отношению к $\frac{n_2}{n_1}$, мы можем переписать это уравнение в виде:

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \left[1 - \frac{h\nu H_\nu B_{1 \rightarrow 2}}{mgc^2} \left(1 - \frac{g_1 + g_2}{g_2} \frac{n_2}{n_1} \right) \right], \quad (5.44)$$

где ρ — плотность.

Отношение n_2/n_1 меняется с оптической глубиной. Из условия стационарности, при пренебрежении циклическими переходами, следует, что число переходов из первого состояния во

второе в единице объема равно числу обратных переходов. Поэтому

$$n_1 B_{1 \rightarrow 2} \varrho = n_2 (A_{2 \rightarrow 1} + B_{2 \rightarrow 1} \varrho_\nu), \quad (5.45)$$

где $A_{2 \rightarrow 1}$ — коэффициент вероятности спонтанного перехода и ϱ_ν — плотность излучения на единицу частоты в частоте ν . В силу известных соотношений между эйнштейновскими коэффициентами вероятностей переходов, из (5.45) следует:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\bar{\varrho}_\nu}{1 + \bar{\varrho}_\nu} \frac{g_2}{g_1}, \quad (5.46)$$

где $\bar{\varrho}_\nu = \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \varrho_\nu$. Обозначив $\sigma_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}$, мы можем написать

$$\bar{\varrho}_\nu = \frac{\varrho_\nu}{\sigma_\nu}. \quad (5.47)$$

С другой стороны, из теории монохроматического лучевого равновесия имеем для ϱ_ν выражение:

$$\varrho_\nu = \frac{1}{c} H_\nu (2 + 3\tau). \quad (5.48)$$

Обозначая

$$\frac{H_\nu}{\sigma_\nu} = \bar{F}_\nu,$$

получим путем деления обеих частей (5.48) на σ_ν :

$$\bar{\varrho}_\nu = \frac{\bar{F}_\nu}{c} (2 + 3\tau). \quad (5.49)$$

Сопоставляя (5.46) и (5.49), получаем с точностью до величин второго порядка по отношению к $\frac{n_2}{n_1}$:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{\bar{F}_\nu}{c} (2 + 3\tau). \quad (5.50)$$

Подставляя (5.50) в (5.44) и учитывая, что, согласно (5.50) и (5.41), уравнение (5.42) дает в нашем приближении для границы хромосферы, т. е. для $\tau = 0$:

$$\frac{h\nu B_{1 \rightarrow 2}}{c^2 m g} H_\nu \left(1 - 2 \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{\bar{F}_\nu}{c} \right) = 1, \quad (5.51)$$

получим

$$\frac{dp}{dz} = -\varrho \tau \frac{3h\nu H_\nu \bar{F}_\nu (g_1 + g_2) B_{1 \rightarrow 2}}{g_1 m c^3}. \quad (5.52)$$

Мы видим, что градиент давления целиком определяется малым множителем порядка $\frac{n_2}{n_1}$, что весьма важно для теории

Милна. Принимая во внимание, что коэффициент поглощения на единицу объема определяется формулой

$$\alpha_\nu = \frac{h\nu B_{1 \rightarrow 2}}{c\Delta\nu} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right), \quad (5.53)$$

мы можем переписать (5.52) в том же приближении в виде:

$$\frac{1}{\tau} \frac{dp}{d\tau} = 3 \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{H_\nu \bar{F}_\nu \Delta\nu}{c^2},$$

откуда путем интегрирования находим:

$$p = \frac{3}{2} \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{H_\nu \bar{F}_\nu \Delta\nu}{c^2} \tau^2, \quad (5.54)$$

ибо при $\tau = 0$ имеем $p = 0$.

Для давления мы можем еще написать

$$p = (n_1 + n_2) kT.$$

Поэтому, пренебрегая первой степенью отношения $\frac{n_2}{n_1}$ по сравнению с нулевой, можем принять:

$$n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 = \frac{p}{kT} = \frac{3}{2} \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{H_\nu \bar{F}_\nu}{c^2 kT} \tau^2.$$

Следовательно, согласно (5.53):

$$d\tau = -\alpha_\nu dz = -\frac{3}{2} \frac{g_1 + g_2}{g_1} \frac{h\nu B_{1 \rightarrow 2} H_\nu \bar{F}_\nu}{c^3 kT} \tau^2 dz,$$

и в силу изотермичности хромосферы, произведя интегрирование, мы получим:

$$\tau = \frac{2c^3 kT}{3h\nu B_{1 \rightarrow 2}} \frac{g_1}{g_1 + g_2} \frac{1}{H_\nu \bar{F}_\nu (z + z_0)}, \quad (5.55)$$

где z_0 — постоянная интегрирования.

Для давления из (5.54) и (5.55) получаем следующую зависимость от высоты:

$$p = \frac{2}{3} \frac{\Delta\nu g_1}{(g_1 + g_2) H_\nu \bar{F}_\nu} \left(\frac{kTc^2}{h\nu B_{1 \rightarrow 2} (z + z_0)} \right)^2. \quad (5.56)$$

Используя уравнение (5.51), переписанное в приближенном виде

$$\frac{h\nu B_{1 \rightarrow 2}}{mgc^2} H_\nu = 1,$$

который вытекает из малости $\frac{\bar{F}_\nu}{c}$ по сравнению с единицей (порядка $\frac{n_2}{n_1}$), находим:

$$p = \frac{16}{3} \frac{\pi h \nu^3 g_1}{(g_1 + g_2) c^3} \left[\frac{kT}{mg(z + z_0)} \right]^2. \quad (5.57)$$

Постоянная z_0 есть высота хромосферы, какая у нее была бы, если бы ее плотность повсюду равнялась плотности на уровне $z = z_0$ (основание хромосферы) при данной полной массе.

Распределение давления по формуле (5.57) плохо согласуется с выведенным из современных наблюдений законом (5.37). Однако, в этом нет большого затруднения, ибо теоретический закон падения более медленный, чем наблюдаемый, и дело может быть исправлено допущением, что левая часть (5.51) не точно равна единице, а чуть меньше единицы, т. е. что на границе хромосферы световое давление не полностью компенсирует притяжение, а почти полностью. Поэтому трудно проверить основную идею теории Милна путем сравнения наблюдаемого и теоретического закона распределения плотностей.

Против теории Милна может быть выдвинут ряд серьезных возражений чисто теоретического характера:

1. Она обладает тем недостатком, что объясняет лишь кальциевую хромосферу. Между тем можно утверждать, что кальций, несмотря на выдающуюся яркость своих линий, не является преобладающим элементом в солнечной хромосфере. Несомненно, что водород находится в ней в значительно большем количестве, но благодаря тому, что потенциал возбуждения бальмеровских линий сравнительно велик, водородная эмиссия слабее кальциевой. Между тем, влиянием селективного светового давления на водород можно совершенно пренебречь, и поэтому аномальное распределение плотностей водорода в хромосфере остается необъяснимым. Но, конечно, это возражение указывает лишь на искусственность теории Милна и не касается ее существа.

2. Мы пользовались предположением о постоянстве потока излучения в линии. Для нас в данном случае играют роль именно центральные частоты (внутри доплеровской ширины), наиболее интенсивно поглощаемые. Это постоянство потока следует из теории монохроматического лучевого равновесия. Однако из предыдущей главы известно, что как раз монохроматическое лучевое равновесие оказывается не в состоянии объяснить остаточные интенсивности в центре линий. Приходится прибегать к допущению побочных механизмов, приводящих к этим остаточным интенсивностям; например, приходится вводить флуоресценцию. Но каков бы ни был этот дополнительный механизм, теория рассеяния ясно показывает, что при наличии его поток излучения в центральных частотах уже не будет постоянным, а будет быстро стремиться к нулю по мере увеличения оптической глубины τ . Но тогда роль светового давления должна быстро падать с глубиной. И теория даст весьма невысокую хромосферу.

3. В теории Милна вся игра ведется на величине $\frac{n_2}{n_1}$, и градиент давления оказывается пропорциональным, в конечном счете, этой величине. Точнее говоря, в теории Милна неполная компенсация тяготения световым давлением в нижних слоях хромосферы получается вследствие относительного увеличения числа возбужденных атомов, которые благодаря эйнштейновскому отрицательному поглощению испытывают световое давление, направленное внутрь. Между тем те же возбужденные ионы испытывают и „положительное“ поглощение, переходя в более высокие состояния, причем вероятность этих процессов отнюдь не меньше, чем вероятность процессов отрицательного поглощения. Их отбрасывание при учете последних является, конечно, теоретическим ляпсусом.

4. В верхних слоях хромосферы значительный процент кальциевых атомов должен быть вторично ионизован. Быть может, даже такие атомы составляют большинство. Они не испытывают светового давления и, следовательно, уменьшают среднее световое давление, приходящееся на один атом. Этого также не учитывает изложенная теория.

Эти соображения заставляют в настоящее время считать теорию Милна несостоятельной и искать какой-то другой путь объяснения аномального распределения плотностей в хромосфере.

7. Гипотеза о турбулентном движении в хромосфере. Некоторые авторы высказали предположение, что в хромосфере имеет место беспорядочное движение масс газов—некоторого рода турбулентное движение. Если предположить, что средняя кинетическая энергия этого турбулентного движения велика по сравнению со средней кинетической энергией теплового движения, то можно надеяться объяснить большую высоту хромосферы, потому что в этом случае в барометрической формуле вместо температуры нужно подставить среднюю энергию турбулентного движения на один атом, умноженную на фактор $\frac{2}{3}$.

Это объяснение кажется искусственным. Однако, наблюдения, правда скудные, указывают на то, что, судя по расширению спектральных линий, средние скорости оказываются порядка 15—20 км/сек. Мельников в Пулковке установил по ширине линии гелия D_3 среднюю скорость порядка 19 км/сек. Так как сильное самообращение в линиях гелия мало вероятно (малое число поглощающих атомов), то трудно видеть причину расширения в самообращении в области крыльев, тем более что ширина линии D_3 не меняется с высотой в хромосфере.

Причина таких движений в хромосфере весьма загадочна. Однако в этой связи необходимо обратить внимание на один весьма важный факт, вытекающий из наблюдений. Наблюдатели отмечали, что при наилучших условиях наблюдений хромосфера имеет волокнистую структуру и представляется в виде горящей травы. Луч зрения, проходящий через нижние слои хромосферы,

пересекает очень большое число волокон. Поэтому здесь хромосфера кажется непрерывной. В верхних же слоях отдельные волокна уже выделяются, ибо здесь на единицу площади проектируется меньшее число волокон.

Эта точка зрения о волокнистой структуре хромосферы подтверждается и спектрогелиографическими наблюдениями. Например, в линии H_{α} мы видим поверхность Солнца покрытой сетью темных флокуллов-гранул. Это — следствие поглощения света в отдельных волокнах. Продолжительность жизни каждого отдельного волокна — порядка всего нескольких минут. Можно считать каждое волокно маленьким протуберанцем, хотя силы, образующие протуберанцы и волокна, вряд ли тождественны между собой. Быть может, они родственны друг другу по своей природе.

Поскольку волокна появляются и исчезают, мы можем сказать, что солнечная хромосфера с этой точки зрения не представляет собой статического образования, а имеет динамическую природу. Причина выбрасывания волокон, так же как причина образования протуберанцев, нам сейчас совершенно неясна. Возможно, что волокнистая структура хромосферы имеет какую-нибудь связь с гранулярной структурой солнечной фотосферы.

Чандрасекар пытался видоизменить теорию селективного светового давления Милна допущением, что поток энергии в рассматриваемой линии меняется на поверхности Солнца и поэтому меняется световое давление при переходе от одной точки до другой. Но никаких физических результатов из его чисто математической работы пока не получено.

Резюмируя изложенное, надо сказать, что мы еще не имеем удовлетворительной теории хромосферы. Возможно, что она будет построена в результате дальнейшего уточнения наблюдательных данных.

8. Аномальное возбуждение в хромосфере. В § 2 было уже указано на наличие в спектре хромосферы весьма ярких линий нейтрального гелия и даже слабой линии ионизованного гелия. Каким способом возбуждаются атомы, дающие эти линии? Дело в том, что если излучение Солнца по своему спектральному составу совпадает с излучением абсолютно-черного тела при температуре в 6000° , то далекое ультрафиолетовое излучение, возбуждающее атомы гелия (а тем более ионизованного гелия), не будет достаточным для возбуждения такого количества атомов, чтобы дать линии наблюдаемой интенсивности. При этом здесь имеет место расхождение в десятки миллионов раз (а в случае ионизованного гелия — в тысячи миллиардов раз). Сама собой напрашивается мысль, что кривая энергии в солнечном спектре сильно отклоняется в далекой ультрафиолетовой части от спектральной кривой энергии абсолютно-черного тела при 6000° , т. е. что в далекой ультрафиолетовой части спектра имеется избыток по сравнению с формулой Планка.

Надо указать на одно серьезное препятствие для такой гипотезы. Согласно наблюдениям Минаэрта и Паннекука во время

полного солнечного затмения 29 июля 1927 г. ¹⁾, функция $I(h)$, а тем более $i(h)$, не является для линии гелия $\lambda 4471 \text{ \AA}$ монотонно убывающей функцией от h . По их наблюдениям, $I(h)$, начиная от основания хромосферы, сперва возрастает с высотой, а потом убывает, достигая на определенной высоте некоторого максимума. Согласно наблюдениям Мельникова в Пулковке, произведенным вне солнечного затмения, то же самое справедливо для линии D_3 , которая достигает максимума на высоте около 1000 км. Правда, результаты Менцела и Силлие, приведенные в таблице 9, не согласуются с этими наблюдениями, но получаемое у них монотонное убывание $I(h)$ с высотой происходит в случае линий гелия особенно медленно.

Если допустить, что источником возбуждения гелиевых линий является ультрафиолетовое излучение фотосферы, то, само собой разумеется, это излучение не может быть интенсивнее в верхних слоях хромосферы, чем в нижних. Поэтому наличие на некоторой высоте максимума интенсивности линий гелия указывает на существование максимума плотности атомов гелия в хромосфере, что представляется почти абсурдным. Даже если не принимать во внимание результаты Паннекука и Минаэрта, а также Мельникова, и исходить из результатов Менцела и Силлие, то и тогда придется из гипотезы ультрафиолетового излучения сделать вывод, что плотность гелия убывает в хромосфере медленнее, чем плотность всякого другого газа (в том числе кальция), что представляется маловероятным.

Можно доказать далее, что если бы причиной аномального возбуждения гелия в хромосфере служило ультрафиолетовое излучение большой интенсивности, идущее из фотосферы, то в спектре диска Солнца мы должны были бы наблюдать довольно интенсивные линии ортогелия (системе триплетов гелия). В самом деле, рассмотрим, как могут возбуждаться линии ортогелия. Непосредственные переходы из основного состояния в состояние ортогелия запрещены, как интеркомбинационные. Следовательно, атом гелия, для того чтобы перейти из нормального состояния в одно из ортосостояний, должен сперва быть ионизован и лишь потом в результате рекомбинации с каким-нибудь электроном перейти в ортосостояние. Обратное, атом гелия, находящийся в одном из ортосостояний, может перейти в основное состояние только через ионизацию и последующую рекомбинацию. Благодаря тому, что вероятность ионизации атома ортогелия мала по сравнению с вероятностью возбуждения его, нетрудно видеть, что относительное распределение этих атомов по различным состояниям ортогелия будет подчиняться довольно точно формуле Больцманна, ибо возбуждение этих атомов (из метастабильного состояния ортогелия 2^3S) производится солнечным излучением в частотах видимой и близкой ультрафиолетовой части солнечного спектра, где кривая энергии еще следует закону Планка. Но наблюдения показывают, что линия D_3 в

¹⁾ Verhandelingen d. K. Akad. Wet. Amsterdam, 13 (1928).

спектре хромосферы не слабее линии H_γ . Отсюда следует, что число атомов в том состоянии, из которого излучается D_3 , того же порядка, что и число атомов водорода в том состоянии, из которого излучается H_γ . Вследствие того, что как для ортогелия, так и для возбужденных состояний водорода применима формула Больцманна, то отсюда следует, что и в нижних состояниях, соответствующих этим линиям, числа атомов на единицу объема должны быть одного порядка. Но если бы гипотеза ультрафиолетового избытка была верна, то такое приблизительное равенство между числами атомов, поглощающих D_3 и H_γ , было бы справедливо не только для хромосферы, но и для обрабатываемого слоя. Следовательно, в спектре Солнца мы должны были бы иметь линию поглощения D_3 , во всяком случае не менее интенсивную, чем H_γ . Между тем известно, что линия D_3 , как правило, совсем не наблюдается в спектре поглощения Солнца. Противоречия можно было бы избежать лишь весьма искусственным допущением о том, что в обрабатываемом слое отношение концентраций гелия и водорода во много раз меньше, чем в хромосфере. Но это значило бы заменить одну трудность другой. Не отвергая окончательно гипотезы об ультрафиолетовом избытке, мы должны все же заключить, что она наталкивается на серьезные трудности.

Другая гипотеза, пытающаяся объяснить аномальное возбуждение гелия в хромосфере Солнца, была предложена Гернеем. То обстоятельство, что, согласно ряду наблюдателей, свечение, а следовательно и возбуждение гелия, происходит главным образом в верхних слоях хромосферы, наводит на мысль, что это аномальное возбуждение каким-то образом связано с малой плотностью этих верхних слоев. Несомненно, что некоторые силы (например, сила тяжести), действуя на частицы, находящиеся в хромосфере, могут разгонять эти частицы и придавать им очень большую кинетическую энергию, если только длина свободного пробега частицы достаточно велика. Но она как раз велика во внешних, менее плотных слоях. Сталкиваясь с атомами гелия, эти частицы могут производить возбуждения и ионизацию атомов гелия в верхних слоях.

Герней считал, что световое давление может поднять ионы Ca^+ на очень большую высоту в хромосфере. Но через некоторое время действие светового давления должно прекратиться, ибо ион Ca^+ когда-нибудь будет вторично ионизован, а, как известно, ионы Ca^{++} на Солнце не испытывают существенного селективного светового давления. Тогда ион Ca^{++} под влиянием силы притяжения к Солнцу начинает падать. Если длина свободного пробега будет порядка 1000 км, то энергия, полученная ионом, будет порядка 100 В. Этого достаточно не только для ионизации гелия, но и для возбуждения иона гелия, и таким образом можно объяснить появление в спектре хромосферы линии λ 4686.

Против гипотезы Гернея можно возразить, что она предполагает слишком большую длину свободного пробега. Однако согласно тому взгляду на динамическую структуру хромосферы, который был развит в предыдущем параграфе, мы все равно должны иметь частицы с большими скоростями, в том числе и тяжелые, с большой кинетической энергией, что в результате столкновений и должно приводить к аномальному возбуждению.

Что касается до гипотезы, видящей причину возбуждения гелия в быстрых корпускулах, испускаемых фотосферой, то против нее могут быть выдвинуты те же возражения, что и против гипотезы ультрафиолетового избытка.

9. Запрещенные линии в хромосфере. Еще во время затмения 1928 г. были открыты в спектре вспышки запрещенные линии ионизованного железа. В 1934 г., на Моунт-Вилсоновской обсерватории была обнаружена в спектре хромосферы линия полярных сияний γ 5577, принадлежащая нейтральному кислороду и связанная с запрещенным переходом из метастабильного состояния. Наличие этой запрещенной линии в спектре хромосферы никакой особой „проблемы“ не представляет. Правда, известно, что для появления запрещенной эмиссионной линии, связанной с метастабильными состояниями, требуется выполнение двух условий: малая плотность материи и малая плотность излучения. Первое из этих условий в хромосфере частично осуществляется. Промежуток времени между двумя последовательными столкновениями одной частицы с другими будет порядка 0,01 сек. Хотя он и меньше продолжительности жизни соответствующего метастабильного состояния кислорода, тем не менее запрещенная линия кислорода будет только ослаблена в сотни раз по сравнению с яркими незапрещенными линиями других атомов, но не исчезнет совсем. Что касается до плотности излучения, то казалось бы, что большая плотность излучения в солнечной атмосфере должна вовсе помешать появлению запрещенной линии. Но в теории, рассматривающей появление запрещенных линий в туманностях, доказывается, что появлению их мешает только излучение тех частот, которые могут быть поглощены атомом, находящимся в метастабильном состоянии. В данном случае все частоты, которые могут быть поглощены метастабильным атомом, велики и лежат в Лаймановской области спектра. В этих частотах плотность солнечного излучения даже в атмосфере Солнца ничтожна. Поэтому и излучение Солнца не может привести к полному погашению наблюдаемой запрещенной линии.

10. Протяженные хромосферы. а) *Звезды с яркими линиями.* Когда мы имеем дело со звездами, в спектрах которых наблюдаются яркие линии, то в большинстве случаев происхождение этих ярких линий связываем с газовой оболочкой, окружающей звезду. В случае Новых звезд это предположение делается достоверным вследствие того, что эта газовая оболочка, расширяясь через некоторое время, становится непосредственно наблюдаемой. Но и в случае звезд Вольфа-Райе и звезд типа *Be*

вряд ли возможны сомнения в таком объяснении эмиссионных линий, ибо целый ряд обстоятельств указывает на то, что во всех этих случаях механизм образования линий поглощения по существу тот же, что и в туманностях, т. е. сводится к избирательному рассеянию света звезды, осложненному всякого рода циклическими переходами атомов. Мы не говорим здесь о звездах поздних типов с эмиссионными линиями (долгопериодические переменные), где мы еще далеки от правильного понимания явления.

Очевидно, что оболочка типа солнечной хромосферы не может дать ярких линий, которые будут заметны в интегральном спектре звезды в силу того, что, как легко видеть из термодинамических соображений, интенсивность света, выходящего из хромосферы, может быть только слабее интенсивности света, входящего из фотосферы в хромосферу в той же частоте. Так как поверхность солнечной хромосферы почти равна поверхности Солнца, то мы будем видеть в интегральном спектре звезды, в рассматриваемой линии, интенсивность меньшую, чем для непрерывного спектра рядом с этой линией. Мы будем иметь только линии поглощения. Другое дело, если поверхность хромосферы превосходит существенно (может быть, во много раз) поверхность звезды ¹⁾. Тогда поверхностная яркость в каждой линии у хромосферы может быть попрежнему меньше, чем поверхностная яркость неослабленной фотосферы в этой частоте, но благодаря большой площади поверхности мы будем иметь излучение более интенсивное, чем в соседних участках непрерывного спектра, т. е. линию излучения. Такая оболочка и называется протяженной хромосферой.

В изложенном смысле и планетарные туманности являются протяженными хромосферами. Однако теорию планетарных туманностей, которая благодаря особой простоте явлений, совершающихся в туманностях, достигла очень серьезных результатов по сравнению с другими отделами теоретической астрофизики, мы изложим в следующей главе. В отличие от планетарных туманностей, те газовые оболочки значительно меньших диаметров, которые окружают звезды ранних типов с эмиссионными линиями, мы будем называть протяженными хромосферами. Спрашивается, существует ли разница между процессами возбуждения в протяженных хромосферах и в планетарных туманностях и чем она обусловлена?

11. Зависимость характера преобладающих атомных процессов от коэффициента дилуции. Рассмотрим некоторую точку M в оболочке, окружающей звезду. Пусть ω будет телесный угол, под которым видна звезда из точки M . Тогда отношение

$$W = \frac{\omega}{4\pi},$$

¹⁾ О спектральной классификации звезд см. статью Г. А. Шайна в Курсе астрофизики и звездной астрономии Пулковской обсерватории, т. I, ГТТИ, 1934, стр. 172—179.

называемое коэффициентом дилуции излучения в точке M , и показывает, во сколько раз излучение звезды в рассматриваемой точке менее плотно, чем излучение абсолютно-черного тела, обладающего температурой, равной эффективной температуре звезды.

Если r_* — радиус звезды и r — расстояние от точки M до центра звезды, то, как легко показать:

$$W = \frac{1}{z} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r_*}{r} \right)^2} \right). \quad (5.58)$$

При малости $\frac{r_*}{r}$ мы будем иметь с большой степенью приближения

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{r_*}{r} \right)^2. \quad (5.9)$$

В планетарных туманностях W порядка 10^{-13} , но в оболочках, окружающих некоторые горячие звезды, может быть гораздо больше (вплоть до 10^{-1}).

Если мы рассмотрим небольшую массу газа, сосредоточенную в точке M , настолько малую, что самоосвещением ее можно пренебречь, то благодаря тому, что плотность излучения меньше, чем плотность излучения на поверхности звезды, а спектральный состав его тот же самый, будет иметь место, как показано в седьмой главе, теорема Росселанда. Суть этой теоремы заключается в следующем:

Обозначим через 1, 2 и 3 три самых низших уровня энергии атома, причем $\varepsilon_3 > \varepsilon_2 > \varepsilon_1$, где $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ суть энергии соответствующих состояний. Тогда при описанных выше условиях число циклических переходов $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ будет меньше числа циклических переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$, если только $W < 1$. Когда W во много раз меньше единицы, число переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ тоже во много раз меньше числа циклических переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Поскольку в планетарных туманностях W порядка 10^{-13} , в них можно совершенно пренебречь переходами типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ по сравнению с переходами типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$.

Сказанное может быть распространено и на другие пары взаимно-противоположных циклических переходов. Например, атомы водорода, находящиеся на некотором расстоянии от звезды, могут быть ионизованы излучением звезды за единицу времени с определенной вероятностью. После ионизации происходит рекомбинация, и электрон обладает некоторой конечной вероятностью попасть при этом на один из возбужденных уровней и потом лишь путем каскадных переходов спуститься в основное состояние. Мыслимы и обратные процессы, когда электрон по каскадам поднимается в результате поглощения ряда квантов в одно из высоких возбужденных состояний, потом отрывается от атома и, наконец, рекомбинируясь, переходит прямо на основной уровень.

Теорема Росселанда утверждает, что число этих обратных процессов в туманностях ничтожно мало по сравнению с числом прямых процессов.

Когда мы рассматриваем туманность, а не небольшую „пробную“ массу газа, то надо учитывать не только излучение центральной звезды, но и излучение самой туманности. Это самоосвещение туманности рассматривается в теории лучевого равновесия планетарных туманностей.

Анализ лучевого равновесия водородных планетарных туманностей, как мы увидим, показывает, что в них образуется, в результате переработки излучения звезды, весьма интенсивное поле излучения в частоте L_a . Большая плотность излучения в линии L_a приводит к увеличению числа переходов типа $1 \rightarrow 2$, а следовательно и циклических переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$, если подразумевать под третьим состоянием — ионизованное состояние, а под вторым — состояние $2P$.

Чем больше коэффициент дилуции W , тем больше плотность излучения в линии L_a и тем больше отношение числа „обратных“ переходов типа $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ к числу прямых переходов типа $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$. Можно показать, что пока $W < 10^{-10}$, обратными переходами все же всегда можно пренебречь по сравнению с прямыми. Планетарные туманности удовлетворяют этому неравенству, и поэтому в теории планетарных туманностей нет надобности рассматривать обратные переходы.

При больших значениях W , например при $W \gg 10^{-8}$, число обратных переходов должно быть того же порядка, что и число прямых переходов. Ими пренебречь невозможно, и теория значительно усложняется.

В случае звезд Вольфа-Райе и звезд типа Be мы имеем как раз такой большой коэффициент дилуции. Поэтому атомные процессы в них будут в указанном смысле отличаться от атомных процессов, происходящих в планетарных и других газовых туманностях, гораздо большей сложностью¹⁾. К вопросу о природе звезд Вольфа-Райе мы вернемся в одной из следующих глав, а пока остановимся подробнее на более простых процессах, совершающихся в газовых туманностях.

VI. СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА

1. Хромосфера и корона. Природа коронального свечения. В предыдущей главе мы определили основание хромосферы как уровень, соответствующий краю солнечного диска, т. е. такой уровень, выше которого лежат слои, дающие даже на краю диска излучение в непрерывном спектре, малое по сравнению с центральными областями диска. Однако, это не означает, что хро-

¹⁾ Теория лучевого равновесия в протяженных фотосферах при учете как прямых, так и обратных циклических переходов рассмотрена в статье: V. A. Barzuman, The Ionisation in the Nebular Envelope Surrounding a Star. Monthly Notices, 95, 469, 1935.