

ными. С другой стороны, расчеты эволюционных треков для звезд соответствующих масс неизменно приводят к значениям  $\Gamma_e < 0,5$ . Ввиду того что радиусы этих звезд велики, это означает, что протяженность их атмосфер должна быть несущественна [136]. Однако поглощение в спектральных линиях может значительно увеличить общую величину светового давления на вещество [102], [144]. Считается, что именно этот механизм и ответствен за образование звездного ветра у звезд типа O (см. § 15.4). В ряде работ [376], [441], [442], [516], стр. 241, были предприняты попытки смоделировать эффекты, вызываемые увеличением силы светового давления, путем введения в уравнение (7.212) произвольно задаваемого фактора эффективности светового давления  $\gamma$ , который подбирается таким образом, чтобы максимальное значение  $\Gamma$  возросло до величин, близких к единице (в самом крайнем из рассмотренных случаев принималось  $\Gamma_{\max} \approx 0,995$ ). Хотя рассчитывать такие модели из-за неустойчивости вычислительных алгоритмов, которая непосредственно отражает физическую неустойчивость этих атмосфер, оказывается трудно, все же методом полной линеаризации был найден ряд решений (как в предположении об ЛТР, так и с учетом отклонений от ЛТР). Следует, однако, подчеркнуть, что при таких экстремальных значениях  $\Gamma$  гидростатическое равновесие весьма маловероятно. Поэтому необходимо рассматривать динамические модели. Модели, подобные только что описанным, годятся лишь для того, чтобы продемонстрировать характер влияния сильного увеличения шкалы высот в оболочке. Протяженность атмосферы сильно влияет на наблюдаемые параметры, такие, как показатели цвета (см. рис. 7.30), что ведет к сильному покраснению звезды при увеличении размера ее атмосферы. Показатели цвета для моделей с ЛТР и без ЛТР заметно различаются, так как при ЛТР у бальмеровского скачка имеется ложная эмиссия (обусловленная механизмом Шустера, см. § 10.2). Детальное обсуждение всех особенностей распределения энергии в спектрах таких звезд можно найти в указанной выше литературе.

## 7.7. Полуэмпирические модели атмосферы Солнца

Все, что излагалось до сих пор в этой книге, было связано с разработкой методов, позволяющих делать заключения о физических свойствах атмосфер на основе анализа звездных спектров путем сопоставления их с моделями. Наши сведения о звездах, которые вос-

принимаются нами всего лишь как светящиеся точки, крайне ограничены как в количественном, так и в качественном отношении и далеко не полны — главным образом из-за низкой интенсивности приходящего от них света. Однако для одной звезды, а именно Солнца, у нас есть исключительная возможность получать информацию с очень высоким пространственным, временным и спектральным разрешением в огромном диапазоне энергий — в рентгеновском, ультрафиолетовом, видимом, инфракрасном и радиодиапазонах. В то время как диски звезд недоступны наблюдениям, в солнечной атмосфере мы можем различать структуры размером порядка 150 км, так что удастся наблюдать весьма разнообразные мелкомасштабные образования. Далее, возможны измерения поля скоростей и напряженности магнитного поля. Поэтому Солнце предоставляет уникальную возможность для проверки наших теоретических методов. Путем полумпирического анализа, который лишь в малой степени опирается на теорию, здесь удастся получить очень большое количество сведений. Поэтому из такого анализа можно получить указания на то, в каких направлениях должно идти усовершенствование тех сторон теории, где вводимые в ней упрощения излишне велики. Можно сказать, что многие (хотя и не все) важнейшие шаги вперед в теории звездных атмосфер связаны с попытками понять природу солнечных явлений. Не раз расширение и углубление возможностей сопоставления теории и наблюдений Солнца заставляли вносить радикальные изменения в сложившуюся картину истолкования явлений. Но многое остается еще загадкой, и поэтому можно ожидать еще более значительного продвижения вперед.

Нет никакой надежды на нескольких страницах сколько-нибудь полно суммировать все огромное количество сведений, известных о солнечной атмосфере. Читателю надлежит обратиться ко многим имеющимся превосходным работам, в частности к [224], [694], [11], гл. 9 и 10 — за общими сведениями, к [628], [19], [20] — за детальной информацией о хромосфере и к [94], [20] — за сведениями о короне. Цель приведенного ниже изложения будет заключаться лишь в том, чтобы дать краткую сводку некоторых основных структурных свойств солнечной атмосферы, которые могут служить отправной точкой и ориентиром при построении более реалистичной картины строения звезд вообще.

Если говорить об основных морфологических чертах, то солнечную атмосферу можно подразделить на четыре основных части: а) *фотосфера* — непрозрачный диск, непосредственно видимый нами;

б) *хромосфера* — область, простирающаяся примерно на 2500 км над краем диска, порождающая характерный эмиссионный спектр водорода; в) *корона* — разреженная слабосветящаяся внешняя оболочка, впервые обнаруженная во время затмений; наконец, г) *солнечный ветер* — область, в которой происходит сверхзвуковое истечение вещества, протекающего мимо Земли. Распределение температуры в атмосфере изображено в общих чертах на рис. 7.31. В фотосфере температура убывает наружу, достигая минимального значения около 4200 К. При характерных для фотосферы температуре ( $T \sim 5 \cdot 10^3$  К) и ускорении силы тяжести ( $g \sim 3 \cdot 10^4$ ) высота однородной атмосферы составляет около 120 км. Это расстояние видно с Земли под углом  $0,15''$ , что намного ниже типичного предела разрешения, обусловленного влиянием земной атмосферы. В результате Солнце представляется нам имеющим четко очерченный край, которому соответствует высота  $h = 0$  км на шкале оси абсцисс рис. 7.31. В нижней и средней хромосфере температура поднимается примерно до 8000 К, а затем растет до достижения плато около 30 000 К. Далее идет очень тонкая *переходная об-*

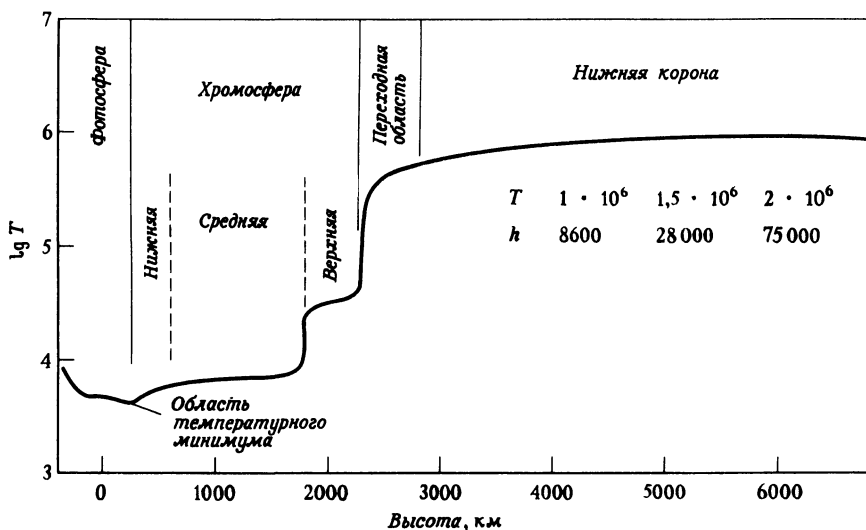


Рис. 7.31. Температура в функции высоты в солнечной атмосфере. Нуль-пункт шкалы высот на этом графике соответствует единичной тангенциальной оптической глубине на краю диска (соответствующая радиальная оптическая глубина  $\tau_{5000} \approx 3,7 \cdot 10^{-3}$ ). Этот нулевой уровень расположен примерно у отметки +340 км по шкале рис. 7.32 и табл. 7.1. По [20], с разрешения.

ласть, в которой температура резко поднимается до корональных значений порядка  $1,5 \cdot 10^6$  К. В короне шкала высот равна примерно 50 000 км, что составляет заметную долю солнечного радиуса. Поэтому корона простирается на большие расстояния от Солнца. Оказывается, что, даже если бы корона была неподвижна, она все же обволакивала бы Землю, причем концентрация частиц была бы заметной.

Описанное только что распределение температуры было получено главным образом из анализа солнечного спектра, на который характер распределения температуры влияет в сильнейшей степени. Спектральные детали в каждой из спектральных областей формируются в атмосфере в пределах некоторого характерного интервала высот (см. рис. 7.32), и так как появилась возможность исследовать с космических аппаратов спектр в широком диапазоне длин волн, наши сведения о температурной структуре Солнца существенно улучшились. В спектральной области от  $1685 \text{ \AA}$  до  $350 \text{ мкм}$  кон-

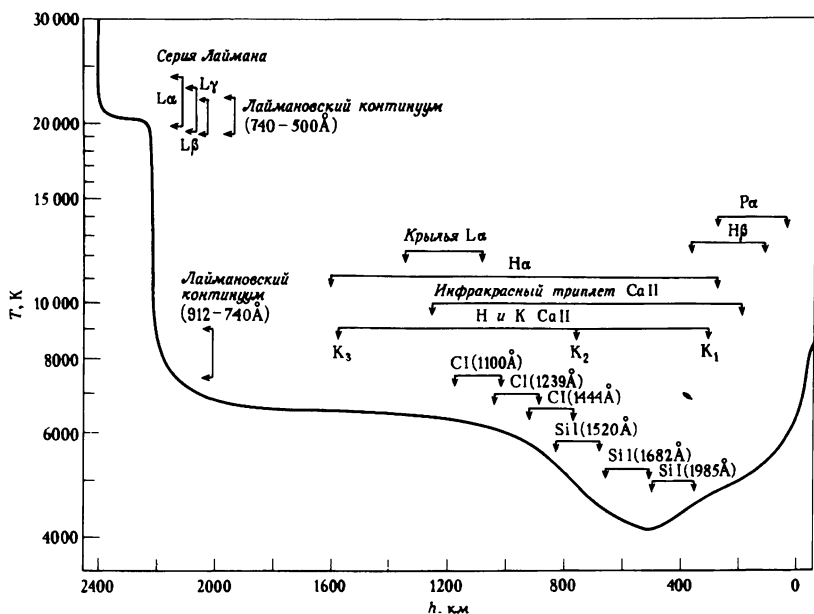


Рис. 7.32. Температура в функции высоты в солнечной атмосфере. Отрезки со стрелками указывают места, где достигается единичная оптическая глубина в различных линиях и континуумах (в их наиболее и наименее прозрачных участках). По [645], с разрешения.

тинуум возникает в фотосфере, а в линиях оптическая глубина, равная единице, достигается на высотах, изменяющихся от фотосферы (для крыльев линий) до хромосферы (в центрах линий). В спектре диска линии с длинами волн  $\lambda \geq 1900 \text{ \AA}$  в подавляющем большинстве наблюдаются в поглощении, переход же к эмиссионным линиям происходит к области  $1700 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1900 \text{ \AA}$ . Излучение в континууме в диапазоне  $1525 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1685 \text{ \AA}$  приходит от области, переходной от фотосферы к хромосфере, а при  $\lambda < 1525 \text{ \AA}$  является преимущественно хромосферным. При  $504 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 912 \text{ \AA}$  наблюдается эмиссия лаймановского континуума, при  $\lambda \leq 504 \text{ \AA}$  эмиссия определяется континуумом HeI. Хромосферные эмиссионные линии присутствуют по крайней мере до  $288 \text{ \AA}$  (резонансная серия HeII). Корональные эмиссионные линии становятся сильными примерно с  $800 \text{ \AA}$  и присутствуют до рентгеновской области включительно. В инфракрасной области глубже всего атмосфера просматривается на длине волны около  $1,6 \text{ мкм}$ , где находится минимум непрозрачности, обусловленной  $\text{H}^-$ . Что касается еще больших длин волн, то вблизи  $300 \text{ мкм}$  проявляется область температурного минимума. В радиодиапазоне, начиная с  $\lambda = 100 \text{ см}$  и далее, излучение континуума является полностью корональным. (На сантиметровых и более коротких волнах корона полностью прозрачна.) Вне диска хромосферу и корону можно наблюдать в сильных эмиссионных линиях, либо пользуясь специальной аппаратурой, либо при специфических обстоятельствах, таких, как затмения. Таким путем было получено огромное количество данных.

Для оценки физических условий в солнечной атмосфере по описанным выше данным применялись весьма разнообразные способы анализа. Очень мощным средством является изучение *потемнения к краю*. Как мы видели в § 3.3, из соотношения Эддингтона — Барбье следует, что определяющий вклад в  $I_\nu(0, \mu)$  дает  $S_\nu(\tau_\nu \approx \mu)$ . Поэтому, производя сканирование от центра к краю ( $0 \ll \mu \ll 1$ ), мы просматриваем область глубин  $0 \leq \tau_\nu \leq 1$ . Предположим, что мы считаем функцию источников равной функции Планка. Вводя обозначение  $B_\nu(\tau_\nu)/I_\nu(0, 1) = b_\nu(\tau_\nu)$ , имеем

$$\Phi_\nu(\mu) = I_\nu(0, \mu)/I_\nu(0, 1) = \int_0^\infty b_\nu(\tau_\nu) \exp(-\tau_\nu/\mu) d\tau_\nu/\mu. \quad (7.213)$$

Если далее принять, что  $b_\nu$  можно представить как линейную комбинацию некоторых функций с неопределенными коэффициентами, то можно затем вычислить получающиеся интегралы и выразить  $\Phi_\nu$  через эти коэффициенты. Подбирая значения коэффициентов из

условия наилучшего согласия между теоретической и наблюдаемой функцией  $\Phi_\nu$ , мы получим выражение для  $b_\nu$ . Например, если взять

$$b_\nu = \sum_k a_k \tau_\nu^k. \quad (7.214)$$

то получим

$$\Phi_\nu(\mu) = \sum_k a_k k! \mu^k. \quad (7.215)$$

Таким образом, представляя наблюдательные данные с помощью выражения (7.215), получаем значения  $a_k$ , а следовательно, и  $b_\nu$ . В конечном счете, если нам известно  $I_\nu(0, 1)$ , мы получаем  $B_\nu(\tau_\nu)$ , а значит, и  $T(\tau_\nu)$ . Имеются весьма обширные данные о потемнении к краю, охватывающие область от ультрафиолета до радиодиапазона.

На практике реализация описанной процедуры встречается с многочисленными трудностями. Например, даже большие по величине флуктуации физических параметров не сказываются на результатах наблюдений, если они происходят в тех областях, оптическая толщина которых вдоль луча зрения много меньше единицы. Поэтому мы ничего не можем узнать о такого рода неоднородностях. Аналогичные замечания справедливы и для горизонтальных неоднородностей, размер которых лежит ниже предела разрешения, определяемого методикой наблюдений. Кроме того, совершенно ясно, что мы получаем лишь незначительную информацию о глубинах с  $\tau_\nu > 1$ . Для малых глубин также существует некоторый предел, определяемый качеством изображения края диска. Типичному разрешению в 1" отвечает замывание примерно в 0,001 солнечного радиуса, чему соответствует  $\mu \approx 0,05$ . Поэтому на каждой данной длине волны мы ограничены интервалом  $0,05 \leq \tau_\nu \leq 1$ . Далее, данные наблюдений обладают ограниченной точностью, число коэффициентов разложения в формулах (7.214) или (7.215), которые дают реальную информацию, также ограничено. Например, если данные обладают точностью  $\pm 1\%$ , то можно получить самое большее три коэффициента [98]. Попытки использовать большее число таких коэффициентов приводят к тому, что хотя наблюдаемый ход  $\Phi_\nu$  описывается хорошо, но у  $b_\nu(\tau_\nu)$  появляются большие и резкие колебания. Разработаны численные методы (например, *алгоритм Прони*), которые автоматически ограничивают число коэффициентов такой величиной, которая оправдана точностью наблюдательных данных [669]. Пробные функции в формуле (7.214) мож-

но выбрать большим числом способов, причем каждый из них одинаково хорошо воспроизводит наблюдаемую  $\Phi_\nu$ . Однако, вообще говоря, значения  $b_\nu$ , а следовательно, и  $T(\tau_\nu)$  будут получаться различными. Между решениями с трехчленной параметризацией возможны расхождения в значениях температуры порядка  $\pm 200$  К. Такие расхождения в некоторых случаях могут оказаться существенными. Например, доминирующим состоянием ионизации атомов железа в солнечной атмосфере является  $\text{Fe}^+$ . При помощи формулы Саха легко показать, что ошибка в  $\pm 200$  К вносит в населенности нижних состояний  $\text{FeI}$  (лежащих на 7,9 эВ ниже ионизационного предела) неопределенность около  $\Delta \ln n \approx 0,25$  или примерно в 60%. Таким образом, даже если принять, что все другие этапы анализа спектра были абсолютно точными, все же в оценках содержания элементов из-за неопределенностей одной лишь модели будут иметься существенные ошибки.

Диапазон глубин, доступных для исследования по наблюдениям потемнения к краю, можно расширить, если использовать различные длины волн. Тогда нам придется пересчитывать кривые зависимости  $T(\tau_\nu)$  с одной частоты на другую, что можно сделать, если известна зависимость коэффициента поглощения от частоты, т.е.  $\chi(\nu)/\chi(\nu_{\text{станд}})$ . С другой стороны, можно потребовать, чтобы различные кривые  $T(\tau_\nu)$  соответствовали *единой* зависимости  $T(h)$ , и обратить процедуру, что позволит получить зависимость коэффициента поглощения от частоты. Исследования такого рода (например, [517]) показали, что эмпирически определенная зависимость коэффициента поглощения от частоты согласуется с гипотезой, что основным источником непрозрачности является  $\text{H}^-$  (хотя в ультрафиолете необходимо учитывать и другие источники поглощения, главным образом линии).

Другой метод, который можно использовать для определения температурной структуры — это изучение зависимости *абсолютных значений интенсивности* в центре диска от частоты. С появлением точных измерений абсолютных интенсивностей в ультрафиолете с космических аппаратов этот метод по своему значению превзошел изучение потемнения к краю. Обширная сводка и обсуждение имеющихся наблюдательных данных даются в [646]. Сущность используемого метода исследования заключается в построении моделей по следующей схеме: 1) принимается какое-либо распределение температуры, 2) интегрируется уравнение гидростатического равновесия и 3) решаются совместно уравнения переноса излучения и уравнения статистического равновесия для соответствующих ато-

мов (например, H, He, C, Si) и рассчитываются абсолютные интенсивности выходящего излучения. Принятая зависимость  $T(h)$  видоизменяется затем таким образом, чтобы добиться оптимального воспроизведения всех имеющихся наблюдательных данных. Таким путем был построен ряд последовательно все более точных моделей, начиная с *утрехтской стандартной модели фотосферы* [283], стр. 239, которая вскоре уступила место *бильдербергской модели атмосферы по континууму* (АСВ) [248]. Учет выполненных из-за пределов атмосферы наблюдений в ультрафиолете привел к чрезвычайно удачной *гарвардско-смитсоновской стандартной модели атмосферы* (HSRA) (основные ее характеристики приведены в табл. 7.1) [249]. Последующая работа привела к появлению новой

ТАБЛИЦА 7.1

*Гарвардско-смитсоновская стандартная атмосфера\**

$\tau_{5000}$	$h$ , км	$T$ , К	$\rho_g$ , дин/см <sup>2</sup>	$\rho_e$ , дин/см <sup>2</sup>	$n_p/[n_p + n(H)]$
1,00 - 8	1860	8930	1,52 - 1	4,82 - 2	5,11 - 1
2,00 - 8	1850	8750	1,54 - 1	4,84 - 2	5,05 - 1
3,16 - 8	1840	8630	1,56 - 1	4,92 - 2	5,06 - 1
6,31 - 8	1830	8450	1,62 - 1	5,10 - 2	5,05 - 1
1,00 - 7	1820	8320	1,69 - 1	5,34 - 2	5,09 - 1
2,00 - 7	1790	8090	1,88 - 1	5,88 - 2	5,02 - 1
3,16 - 7	1769	7910	2,10 - 1	6,44 - 2	4,86 - 1
6,31 - 7	1690	7630	2,76 - 1	7,50 - 2	4,09 - 1
1,00 - 6	1620	7360	3,76 - 1	7,85 - 2	2,80 - 1
2,00 - 6	1430	6720	1,00 0	6,85 - 2	7,99 - 2
3,16 - 6	1230	6180	3,79 0	6,00 - 2	1,72 - 2
6,31 - 6	947	5590	2,92 + 1	6,80 - 2	2,26 - 3
1,00 - 5	840	5300	6,69 + 1	6,77 - 2	9,13 - 4
2,00 - 5	720	4910	1,87 + 2	4,43 - 2	1,41 - 4
3,16 - 5	654	4660	3,37 + 2	3,96 - 2	2,46 - 5
6,31 - 5	588	4280	6,34 + 2	5,11 - 2	7,65 - 7
1,00 - 4	577	4170	8,68 + 2	6,12 - 2	2,26 - 7
2,00 - 4	515	4205	1,34 + 3	9,09 - 2	2,13 - 7
3,16 - 4	487	4250	1,77 + 3	1,20 - 1	2,47 - 7
6,31 - 4	447	4330	2,65 + 3	1,81 - 1	3,40 - 7
1,00 - 3	420	4380	3,46 + 3	2,37 - 1	4,06 - 7
2,00 - 3	379	4460	5,12 + 3	3,53 - 1	5,43 - 7
3,16 - 3	352	4525	6,65 + 3	4,65 - 1	7,11 - 7
6,31 - 3	311	4600	9,81 + 3	6,86 - 1	8,87 - 7



ТАБЛИЦА 7.1  
(продолжение)

$\tau_{5000}$	$h$ , км	$T$ , К	$\rho_p$ , дин/см <sup>2</sup>	$\rho_e$ , дин/см <sup>2</sup>	$n_p/[n_p + n(H)]$
1,00 - 2	283	4660	1,27 + 4	8,95 - 1	1,09 - 6
2,00 - 2	241	4750	1,87 + 4	1,33 0	1,46 - 6
3,16 - 2	212	4840	2,41 + 4	1,78 0	2,13 - 6
6,31 - 2	168	5010	3,54 + 4	2,81 0	4,42 - 6
1,00 - 1	138	5160	4,56 + 4	3,95 0	8,49 - 6
2,00 - 1	92,6	5430	6,61 + 4	7,04 0	2,47 - 5
3,16 - 1	63,1	5650	8,31 + 4	1,13 + 1	5,29 - 5
6,31 - 1	22,6	6035	1,12 + 5	2,65 + 1	1,58 - 4
1,00 0	0,0	6390	1,31 + 5	5,64 + 1	3,65 - 4
2,00 0	- 25,3	7140	1,54 + 5	2,35 + 2	1,55 - 3
3,16 0	- 37,1	7750	1,65 + 5	6,26 + 2	4,04 - 3
6,31 0	- 51,4	8520	1,78 + 5	1,81 + 3	1,11 - 2
10,00	- 60,8	8880	1,86 + 5	2,61 + 3	1,67 - 2
20,00	- 76,7	9390	2,00 + 5	5,00 + 3	2,79 - 2

\* Запись 3,16 - 8 означает 3,16  $10^{-8}$ . По [249], с разрешения.

модели («Модель М»), которая чрезвычайно хорошо воспроизводит огромное количество наблюдательных данных. Постоянно ведется улучшение этих моделей. Существенное продвижение вперед будет достигнуто тогда, когда будут учтены данные затменных наблюдений Солнца и будут до конца использованы возможности метода построения синтетического линейчатого спектра. Следует иметь в виду, что разработка подобных полумпирических моделей все еще сталкивается со многими фундаментальными трудностями. Одной из них, вызывающей наибольшее беспокойство, является то обстоятельство, что, как следует из наблюдений, исследуемые слои содержат большое количество мелкомасштабных образований и далеки от однородности. Некоторые трудные вопросы остаются, по существу, без ответа. В какой мере значения, приписываемые физическим переменным в любом конкретном слое одномерной модели хромосферы, представляют средние свойства этого слоя? Какова величина флуктуаций каждой из физических характеристик около ее среднего значения? Коррелируют ли между собой флуктуации различных физических характеристик? Решение этих вопросов является насущной необходимостью, так как одномерные модели — это то лучшее, на что мы можем надеяться в случае звездных хромосфер.

Правомочность таких моделей будет либо подтверждена, либо поставлена под сомнение в зависимости от ответов на вопросы, сформулированные выше применительно к *солнечной* хромосфере.

Распределение плотности в короне, которая является оптически тонкой, можно вывести из распределения яркости света, рассеиваемого свободными электронами, после соответствующего учета того, что наблюдаемая яркость есть результат интегрирования вдоль луча зрения (см., например, [94]). Распределения плотности в короне были определены для экваториальных и полярных направлений в зависимости от фазы солнечного цикла [477]. Типичное значение электронной концентрации у основания короны порядка  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . То, что температура короны должна быть очень высока, впервые было осознано Гротрианом, который предположил, что две широкие слабые полосы поглощения, которые видны в спектре короны, представляют собой очень сильные линии солнечного спектра H и K CaII, «замытые» томсоновским рассеянием в электронном газе очень высокой температуры. Эта мысль была в дальнейшем подтверждена отождествлением (сделанным Эдленом) эмиссионных корональных линий с переходами в атомах, находящихся в высоких стадиях ионизации, например [FeX] ( $\lambda 6374$ ) и [FeXIV] ( $\lambda 5303$ ). Современные определения температуры короны согласуются друг с другом и дают характерные значения температуры около  $1,5 \cdot 10^6 \text{ К}$ . Эти методы основаны на а) анализе тепловых ширин линий, б) расчете ионизационного равновесия (причем учитывается дизэлектронная рекомбинация!) и в) определении температуры по тепловому излучению в радиодиапазоне. Рентгеновские наблюдения выявили вблизи активных областей чрезвычайно горячие участки (с температурами в несколько миллионов градусов). См. [20] и [94].

Распределения температуры, представленные на рис. 7.31 и 7.32, очевидно, очень мало похожи на классические распределения, получающиеся согласно моделям, построенным в предположении лучистого или конвективного равновесия. Это свидетельствует о несостоятельности классического подхода для внешних слоев атмосферы. Классические модели правильно описывают структуру фотосферных слоев, где формируются визуальный континуум и крылья линий (а также очень слабые линии). Однако, поскольку температура растет наружу, нужно привлечь какие-то новые явления и найти соответствующий механизм нагрева (ясно, что механизм Кэреля не может быть причиной нагрева, так как  $T_e$  становится много больше  $T_{\text{эфф}}$ ). Бирманом [89] и Шварцшильдом [564] была высказана мысль, что в солнечной конвективной зоне могут генерироваться акустические волны, которые затем распространяются наружу,

превращаются в ударные волны и передают свою энергию веществу, разогревая его до высоких температур. Конкретный механизм образования акустических волн был предложен Лайтхиллом [394]. В последующих исследованиях было обращено внимание также на роль магнитогидродинамических волн, так как во внешних слоях солнечной атмосферы имеются значительные магнитные поля. Кроме того, открытие того факта, что обширные участки поверхности Солнца совершают *колебания* с периодом около 300 с, указало на еще один нерадиативный механизм подвода энергии, которая может расходоваться на разогрев вещества. Проблемы генерации, распространения и диссипации волн являются сложными, и рассматривать их отнюдь не легко. В этом направлении было выполнено громадное число работ. Превосходный обзор этой области исследований был дан Стейном и Лейбачером [602] (см. также [20]). Вполне последовательной картины того, как происходит нагрев, не создано, однако исследования последнего времени указывают на то, что пятиминутные колебания в самом деле могут разогревать верхнюю хромосферу и корону, тогда как для разогрева нижней хромосферы требуются колебания более коротких периодов. Оценки значений истинного притока механической энергии можно получить путем сравнения полуэмпирических распределений температуры с моделями, построенными в предположении лучистого равновесия (см., например, [17] или [380]), если рассчитать энергию, необходимую для обеспечения имеющегося нагрева. Трудности, встречающиеся на этом пути, заключаются в том, что 1) в области минимума температуры температура, согласно эмпирическим моделям, получается *меньше* минимального значения  $T$ , даваемого радиативными моделями, и 2) малые ошибки в определении  $T$  в этой области (скажем,  $\pm 100$  К) ведут к неприемлемым ошибкам в оценках величины притока энергии. Предстоит проделать еще большую работу, чтобы получить эмпирические и теоретические температуры с необходимой точностью.

Наличие температурных плато, за которыми следует быстрый рост температуры, можно понять, исходя из теории тепловой неустойчивости газа. По сути дела газ нагревается за счет притока механической энергии, а охлаждается за счет радиационных потерь, и эти процессы находятся в равновесии (см. [628] и [20]). Потери становятся наибольшими тогда, когда какой-либо вид атомов достигает почти полной ионизации, что тем самым оказывает на газ термостатирующее влияние и поддерживает его температуру на почти постоянном уровне. Так, основное охлаждение в нижней хромосфе-

ре обеспечивается водородом, за счет чего температура газа поддерживается в пределах примерно от 7000 К до 8000 К. Когда из-за слишком сильной ионизации водород становится малоэффективным охлаждающим агентом, начинают преобладать потери за счет  $\text{HeI}$  и  $\text{HeII}$ , и температура подскакивает до примерно 20000 — 30000 К. Наконец, когда и гелий становится почти полностью ионизованным, основную роль начинают играть потери на ионах C, N, O, Ne, Mg и Si, которые оказывают сильное охлаждающее действие при температурах свыше  $10^5$  К. В области крутых градиентов температуры важным становится перенос энергии за счет теплопроводности, и окончательный температурный профиль является результатом совместного действия всех этих механизмов.

Поскольку Солнце — *рядовая* звезда-карлик типа G, очевидно, следует сделать вывод, что *наличие хромосферы, короны и звездного ветра должно быть общим свойством звезд вообще*. Имеются многочисленные свидетельства того, что это действительно так. Например, в спектрах большинства звезд, у которых есть конвективные зоны, наблюдаются эмиссионные хромосферные компоненты линий H и K CaII (см. § 12.2), причем у многих звезд, которые моложе Солнца, обнаруживаются очень активные хромосферы. Крайним проявлением этого служат звезды типа T Тельца, у которых большинство сильно выделяющихся деталей спектра возникает в «сверххромосфере» и очень плотном звездном ветре. Потеря массы за счет звездного ветра, в особенности у сверхгигантов ранних типов и у звезд WR, является надежно установленным фактом (оценки ее темпа достигают  $10^{-6} + 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ ). По сравнению с таким ветром солнечный ветер (скорость потери массы  $\approx 10^{-14} M_{\odot}/\text{год}$ ) кажется совсем слабым.

Солнечная атмосфера служит для нас своего рода розеттским камнем, который помогает нам понять богатую «литературу» о множестве поразительных явлений на звездах. Изучение этих явлений в свою очередь позволяет распространить то, что мы знаем для одного случая, на чрезвычайно широкий диапазон физических условий. Далее, посредством изучения большого числа звезд можно надеяться по поведению всего их ансамбля сделать заключения об эволюции всех рассматриваемых явлений у *конкретного* члена этого ансамбля, такого, как наше Солнце, на промежутках времени, недоступных исследованию другими способами (миллиарды лет). Исследования на стыке двух областей, солнечной и звездных атмосфер, ведутся очень активно и приносят богатые плоды [344]. Вне сомнения, они будут служить мощным стимулом в дальнейшем развитии наших представлений о звездных атмосферах.