

тывать излучение, идущее из более глубоких слоев. По мере того как место, где $\Delta\nu_D$ увеличивается, перемещается глубже в атмосферу, этот поверхностный эффект уменьшается главным образом потому, что поверхностный слой становится все более непрозрачным в крыльях, и интенсивное излучение континуума, на который накладывается линия, все более ослабляется. Одновременно на больших глубинах функция источников также возрастает главным образом потому, что большая непрозрачность в крыльях линии в поверхностном слое подавляет выход излучения из нижележащих слоев. Этот эффект иногда называют *отражательным эффектом*. Он тем больше, чем толще верхний слой (конечно, это верно лишь до тех пор, пока слой, где $\Delta\nu_D$ возрастает, не окажется ниже того уровня, на котором поле излучения термализуется). Обратите внимание на то, что на рис. 11.8, а при $\alpha = 10^6$ верхний слой оптически тонкий и поэтому отражательного эффекта практически нет; в то же время возрастание значений функции источников у границы здесь наибольшее.

Когда доплеровская ширина резко убывает близ поверхности, значение $S_l(0)$ падает, так как более узкий профиль поглощения уже не перехватывает яркое излучение, идущее в крыльях. Излучение оказывается менее запертым и в глубоких слоях. Поэтому S_l убывает и там. Однако на очень больших глубинах эффект оказывается обратным, и S_l даже слегка возрастает по сравнению со своим значением при постоянно $\Delta\nu_D$, так как здесь уменьшение ширины спектральной полосы, охватываемой линией, ведет к уменьшению вероятности выхода.

Следует также отметить, что вариации профиля поглощения с глубиной изменяют не только $S_l(\tau)$, но и связь между оптической глубиной на данной частоте и геометрической глубиной. Если вспомнить соотношение Эддингтона — Барбье, то становится ясно, что это должно приводить к изменению отображения, переводящего S_l в $I_l(0)$, а значит, и к изменению распределения интенсивности выходящего излучения по профилю линии и к изменению вариаций этого распределения при переходе от центра к краю (см., например, [26]).

11.3. Двухуровневый атом с континуумом

ФУНКЦИЯ ИСТОЧНИКОВ

Обсуждение, проведенное в предыдущих разделах этой главы, основано на весьма схематичной и, конечно же, ограниченной моде-

ли атома. Естественно, что для любого реального атома действительное положение является более сложным. Чтобы учесть некоторые из физически существенных эффектов, сохранив в то же время простоту анализа, рассмотрим теперь модель атома, имеющего два связанных состояния и континуум. Эта модель, по крайней мере грубо, представляет действительное положение дел для резонансных, а также для субординатных линий (в том случае, когда для резонансных линий имеется детальный радиационный баланс). Добавление континуума значительно увеличивает число процессов, которые могут происходить. Для строго двухуровневого атома (без континуума. — *Ред.*) единственными возможными процессами являются фотовозбуждения и ударные возбуждения с нижнего уровня на верхний и обратные им процессы. При наличии континуума имеются, кроме того, фотоионизации и ударные ионизации из связанных состояний, а также фоторекомбинации и ударные тройные рекомбинации на каждый из связанных уровней. Ясно, что это гораздо более общая модель, и мы убедимся, что учет дополнительных физических обстоятельств имеет важные последствия для процесса образования линий.

Как и ранее, примем полное перераспределение, так что S_l дается формулой (11.4). Уравнения статистического равновесия соответственно для нижнего и верхнего уровней имеют теперь вид

$$n_l(B_{lu} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{lu} + R_{lk} + C_{lk}) = n_u(A_{ul} + B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{ul}) + n_l^*(R_{kl} + C_{lk}), \quad (11.54)$$

$$n_u(A_{ul} + B_{ul} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{ul} + R_{uk} + C_{uk}) = n_l(B_{lu} \int \phi_\nu J_\nu d\nu + C_{lu}) + n_u^*(R_{ku} + C_{uk}). \quad (11.55)$$

Члены, описывающие фотоионизации и рекомбинации, даются выражениями (5.66) и (5.67). Разрешая уравнения (11.54) и (11.55) относительно n_l/n_u , подставляя результат в формулу (11.4) и пользуясь соотношениями Эйнштейна, получаем

$$S_l = [\int \phi_\nu J_\nu d\nu + \varepsilon_\nu B_\nu(T) + \theta]/(1 + \varepsilon + \eta), \quad (11.56)$$

где ε дается формулой (11.7),

$$\eta = \frac{(R_{uk} + C_{uk})n_l^*(R_{kl} + C_{lk}) - g_l(R_{lk} + C_{lk})n_u^*(R_{ku} + C_{uk})/g_u}{A_{ul}[n_l^*(R_{kl} + C_{lk}) + n_u^*(R_{ku} + C_{uk})]} \quad (11.57)$$

$$\theta = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{g_l}{g_u A_{ul}} \frac{(R_{lk} + C_{lk})n_u^*(R_{ku} + C_{uk})}{[n_l^*(R_{kl} + C_{lk}) + n_u^*(R_{ku} + C_{uk})]}. \quad (11.58)$$

Формула (11.56) была впервые выведена Томасом [622], который обобщил ранние результаты Милна [416], стр. 159 — 164, и Стремгрена [613]. Эта формула была тщательно проанализирована в важной серии статей Джеффриса и Томаса [335], [336], [623], [337].

Упражнение 11.8. Дать подробный вывод формул (11.56) — (11.58).

Несмотря на кажущуюся сложность этих выражений, каждый член допускает простую интерпретацию. Рассмотрим числитель выражения (11.56). Первый член и здесь описывает вклад рассеяния. Второй член — это тепловой источник. Он определяется тем темпом, с которым фотоны создаются за счет ударного возбуждения. Отметим, что этот член зависит от локального значения *электронной кинетической температуры* T_e . Третий член пропорционален полному темпу, с которым электроны переходят из основного состояния в континуум, вызывая ионизацию, умноженному на ту их долю, которая рекомбинирует на верхний уровень. В последнем случае энергия электронов может перейти в излучение при радиативном переходе в основное состояние. Аналогично в знаменателе второй член учитывает фотоны, гибнущие за счет ударного девозбуждения верхнего уровня. Третий член — это новый член, описывающий отток фотонов. Он пропорционален полному темпу ионизации с верхнего уровня, умноженному на долю рекомбинаций на нижний уровень. Очевидно, что этот член учитывает гибель потенциальных фотонов линии за счет взаимодействия с континуумом. Таким образом, мы видим, что все основные физические процессы, характерные для этой модели, четко представлены в выражении для функции источников.

Картина становится еще яснее, если θ переписать в виде ηB^* . Оказывается, что

$$B^* = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left\{ n_l^* g_u \left[\frac{(R_{uk} + C_{uk})(R_{kl} + C_{lk})}{(R_{lk} + C_{lk})(R_{ku} + C_{uk})} - 1 \right] \right\}^{-1}. \quad (11.59)$$

Упражнение 11.9. Убедиться в справедливости формулы (11.59).

Ясно, что B^* формально напоминает функцию Планка. Действительно, ее можно представить в виде $B^* = B_\nu(T_r)$, где T_r — некоторая характерная *температура излучения*, значение которой определяется скоростями протекания процессов фотоионизации и рекомбинации в двух связанно-свободных континуумах. Эта

температура излучения может, вообще говоря, быть совершенно отличной от T_e . На больших глубинах в атмосфере, где континуумы оптически толстые, $J_\nu \rightarrow B_\nu(T_e)$. Тогда $R_{lk} \rightarrow R_{lk}^* = R_{kl}^*$ и $R_{uk} \rightarrow R_{uk}^* = R_{ku}^*$, так что, как и следовало ожидать, $B^* \rightarrow B_l(T_e)$, а $S_l \rightarrow B_\nu(T_e)$. Однако вблизи границы континуумы могут уже стать прозрачными (хотя линия и остается еще оптически толстой). Темп радиативных переходов в континууме становится тогда практически постоянным. В зависимости от того, каково соотношение между температурой излучения (характеризующей среднюю интенсивность J_ν того излучения, которое выходит с $\tau_c \approx 1$) и локальной электронной температурой, возникают совершенно различные ситуации. Например, предположим, что столкновениями можно пренебречь и что $R_{lk} > R_{kl}$, а $R_{ku} > R_{uk}$ (т.е. примем, что сравнительно холодная среда освещается «горячим» излучением в континууме, связанном с основным состоянием). Тогда ясно, что $B^* > B_l(T_e)$ и что S_l будет больше того значения, которое она имела бы за счет взаимодействия с тепловым резервуаром. Избыточное излучение появляется из-за преимущественного опустошения нижнего состояния за счет переходов на верхний уровень через континуум, за которыми следуют переходы вниз с излучением в линии. Если линия является абсорбционной, возрастание S_l стремится *ослабить ее*. Крайним предельным случаем этого является тот механизм, который порождает фотоионизационно-рекомбинационно-каскадный эмиссионный спектр туманностей. Если считать, что вместо указанных выше выполняются противоположные неравенства, то будет происходить селективное опустошение верхнего уровня с заселением нижнего и S_l убывает. Если линия абсорбционная, то она будет *усиливаться*.

Два существенных момента, которые выяснились в результате проведенного выше анализа, состоят в следующем. а) Функция источников для некоторой данной линии содержит члены, учитывающие другие переходы (в настоящей модели они обусловлены двумя континуумами). Этот результат имеет самый общий характер и переносится на многоуровневый случай (см. § 12.1). б) Добавившиеся члены, в отличие от столкновительных членов, описывают связь S_l не с локальным тепловым ансамблем, характеризуемым значением T_e , а с полем излучения. Последнее описывается некоторой температурой излучения и может быть заметно горячее или холоднее теплового ансамбля, характеризуемого локальной кинетической температурой.

КЛАССИФИКАЦИЯ ЛИНИЙ

Различные входящие в функцию источников члены, описывающие приток и отток фотонов в линии, имеют совершенно разную природу. Учитывая это, можно ожидать, что в зависимости от того, какие члены дают основной вклад в S_l , решение задачи о переносе излучения в линии будет иметь существенно разные характеристики. Томас [622], [626], стр. 174, предложил некоторую классификацию линий, разбив их на широкие классы на основе того, какие члены (в выражении для функции источников в линии. — *Ред.*) для тех или иных атомов в типичных для звездных атмосфер условиях являются наибольшими. Например, если $\varepsilon > \eta$ и $\varepsilon B_\nu > \eta B^*$, говорят, что линия *контролируется столкновениями*. Здесь S_l определяется взаимодействием с электронным газом (T_e). С другой стороны, если $\eta > \varepsilon$ и $\eta B^* > \varepsilon B$, линию называют *контролируемой фотоионизацией*. Особенности такой линии определяются взаимодействием с полем излучения с некоторой характерной $T_r \neq T_e$. В промежуточных случаях, когда, скажем, $\varepsilon > \eta$, но $\eta B^* > \varepsilon B$ или наоборот, говорят о линии *смешанного контроля*. Введение этой классификации линий представляло значительный шаг вперед по сравнению с довольно неопределенным классическим подразделением линий на образующиеся либо «за счет рассеяния», либо «за счет истинного поглощения». Оно привело к существенному продвижению в понимании процесса образования линий. В частности, когда в наружных слоях атмосферы имеется рост температуры, обусловленный хромосферой, профили линий этих классов на выходе из атмосферы оказываются совершенно разными.

Тип, к которому принадлежит та или иная конкретная линия, зависит (через посредство фигурирующих в определении типа линии сечений) от структуры порождающего ее иона и от структуры атмосферы (из-за зависимости скоростей переходов от таких параметров атмосферы, как температура, плотность и интенсивность падающего на нее излучения). Различные линии одного и того же иона, вообще говоря, будут попадать в разные классы, и дать всеобъемлющую априорную классификацию линий невозможно. Каждый отдельный случай следует рассматривать индивидуально. Для атмосфер солнечного типа Томасом была предложена грубая классификация линий. Она приведена в табл. 11.2. Качественно ее можно понять следующим образом. Резонансные линии однократно ионизованных металлов контролируются столкновениями потому, что энергия их возбуждения составляет всего несколько электронвольт (для сравнения укажем, что тепловая энергия составляет око-

ТАБЛИЦА 11.2

Классификация функций источников в линиях для атмосфер солнечного типа (по [623]; [626], стр. 174)

Контролируемые столкновениями	Контролируемые фотоионизацией
Резонансные линии однократно ионизованных металлов (Mg ⁺ , Ca ⁺ , Sr ⁺ и т.д.)	Резонансные линии нейтральных металлов
Резонансные линии H и других неметаллов (C, N, O и т.д.)	Бальмеровские линии водорода

ло $0,5 + 1$ эВ), тогда как энергии ионизации равны $11 + 15$ эВ. Если вспомнить, что число ударных возбуждений и число фотоионизаций пропорциональны $\exp(-E_0/kT)$, то преобладание столкновений становится правдоподобным. Даже у водорода, где E_0 для L_α равно 10 эВ, ударные переходы преобладают, так как солнечное УФ-излучение слабо, и темп фотоионизации мал. В противоположность этому для бальмеровских линий водорода и линий нейтральных металлов пределы соответствующих фотоионизационных континуумов лежат в областях, где интенсивность солнечного излучения велика и фотоионизации преобладают над столкновениями. Д-линии натрия являются исключением из-за необычно большого сечения столкновений [284], стр. 333; [284], стр. 347. Этот пример может служить предупреждением, напоминающим о том, что указанные широкие классы линий — лишь некоторая схема, а в каждом конкретном случае требуется детальный анализ. При более высоких температурах (например, для O-звезд) некоторые из только что сделанных замечаний перестают быть верными, и класс, к которому принадлежат линии, меняется. Например, интенсивность излучения в лаймановском континууме становится очень большой (водород почти полностью ионизован), и лаймановские линии водорода переходят в класс линий, контролируемых фотоионизацией. Субординатные линии высших серий имеют в этом случае энергии $E_0 \leq kT$ (~ 3 эВ при температуре O-звезд) и относительно слабы, а потому формируются в более глубоких и более плотных слоях. Тем самым имеется тенденция к установлению у линий субординатных серий ударного типа контроля.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ХРОМОСФЕРЫ

Большое физическое значение подразделения линий на два описанных выше широких класса проявляется со всей очевидностью при рассмотрении профилей линий и характера изменения функции источников с глубиной в атмосфере с хромосферной температурной инверсией в наружных слоях. Главным моментом здесь является то, что линии, контролируемые столкновениями, связаны с *локальной электронной кинетической температурой*, линии же, контролируемые фотоионизацией, с ней не связаны. Эти последние реагируют на *температуру излучения*, характеризующую распределение энергии (излучаемой в некоторой другой точке атмосферы) в континуумах, порождаемых верхним и нижним уровнями. Поэтому следует ожидать, что линии, контролируемые столкновениями, будут хотя бы отчасти реагировать на локальную температуру. Их профили будут иметь детали, порождаемые ростом температуры в наружных слоях. С другой стороны, профили линий, контролируемых фотоионизациями, как можно ожидать, будут нечувствительны к ходу изменения локальных параметров (в частности, к изменениям T_e). Четкое разделение поведения линий на два только что описанных типа было ясно продемонстрировано в пионерской работе Джеффриса и Томаса [336]. Они показали, что эти соображения объясняют тот наблюдательный факт, что у таких линий, как H и K Ca^+ (и у аналогичных линий Mg^+), эмиссия в ядре есть, в то время как у бальмеровских линий водорода ее нет.

В своей работе Джеффрис и Томас использовали схематическую функцию источников в континууме вида

$$S_c(\tau) = B_\nu(T_e) = S_1(1 + \alpha\tau_c + \beta e^{-\gamma\tau_c}), \quad (11.60)$$

приближенно представляющую распределение температуры, которое имеет а) постоянный градиент в фотосфере, б) плато при минимальной температуре на некоторой характерной глубине (они брали $T_{\text{min}} \approx 4000 \text{ K}$ при $\tau_c \approx 10^{-2}$) и после этого в) крутой температурный градиент другого знака, воспроизводящий резкий рост температуры в хромосфере. Уравнение переноса бралось в приближении Эддингтона:

$$\frac{1}{3} \frac{d^2 J_\nu}{d\tau^2} = (\phi_\nu + r)^2 [J_\nu - (\phi_\nu + r)^{-1} (rS_c + \phi_\nu S_l)] \quad (11.61)$$

и решалось методом дискретных ординат для случая доплеровского профиля при типичных значениях r , ε , η и B^* .

Результаты расчетов для линии, контролируемой столкновения-

ми ($\eta = 0$) и имеющей $\varepsilon = 10^{-4}$, $r = 10^{-4}$, при различных вариантах выбора функции источников в континууме показаны на рис. 11.9. Обратите внимание, что на больших глубинах S_l термализуется, становясь равной S_c , но, когда крылья начинают делаться прозрачными ($\tau_c \leq 1$), S_l оказывается меньше S_c . При дальнейшем продвижении наружу S_c очень круто возрастает при $\tau \approx 10^{-2}$. Функция источников в линии из-за влияния ударного взаимодействия стремится следовать за этим подъемом и в самом деле возрастает наружу, но в конце концов рассеяния берут верх и на границе S_l оказывается на три порядка меньше $B_\nu(T_e)$. Из соотношения Эддингтона — Барбье следует, что изменение $S_l(\tau)$ с глубиной должно находить отражение в изменении интенсивности выходящего излучения с частотой. Рассчитанная интенсивность выходящего излучения изображена на рис. 11.10. Показана только половина профиля (он симметричен относительно центра линии). Обратите внимание, что у линии имеется эмиссионный пик примерно на расстоянии $\pm 1,5 \Delta\nu_D$ от центра и темное центральное самообращение. Линии такого вида называют *дважды обращенными*. Общий ход изменения интенсивности в пределах линии находится в хорошем качественном согласии с поведением, наблюдаемым у солнечных линий H и K Ca II и у соответствующих линий Mg II. В литературе

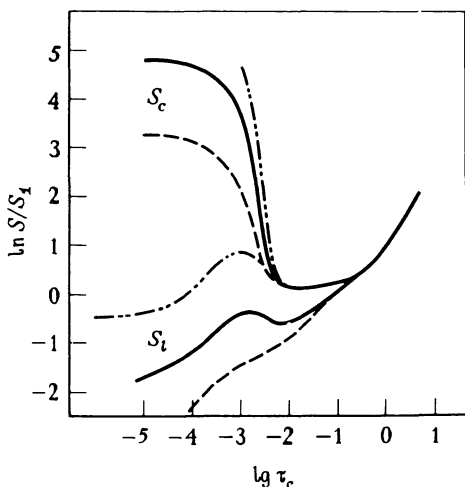


Рис. 11.9. Функция источников в линии, контролируемой столкновениями, в полубесконечной атмосфере с хромосферной инверсной температурой. Верхние кривые — функции источников в континууме S_c , нижние — соответствующие функции источников в линии S_l . Во всех случаях $\varepsilon = 10^{-4}$ и $r = 10^{-4}$. (По [336], с разрешения)

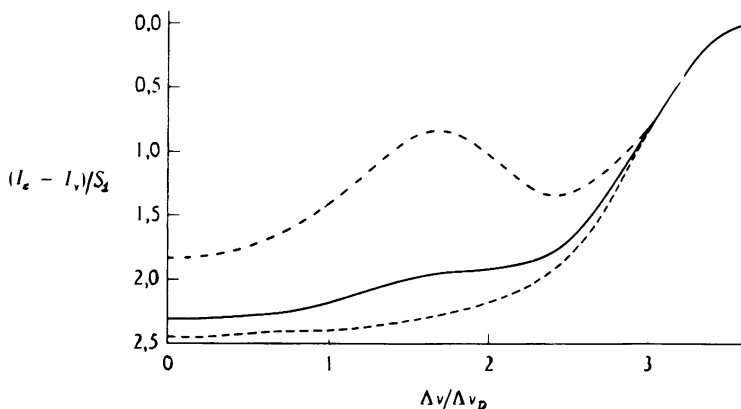


Рис. 11.10. Профили линии, контролируемой столкновениями, в полубесконечной атмосфере с хромосферной инверсией температуры. Обозначения кривых соответствуют принятым на рис. 11.9. (По [336], с разрешения.)

можно найти большое число других расчетов, произведенных с учетом роста температуры в хромосфере, которые выполнены при ином выборе ε , a , r , ϕ_v (иногда принимаются во внимание и их изменения с глубиной) и других параметризациях $B_v(\tau)$ (см., например, [284], стр. 101; [26]; [27]; [18], стр. 45 — 48). Все они приводят к линиям того же общего характера, что и показанные на рис. 11.10, а некоторые дают даже полуколичественное согласие с солнечными данными. Если же решить многоуровневую задачу, исходя при этом из реалистичных моделей атмосферы и иона Ca^+ (см. § 12.1), то получается превосходное количественное согласие с наблюдениями.

Поведение линий, контролируемых фотоионизацией, при принятии той же функции Планка резко отличается от поведения линий, контролируемых столкновениями. Результаты для линии с $\varepsilon = 0$, $\eta = 10^{-2}$ и $r = 10^{-4}$ показаны на рис. 11.11. На очень больших глубинах $S_l \rightarrow S_c$, т.е. линия термализуется с континуумом. При перемещении наружу S_l остается постоянной, причем ее значение определяется величиной B^* . На оптической глубине в линии порядка $1/\eta$ у функции S_l начинается быстрый спад к границе, характерный для рассеяния. Она убывает до значения, равного $\eta^{1/2} B^*$. Функция источников совершенно не реагирует на то, как изменяется $B_v(T_e)$. Отметим, что при перемещении наружу S_l сначала имеет значения, превосходящие S_c (поскольку B^* имеет температуру излучения, устанавливающуюся в континуумах в более глубоких и пото-

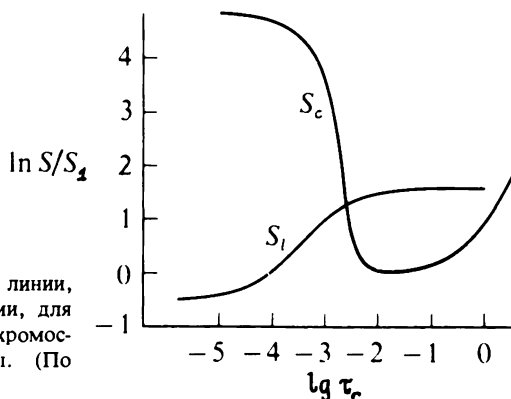


Рис. 11.11. Функция источников в линии, контролируемой фотоионизациями, для полубесконечной атмосферы с хромосферной инверсией температуры. (По [336], с разрешения.)

му более горячих слоях), а затем, близ поверхности, ее значения меньше S_c (здесь S_c быстро возрастает до своего хромосферного значения). Профиль линии представляет собой чисто абсорбционное образование, без всякого намека на эмиссионное обращение в центре. В точности такая картина и наблюдается для бальмеровских линий. Более того, ход изменения S_l хорошо коррелирует с ходом эмпирической функции источников, полученным Атеем и Томасом [29].

Осознание того факта, что линии CaII H и K имеют функции источников, которые отчасти связаны с изменением локальной функции Планка, привело и к пониманию того, что эмиссионные детали, часто наблюдающиеся в ядрах этих линий в звездных спектрах, содержат важные сведения о распределении температуры в хромосферах звезд. При соответствующем анализе эти линии могут служить уникальным диагностическим средством для определения физической структуры наружных слоев звезд солнечного типа. Известно, что интенсивность эмиссии коррелирует с возрастом звезды [675], [677]. Это открывает возможность того, что точная хромосферная диагностика в сочетании с надежной теорией звездной эволюции позволяет сделать заключения об эволюции солнечной хромосферы. Один из самых удивительных эмпирических результатов, относящихся к хромосферной эмиссии в линиях H и K CaII, известен как *эффект Вилсона — Бампу* [676] и состоит в том, что ширина эмиссионных компонент по половинной интенсивности тесно коррелирует со светимостью звезды (эта корреляция имеет место на интервале изменения L в 10^6 раз). Для объяснения этого факта было высказано несколько идей, но, как это уже давно подчеркивали Джеффрис и Томас [337], объяснение этого явления должно ос-

новываться на правильной физической картине образования линий. Их исследование, как и более поздние, позволило выяснить зависимость интенсивности и ширины эмиссии от вида $T_e(\tau)$ (от величины и от глубины местоположения подъема температуры) и от вида функций ε , r и ϕ .

Полезные сведения об основных свойствах хромосферных эмиссионных линий можно извлечь из приближенных соотношений подобия [24], [18], стр. 46, типа тех, которые приведены в табл. 11.3. Они позволяют оценить функцию источников на границе хромосферного слоя $S_I(0)$ и ее максимальное значение в нем $S_I(\max)$ в случае, когда изменение функции Планка дается формулой (11.60) с $S_1 = 1$. Эти соотношения справедливы в предположении, что доплеровская ширина не зависит от глубины. Изменения доплеровской ширины с глубиной несколько изменяют результаты [24]. Важнее, однако, то, что они сильно влияют на профиль линии, образующейся *при заданном* $S_I(\tau)$. Параметрами, описывающими ход изменения $B_\nu(T)$, являются амплитуда возрастания этой функции (предполагается, что $\beta \gg 1$) и γ — оптическая глубина в континууме, на которой происходит этот крутой рост B_ν [соответствующая глубина в линии равна $(\gamma r)^{-1}$]. Если $(\gamma r)^{-1} \ll \Lambda$ (т.е. много меньше глу-

ТАБЛИЦА 11.3

Критерии подобия для функции источников в линии
для хромосфер конечной толщины (по [18], стр. 46, с разрешения)

Толщина хромосферы	Доплеровский профиль ($a < \varepsilon$)		Фойгтовский профиль ($\varepsilon < a < 1$)	
	$S_I(0)$	$S_I(\max)$	$S_I(0)$	$S_I(\max)$
Оптически тонкая $(\gamma r)^{-1} < 1$	$\xi \beta$	$\xi \beta$	$\xi \beta$	$\xi \beta$
Эффективно тонкая $1 < (\gamma r)^{-1} < \Lambda$	$\xi \beta (\gamma r)^{-1/2}$	$\xi \beta (\gamma r)^{-1}$	$\xi \beta (\gamma r a)^{-1/4}$	$\xi \beta (\gamma r a)^{-1/2}$
Эффективно толстая $\Lambda < (\gamma r)^{-1}$	$\xi^{1/2} \beta$	β	$\xi^{1/2} \beta$	β

бины термализации), то S_i будет слабо реагировать на хромосферный подъем температуры. Однако, если неравенство обратное, будет иметь место сильный эффект. Если слой является *эффективно толстым* [т.е. $(\gamma r)^{-1} > \Lambda$, где $\Lambda = \xi^{-1}$ или $a\xi^{-2}$ для доплеровского и фойгтовского профилей соответственно, где ξ — полная вероятность гибели, даваемая формулой (11.50)], то S_i в глубоких слоях достигает насыщения, приближаясь к β , и убывает к границе в $\xi^{1/2}$ раз. Если слой *оптически тонкий*, то S_i практически равна члену, описывающему локальное рождение фотонов. Если слой *эффективно тонкий*, максимальное значение S_i дается выражениями (11.40) с $T = (\gamma r)^{-1}$. Отметим, что результат, приведенный для фойгтовского профиля, справедлив при $a(\gamma r)^{-1} > 1$. Если a настолько мало, что это не так, крылья линии играют пренебрежимо малую роль и при фойгтовском профиле становятся применимыми результаты, относящиеся к доплеровскому профилю. Значение S_i на границе можно получить из того соображения, что если $S_{\max} \propto \xi\beta\langle N \rangle$, где $\langle N \rangle$ — среднее число рассеяний до выхода из среды, то соображения, основанные на рассмотрении случайных блужданий, заставляют ожидать, что $S_i(0) \propto \xi\beta\langle N \rangle^{1/2}$. Отметим, что результаты, относящиеся к случаю эффективно тонкого слоя, при $(\gamma r)^{-1} = \Lambda$ непрерывным образом переходят в результаты для эффективно толстого слоя и в результаты для оптически тонкого слоя, когда $(\gamma r)^{-1} = 1$.

Из результатов, приведенных в табл. 11.3, следует, что при заданной структуре хромосферы некоторые линии, контролируемые столкновениями, будут сильно реагировать на подъем температуры у границы, другие же могут не реагировать, в зависимости от того, какие значения ε , r и a им соответствуют. Например, для линий CaII в солнечной хромосфере имеем (только по порядку величины!): $a \sim 10^{-3}$, $r \sim 10^{-9}$, $\varepsilon \sim 3 \cdot 10^{-4}$ и $\gamma \sim 10^6$. Поэтому $\Lambda \sim 10^4$, а $(\gamma r) \sim 10^{-3}$, так что линии являются эффективно тонкими. Далее, $a(\gamma r)^{-1} \sim 1$, так что $(S_{\max}/\beta) \sim \varepsilon(\gamma r a)^{-1/2} \sim 0,3$, и поэтому чувствительность линий CaII к подъему температуры сравнительно невелика. В противоположность этому для резонансных линий MgII r примерно в 10 раз меньше (поскольку содержание Mg примерно в 10 раз выше, чем Ca), а остальные параметры примерно те же. В этом случае должна иметь место гораздо большая чувствительность к подъему температуры и гораздо более яркая эмиссия, что и наблюдается. Нужно отметить, что проведенное здесь рассмотрение следует считать лишь *качественным*, так как изменение параметров с глубиной на самом деле довольно сложно, и

они не везде хорошо представляются выбранными значениями. В частности, формула (11.60) не вполне удовлетворительно аппроксимирует истинный ход $B_\nu(\tau)$. Детальный анализ образования линий Ca II в звездных хромосферах был выполнен также с использованием реалистичных моделей атмосфер и иона Ca II [56], [58]. В результате начало складываться физически правдоподобное объяснение эффекта Вилсона — Баппу [57].

11.4. Неподвижные протяженные атмосферы

Как говорилось в § 7.6, многие звезды имеют протяженные атмосферы, толщина которых сравнима с радиусом звезды. Будем предполагать, что в первом приближении эти атмосферы сферически-симметричны. В излагаемом ниже обсуждении будет приниматься, что радиус звезды r_* — это радиус поверхности, на которой $\tau_R \approx 3/4$. Представим себе, что это «фотосферное ядро» окружено оболочкой большого размера, в которой единичная оптическая глубина в наиболее непрозрачных местах спектра (т.е. в центрах линий) достигается при радиусе $R \gg r_*$. На самом деле практически у всех звезд с протяженными атмосферами происходят также крупномасштабные движения вещества (обычно атмосфера как целое расширяется). Эти движения сильно влияют на перенос излучения в линиях (на самом деле именно они и определяют его). Поэтому предположение о *статичности* атмосферы физически менее оправданно при анализе образования линий, чем это было для континуума. Тем не менее существует ряд крайне важных эффектов, в основе своей геометрического характера, которые здесь проявляются. Их целесообразно изучить сейчас, отложив обсуждение эффектов, вызываемых движением вещества, до гл. 14.

Для удаленного наблюдателя *размер* излучающей поверхности, на которой $\tau_\nu = 1$ на частотах, для которых непрозрачность велика, в частности в ядрах спектральных линий, может быть гораздо больше, чем в континууме. Тогда линия эффективно *излучается с большей площади*, и если принять ЛТР и считать оболочку практически изотермической, то ясно, что линия на фоне континуума будет видна в эмиссии. Это радикально отличается от того, что имеет место для изотермической плоской атмосферы, где линии нет ни в эмиссии, ни в абсорбции. Фактически именно этот только что описанный геометрический эффект, имеющий фундаментальное значение, является основным механизмом, приводящим к появлению чрезвычайно интенсивных эмиссий в наблюдаемых сильно не-