

Г л а в а III

АТМОСФЕРА СОЛНЦА

Солнце — одна из звезд, и поэтому многое из того, что говорилось в предыдущих главах о звездах, относится и к Солнцу. Однако чрезвычайная близость к нам Солнца позволяет исследовать его гораздо подробнее других звезд. В частности, Солнце является единственной из звезд, диск которой мы видим. Это дает возможность изучить распределение яркости по диску Солнца и изменение спектральных линий при переходе от центра диска к краю (об этом уже шла речь выше). Вместе с тем наблюдения солнечного диска обнаруживают очень важные детали на нем: пятна, грануляцию и т. д. Несомненно, что такие детали характерны и для других звезд, но они не могут нами наблюдаваться. Краткое рассмотрение различных явлений на солнечном диске будет сделано в начале настоящей главы.

Наибольшее же внимание в этой главе будет уделено самым внешним слоям атмосферы Солнца: хромосфере и короне. Имеются факты, говорящие о наличии таких слоев и у других звезд, однако их изучение встречает большие трудности. В случае же Солнца хромосфера и корона исследуются сравнительно легко, особенно на основе наблюдений, выполненных во время затмений. В конце главы кратко рассматривается проблема радиоизлучения Солнца, источником которого являются те же внешние слои его атмосферы.

Физические процессы, происходящие на Солнце, представляют огромный интерес для астрофизики. Вместе с тем их изучение имеет большое практическое значение вследствие сильного влияния Солнца на Землю. Однако многие проблемы физики Солнца, лежащие в стороне от основного направления этой книги, здесь подробно рассматриваться не будут. С ними можно познакомиться по соответствующим монографиям (см., например, [1] — [4]).

§ 15. Общие сведения

1. Фотосфера Солнца. Путем решения уравнений, приведенных в § 6, может быть построена теоретическая модель солнечной фотосферы. К настоящему времени получен ряд таких моделей, отличающихся друг от друга заданием химического состава, а также теми математическими допущениями, которые делаются при расчетах.

В таблице 18 в виде примера приведены результаты расчета одной из первых моделей, в которых принимается правильный основной источник поглощения в солнечной фотосфере, т. е. отрица-

тельный ион водорода (см. [2]). При вычислениях были взяты следующие значения основных параметров: $T_e = 5713\text{K}$, $g = 2,74 \cdot 10^4 \text{ см}/\text{с}^2$, $\lg A = 3,8$ (через A обозначается отношение числа атомов водорода к числу атомов металлов).

В первом столбце таблицы дана оптическая глубина, соответствующая среднему коэффициенту поглощения, во втором — температура T , в третьем и четвертом — логарифмы полного давления p

Таблица 18

Теоретическая модель фотосферы Солнца

$\bar{\tau}$	T, K	$\lg p$	$\lg p_e$	$\rho \cdot 10^8$	h	$\bar{\tau}$	T, K	$\lg p$	$\lg p_e$	$\rho \cdot 10^8$	h
0,01	4650	3,74	9,85	1,4	515	0,20	5090	4,60	0,71	9,4	232
0,02	4700	4,01	0,09	2,7	428	0,40	5400	4,77	0,96	13,1	170
0,04	4740	4,19	0,27	3,9	370	0,60	5660	4,86	1,15	15,4	135
0,06	4790	4,30	0,36	5,0	333	0,80	5870	4,91	1,32	16,6	115
0,08	4840	4,38	0,44	6,0	307	1,00	6070	4,94	1,48	17,3	103
0,10	4890	4,43	0,50	6,6	290						

и электронного давления p_e соответственно, в пятом — плотность в $\text{г}/\text{см}^3$ и в последнем — геометрическая высота в километрах, отсчитываемая от некоторого уровня.

Для Солнца может быть также построена эмпирическая модель фотосферы. Эта возможность основана на том, что в случае Солнца мы имеем наблюдательные данные о распределении яркости по диску для разных частот. Как известно, интенсивность излучения, выходящего из фотосферы на угловом расстоянии ϑ от центра диска, дается формулой

$$I_v(0, \vartheta) = \int_0^\infty B_v(T) e^{-\tau_v \sec \vartheta} \sec \vartheta d\tau_v, \quad (15.1)$$

где $B_v(T)$ — планковская интенсивность при температуре T и τ_v — оптическая глубина в частоте v . Считая температуру T функцией от τ_v , мы можем рассматривать соотношение (15.1) как интегральное уравнение для определения величины $B_v(T)$.

Для получения приближенного решения уравнения (15.1) величину $B_v(T)$ обычно представляют в виде разложения по некоторым функциям от τ_v с неопределенными коэффициентами. Например, можно положить

$$B_v(T) = a_v + b_v \tau_v + c_v \tau_v^2. \quad (15.2)$$

Подставляя (15.2) в (15.1) и интегрируя, находим

$$I_v(0, \vartheta) = a_v + b_v \cos \vartheta + 2c_v \cos^2 \vartheta. \quad (15.3)$$

Коэффициенты a_v , b_v и c_v определяются по полученным из наблюдений значениям величины $I_v(0, \vartheta)$. Вместо выражения (15.2) можно пользоваться формулой:

$$B_v(T) = a_v + b_v \tau_v + c_v E_v \tau_v, \quad (15.4)$$

дающей более правильные результаты как при $\tau_v \rightarrow 0$, так и при $\tau_v \rightarrow \infty$. Подставляя (15.4) в (15.1), имеем

$$I_v(0, \vartheta) = a_v + b_v \cos \vartheta + c_v [1 - \cos \vartheta \ln(1 + \sec \vartheta)]. \quad (15.5)$$

Формулы (15.2) и (15.4) связывают между собой величины τ_v и T , т. е. дают оптические глубины в разных частотах на одном и том же уровне в фотосфере (характеризуемом температурой T). На основании определения оптической глубины мы имеем

$$\alpha_v = -\frac{d\tau_v}{dr} = -\frac{d\tau_v}{dT} \cdot \frac{dT}{dr}. \quad (15.6)$$

Следовательно, если известна величина τ_v как функция от T , то можно найти и величину α_v как функцию от T (с точностью до постоянного для данного слоя множителя dT/dr). Тем самым находится эмпирическая зависимость α_v от частоты v на разных глубинах.

Полученная указанным способом зависимость α_v от v была сопоставлена с теоретическим выражением для α_v , обусловленным отрицательным ионом водорода. Такое сопоставление с несомненностью подтвердило правильность принимаемого источника поглощения в фотосфере Солнца.

После определения зависимости температуры T от τ_v может быть найдена и зависимость давления p от τ_v . Для этого мы должны воспользоваться уравнением гидростатического равновесия (4.42), которое вместе с уравнением (15.6) дает

$$\frac{dp}{d\tau_v} = \frac{gp}{\alpha_v}. \quad (15.7)$$

Для коэффициента поглощения α_v возьмем теоретическое выражение (5.14), представив его в виде $\alpha_v = \rho p_e f_v(T)$ (так как $n_1 = \rho/m_H$ вследствие слабой ионизации водорода в солнечной фотосфере). Поэтому вместо уравнения (15.7) получаем

$$\frac{dp}{d\tau_v} = \frac{g}{\rho_e f_v(T)}. \quad (15.8)$$

При заданном химическом составе электронное давление p_e может быть выражено через p и T при помощи формулы ионизации. Это позволяет проинтегрировать уравнение (15.8), т. е. найти p в виде функции от τ_v . После этого плотность ρ находится из уравнения состояния газа. Для установления связи между оптическими и геометрическими расстояниями в фотосфере можно применить

соотношение

$$r - r_0 = - \int \frac{d\tau_v}{\alpha_v}, \quad (15.9)$$

где r_0 — произвольная постоянная. Так как α_v зависит от p и T , то для выполнения интегрирования в (15.9) надо использовать найденные выражения этих величин через τ_v .

Эмпирические модели солнечной фотосферы в общих чертах согласуются с теоретическими моделями, однако между ними имеются и различия. Отчасти эти различия вызваны тем, что в работах по теории фотосфер не вполне точно учитывались некоторые существенные явления (покровный эффект, конвекция и др.).

2. Конвекция и грануляция. В теории звездных фотосфер обычно предполагается, что в фотосфере осуществляется лучистое равновесие. Такое предположение мы сделали в гл. I, и на его основе определялась структура фотосферы и рассчитывалось поле излучения в ней. В частности, приведенные в табл. 18 результаты расчета модели фотосферы Солнца были получены при допущении о лучистом равновесии фотосферы. Однако возникает вопрос о том, будет ли такое состояние фотосферы устойчивым, т. е. будет ли элемент объема, выведенный каким-либо образом из своего равновесного положения, возвращаться в него под действием существующих в фотосфере сил. Если этого не будет, то в фотосфере возникнут перемещения газовых масс, т. е. конвекция.

Найдем условие наступления конвекции в фотосфере. Для этого допустим, что некоторый элементарный объем испытывает перемещение снизу вверх. Будем считать, что объем при этом перемещении расширяется адиабатически. Тогда температура и плотность в объеме будут изменяться определенным образом (согласно уравнениям адиабаты). Если температура в объеме окажется ниже температуры окружающего газа (а значит, плотность в объеме больше плотности этого газа), то под действием тяготения объем вернется в исходное положение. Если же температура в объеме окажется выше температуры окружающего газа, то объем будет продолжать подниматься. В последнем случае наступает конвекция.

Таким образом, условие наступления конвекции состоит в том, что адиабатический градиент температуры должен быть меньше градиента температуры при лучистом равновесии, т. е.

$$\left| \frac{dT}{dr} \right|_{ад} < \left| \frac{dT}{dr} \right|_{луч}. \quad (15.10)$$

Полученное неравенство можно привести к более удобному виду. Для этого воспользуемся уравнением гидростатического равновесия (4.42) и уравнением состояния идеального газа (4.43). Из указанных уравнений вытекает

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{g \mu p}{R_* T}. \quad (15.11)$$

Поэтому находим

$$-\frac{dT}{dr} = -\frac{dT}{dp} \frac{dp}{dr} = \frac{g\mu}{R_*} \frac{d \ln T}{d \ln p}. \quad (15.12)$$

Следовательно, вместо (15.10) имеем

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{ад}} < \left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{луч}}. \quad (15.13)$$

Условие наступления конвекции в виде неравенства (15.13) было получено Шварцшильдом еще в 1905 г.

Посмотрим, выполняется ли неравенство (15.13) в фотосфере. Для этого вычислим в отдельности его левую и правую части.

Как известно, при адиабатическом изменении состояния выполняется соотношение

$$p^{1-\gamma} T^\gamma = \text{const}, \quad (15.14)$$

где $\gamma = c_p/c_v$, c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении, а c_v — теплоемкость газа при постоянном объеме. Из (15.14) следует

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{ад}} = \frac{\gamma-1}{\gamma}. \quad (15.15)$$

Для одноатомного газа $\gamma = 5/3$. Поэтому в данном случае

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{ад}} = \frac{2}{5}. \quad (15.16)$$

Для вычисления правой части неравенства (15.13) воспользуемся формулой (4.49), определяющей величину dT/dr при лучистом равновесии в случае $\kappa = \text{const}$. На основании формул (15.12) и (4.49) имеем

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln p} \right)_{\text{луч}} = \frac{1}{4}. \quad (15.17)$$

Из сравнения формул (15.16) и (15.17) видно, что неравенство (15.13) не выполняется, т. е. конвекция в фотосфере не возникает. Такой вывод и был сделан первоначально в теории фотосфер. Однако дальнейшими исследованиями было установлено, что конвекция в фотосферах все-таки может наступать по двум причинам:
 1) вследствие изменения коэффициента поглощения κ с глубиной,
 2) вследствие изменения с глубиной степени ионизации атомов. Последнее обстоятельство связано с тем, что процессы ионизации атомов ведут к изменению теплоемкости газа, точнее говоря, к уменьшению эффективного значения величины γ . Так как самым распространенным элементом в фотосферах является водород,

то наибольшее влияние на величину $(d \ln T / d \ln p)_{ad}$ оказывает ионизация водородных атомов. Подсчеты показывают, что при определенной степени ионизации водорода наступает конвекция в фотосфере. С увеличением глубины степень ионизации водорода возрастает. Когда водород становится почти полностью ионизованным, конвекция прекращается.

Таким образом, в звездных фотосферах существуют конвективные зоны, обусловленные частичной ионизацией водорода. В этих зонах температурный градиент является адиабатическим.

Глубина, на которой начинается конвективная зона, для разных звезд различна. У звезд класса A тонкая конвективная зона расположена в поверхностных слоях. В фотосфере Солнца эта зона начинается на оптической глубине в видимой части спектра порядка 2. При переходе к более холодным звездам главной последовательности глубина залегания конвективной зоны и ее толщина увеличиваются.

Так как конвективная зона в солнечной фотосфере находится на сравнительно небольшой оптической глубине, то она может влиять на некоторые наблюдаемые характеристики Солнца. Согласно Зидентопфу существованием конвекции объясняется самый вид поверхности Солнца, а именно, так называемая грануляция, т. е. зернистая структура поверхности. При этом гранула отождествляется с конвективной ячейкой, в которой нагретое вещество поднимается вверх (а в промежутках между гранулами стекает вниз).

Как показывают наблюдения, размеры гранул составляют в среднем 500 км, а их средняя продолжительность жизни равна приблизительно 8 минутам. Грубые теоретические оценки этих величин приводят примерно к таким же значениям. Эти оценки основываются на представлении о том, что в атмосфере с градиентом плотности конвективные элементы должны иметь диаметры того же порядка, что и локальная высота однородной атмосферы. Поднимаясь, конвективные элементы адиабатически расширяются и сливаются с другими элементами. Вместо них образуются новые элементы меньших диаметров (так как высота однородной атмосферы уменьшается при переходе к более внешним слоям Солнца). Такая картина развития грануляции подтверждается кинематографированием поверхности Солнца.

С конвекцией тесно связано еще одно важное явление в атмосфере Солнца — ее колебания (или пульсации). Наиболее отчетливо выражены колебания с периодом около 5 минут и со скоростями порядка 0,5 км/с. Причину этих колебаний видят в акустических волнах, возникающих в конвективной зоне.

3. Солнечные пятна. На диске Солнца временами наблюдаются темные образования — солнечные пятна. Линейные размеры пятен доходят до 100 000 км. Продолжительность их существования весьма различна: от нескольких часов до нескольких месяцев. Каждое

пятно состоит из более темного ядра (или тени) и более светлой каймы, называемой полутенью. Однако пятна кажутся темными лишь вследствие контраста с фотосферой; на самом деле они весьма горячие. Эффективная температура пятна порядка 4500 К (а эффективная температура фотосферы, как известно, равна 5785 К). Спектр пятна относят к классу K0, в то время как спектральный класс фотосферы есть G2.

Спектроскопическое изучение пятен позволило сделать вывод о движении газа в них. Скорости этого движения — порядка 2 км/с в области полутени. При этом в нижних слоях пятна вещество из него вытекает, а в верхних — в него втекает (эффект Эвершеда). Принимая во внимание существование таких потоков газа, можно было бы думать, что в пятне происходит в основном конвективный перенос энергии. Однако в действительности в пятне, как и в фотосфере, главную роль в переносе энергии играет лучеиспускание. К такому выводу приводит сравнение теоретических и наблюдательных данных об интенсивности излучения, выходящего из пятна. В пятне (как и вообще в фотосферах холодных звезд) поглощение света производится в основном отрицательным ионом водорода. Поэтому приближенно можно считать, что в видимой части спектра коэффициент поглощения не зависит от длины волны, и интенсивность излучения, выходящего из пятна, в случае лучистого равновесия определяется формулой (4.39). Эта формула дает: 1) распределение энергии в спектре пятна при заданном угле ϑ , 2) изменение интенсивности излучения данной частоты v при изменении положения пятна на диске Солнца. Значения интенсивности излучения $I_v(0, \vartheta)$, вычисленные по формуле (4.39), находятся в удовлетворительном согласии с результатами наблюдений пятен. Однако при допущении о конвективном равновесии пятна согласие между теорией и наблюдениями отсутствует.

Физические условия в пятнах изучаются такими же методами, как и условия в звездных атмосферах. В частности, применяется построение кривых роста и анализ профилей спектральных линий. В результате определяется степень возбуждения и ионизации атомов, электронная концентрация, скорости движения газов и другие характеристики пятен.

Наиболее важной особенностью солнечных пятен является присутствие в них магнитных полей. Пятен без поля не наблюдается. Более того, слабые магнитные поля иногда обнаруживаются до появления пятна в данном месте фотосферы (или через некоторое время после его исчезновения).

Исследование магнитных полей пятен производится на основе наблюдения эффекта Зеемана, представляющего собой расщепление спектральных линий в магнитном поле. Картина расщепления зависит от угла между направлением поля и лучом зрения. Обычно магнитные поля пятен перпендикулярны к солнечной поверхности. Поэтому для пятна в центральной части диска имеет место продоль-

ный эффект Зеемана. В этом случае линия расщепляется на две поляризованные по кругу составляющие, отстоящие от нормального положения линии на величину

$$\Delta\lambda = 4,7 \cdot 10^{-5} g \lambda^2 H, \quad (15.18)$$

где длина волны λ выражена в сантиметрах, напряженность поля H в эрстедах и g — множитель Ланда. Определение напряженности магнитных полей пятен при помощи формулы (15.18) приводит к значениям порядка нескольких сотен и тысяч эрстед.

В большинстве случаев зеемановские компоненты линии не наблюдаются в отдельности, а сливаются между собой, т. е. при наличии магнитного поля линия расширяется. При этом происходит увеличение эквивалентной ширины для линий средней интенсивности, вследствие чего кривая роста поднимается в ее «пологой» части. По кривой роста для пятен может быть оценена напряженность магнитного поля.

Для подробной интерпретации спектров солнечных пятен необходима теория образования линий поглощения в магнитном поле. Эта теория разрабатывалась во многих исследованиях, причем в некоторых из них при довольно общих предположениях (в частности, при учете некогерентности рассеяния света).

Причина образования солнечных пятен не вполне ясна. Несомненно, их появление связано с возникновением в глубине конвективной зоны магнитных полей, которые каким-то образом выносятся наружу. Как известно, плотность магнитной энергии равна $H^2/8\pi$. В глубоких слоях эта энергия меньше энергии конвективного движения $1/2 \rho v^2$ и магнитное поле не препятствует конвекции. Но в наружных частях пятен имеет место обратное неравенство, т. е.

$$\frac{H^2}{8\pi} > \frac{1}{2} \rho v^2, \quad (15.19)$$

и магнитное поле подавляет конвекцию. Считается, что вследствие отсутствия конвективного переноса энергии наружные части пятен и оказываются холоднее окружающей их фотосфера.

Группы пятен обычно окружены факелами, представляющими собой светлые образования на диске Солнца. Как правило, факелы появляются несколько раньше пятен и существуют в среднем в три раза дольше их. Особенно хорошо видны факелы на краю диска, где фотосфера менее ярка, чем в центре. Этот факт объясняется тем, что в поверхностных слоях температура факела выше температуры фотосферы (примерно на 300 К). По-видимому, перенос энергии в факелах осуществляется не только лучеиспусканием, но и конвекцией.

4. Солнечная активность. Кроме пятен и факелов, на Солнце наблюдаются и другие нестационарные процессы. Наиболее замечательные из них — хромосферные вспышки и протуберанцы.

Хромосферная вспышка представляет собой внезапное возрастание яркости некоторой части поверхности Солнца (по площади равной примерно пятну). Обычно усиление вспышки происходит в течение нескольких минут, а ослабление — более медленно. Иногда вспышки удается обнаружить в белом свете, но преимущественно их наблюдают в линии H_{α} и некоторых других линиях при помощи спектрографа. В большинстве случаев вспышка возникает над группами пятен или недалеко от них. По наблюдаемой мощности вспышек найдено, что плотность вещества в вспышках гораздо больше, чем в соседних частях хромосферы. Причину вспышек различные гипотезы связывают с характером магнитных полей над группами пятен.

Изучение вспышек имеет большое значение для геофизики, так как они оказывают сильное влияние на состояние земной ионосферы. Во время вспышек от Солнца идут потоки быстрых корпускул и высокочастотного излучения (ультрафиолетового и рентгеновского). Эти корпускулы и фотоны, попадая в земную ионосферу, вызывают магнитные бури, нарушения радиосвязи и многие другие явления.

В физике солнечной атмосферы важное место занимает также изучение протуберанцев, под которыми понимают облака газа, наблюдаемые над краем солнечного диска. Точнее говоря, протуберанцы находятся выше хромосферы — в короне. Спектр протуберанца состоит из отдельных ярких линий: водорода, ионизованного кальция и др. Так как протуберанцы не проектируются на фотосферу, то в их спектрах почти нет непрерывного фона и отсутствуют линии поглощения.

Однако протуберанцы могут наблюдаться и на диске Солнца. В этом случае они проявляют себя вследствие поглощения света в отдельных линиях. Обнаружить протуберанцы на солнечном диске можно при помощи спектрографа, позволяющего получить фотографии Солнца в лучах определенной длины волн. На спектрограммах, снятых в ядрах линий водорода, ионизованного кальция и др., видны темные волокна (или, как их иногда называют, темные флоккулы). Эти образования и представляют собой протуберанцы, проектирующиеся на диск Солнца.

По форме, размерам и характеру движения протуберанцы весьма разнообразны. При грубой классификации различают спокойные протуберанцы (не меняющиеся заметно в течение часов и суток) и эruptивные протуберанцы (движущиеся с громадными скоростями, доходящими до 1000 км/с). Выделяют также особый класс протуберанцев, которые связаны с солнечными пятнами.

Очень ценные данные о движении протуберанцев были получены путем их кинематографирования, произведенного на ряде обсерваторий. В частности, при этом выяснилось, что эruptивные протуберанцы возникают из спокойных вследствие внезапного возрастания скорости. Было также установлено, что многие протуберан-

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

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

§ 16. Хромосфера

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

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

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