

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-

прозрачных спектральных линиях, например в спектрах звезд Вольфа — Райе. Предположение о том, что атмосфера практически изотермична, неявно предполагает наличие какого-то механизма нерadiативного подвода энергии, поскольку в § 7.6 было показано, что при лучистом равновесии (и ЛТР) в протяженной атмосфере  $J \sim B \sim r^{-2}$ . Поэтому только что описанная ситуация, возможно, является слишком крайней (хотя серьезных физических причин отдавать предпочтение лучистому равновесию у нас нет — вспомните солнечную корону!). Кроме того, если в функцию источников в линии дает вклад рассеяние, следует ожидать, что  $S_l(\tau)$  будет убывать наружу (в действительности падение функции источников к границе за счет влияния протяженности атмосферы усиливается; см. ниже). Однако ясно, что для любого заданного  $S_l(\tau)$  изменение эффективной излучающей площади при переходе из ядра линии в крыло будет всегда стремиться усилить эмиссию в ядре относительно континуума по сравнению с той, которая была бы в плоской атмосфере. С увеличением размера атмосферы линии поглощения будут иметь тенденцию к ослаблению, яркость же эмиссионных линий будет стремиться расти.

Второй эффект, порождаемый протяженностью атмосферы, — это систематическое превышение вероятности выхода фотона с данной оптической глубины (отсчитываемой вдоль радиуса) над вероятностью выхода с той же глубины из плоской атмосферы. Из элементарных геометрических соображений очевидно, что оптическое расстояние от пробной точки до поверхности, отсчитанное вдоль любого луча, за исключением того, который имеет  $\mu = +1$ , в сферически-симметричной атмосфере будет *меньше*, чем в плоской, имеющей те же свойства (т.е. такой, что изменение физических переменных вдоль радиуса в ней то же самое, что и в сферической). Поэтому в силу формулы (11.22)  $P_e(\tau)$  возрастает, и следует ожидать, что соответственно этому  $S_l(\tau)$  уменьшится.

Третий эффект, который также ведет к увеличению эффективной вероятности выхода, состоит в *тенденции к систематическому смещению фотонов в ходе рассеяний в сторону больших расстояний от центра*. Предположим, что рассеяние изотропно, а вещество однородно, так что средняя длина пути фотона  $l$  во всех направлениях одна и та же. Рассмотрим сферический объем с центром в пробной точке и радиусом  $l$ . Тогда из геометрических соображений следует, что в сферической атмосфере *большая часть фотонов, начинающих свой путь в центре этого сферического объема, оканчивает свой свободный полет при больших радиусах* (а потому ближе к поверхности). В противоположность этому в плоской ат-

мосфере вероятности того, что фотон завершит свой полет на большей или на меньшей (на заданную величину) глубине, *равны*. Если непрозрачность вещества быстро убывает наружу, этот эффект резко усиливается (см. табл. 2 и рис. 2 в [374]). Такой отбор фотонов ведет к тому, что полная вероятность выхода фотона наружу увеличивается еще больше.

Уравнение переноса в задаче об образовании линии для модели

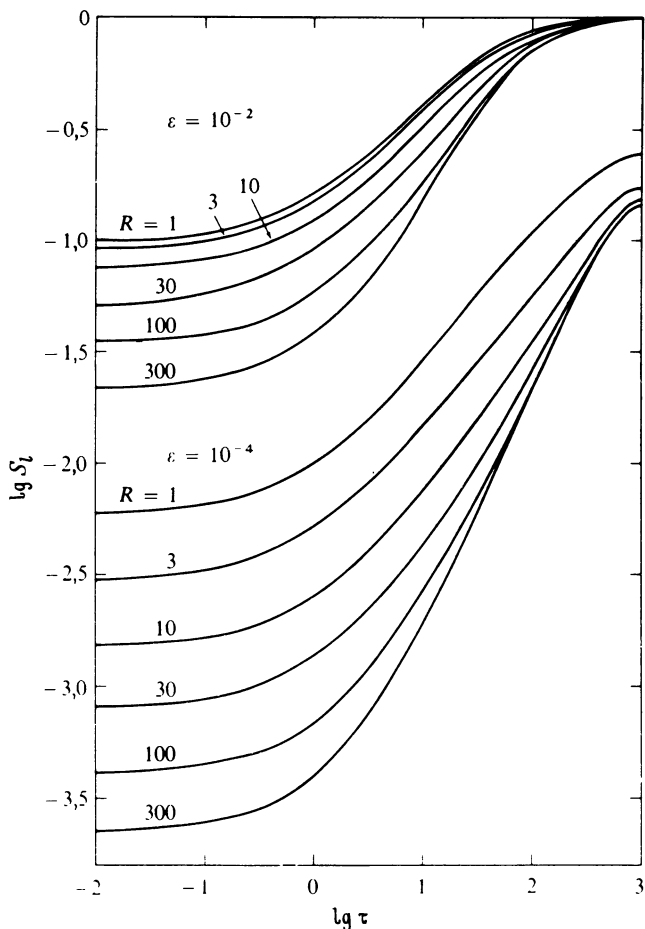


Рис. 11.12. Функции источников в сферической атмосфере с внешним радиусом  $R$  (в единицах  $r_c$ ),  $B = 1$ ,  $\epsilon = \text{const}$ ,  $T_c = 0$ ,  $T_l = 10^3$  при коэффициенте поглощения  $\chi_l \propto r^{-2}$ . Числа у кривых — значения  $R$ . Приведены кривые для таких двух значений  $\epsilon$ , которым соответствуют эффективно тонкая и эффективно толстая среды. (По [374], с разрешения.)

двухуровневого атома [т.е. когда  $S_1$  дается выражением вида (11.56)] при сферической геометрии легко решается методами, описанными в § 7.6 [см. формулы с (7.190) по (7.208) и относящиеся к ним обсуждение]. Расчеты для идеализированных моделей [374], подобных тем, которые использовались выше в этой главе, иллюстрируют описанные только что эффекты. Будем характеризовать атмосферу ее внешним радиусом  $R$  (в единицах радиуса ядра

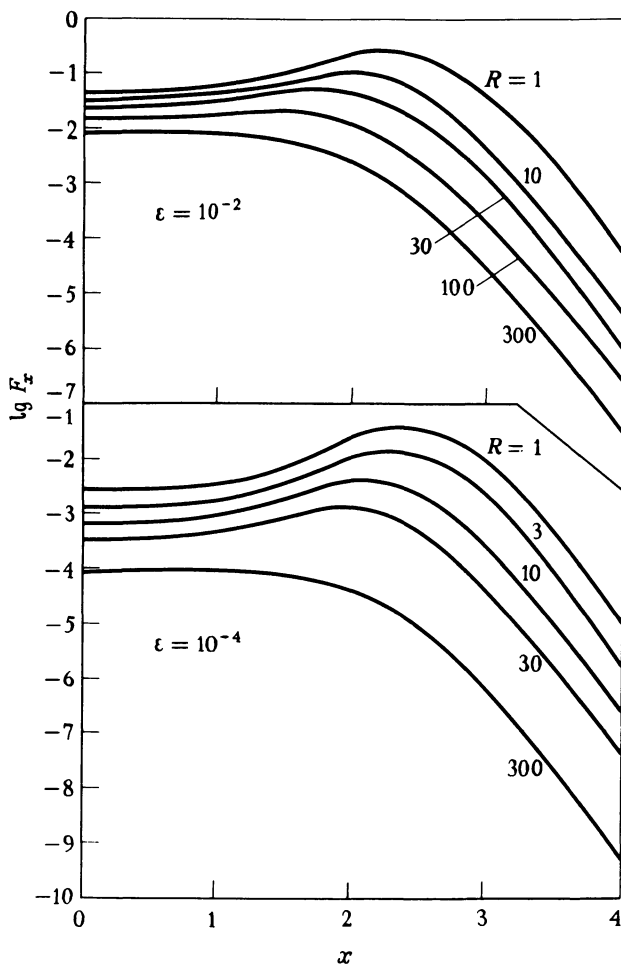


Рис. 11.13. Профили линии в потоке, создаваемом сферическими атмосферами с теми же значениями параметров, которые использованы на рис. 11.12. (По [374], с разрешения.)

$r_c$ ), полной оптической толщиной в линии  $T_l$ , оптической толщиной в континууме  $T_c$  и непрозрачностями  $\chi_l \propto r^{-2}$  и  $\chi_c \propto r^{-2}$ . Полагаем  $\varepsilon = \text{const}$  и  $B = 1$ . Функции источников для оболочки без поглощения и излучения в континууме, окружающей *полое* ядро (т.е. для туманности), показаны на рис. 11.12. Два использованных значения  $\varepsilon$  соответствуют эффективно толстой и эффективно тонкой средам. Четко видно большое влияние возросшей вероятности выхода фотона, приводящее к уменьшению  $S_l$  (по сравнению с плоским случаем. — *Ред.*). Отметим, что для эффективно тонкой среды сферичность почти не влияет на глубину термализации ( $\Lambda \sim 10^2$ ). Профили линий при наблюдении выходящего потока для этих функций источников показаны на рис. 11.13. Из него видно, что центральное самообращение, в предельном случае плоской атмосферы резко выраженное (отметим, что шкала интенсивностей логарифмическая), для очень протяженных атмосфер исчезает. Это есть проявление увеличения площади, эффективно излучающей в ядре линии. Аналогичные результаты для атмосфер с  $T_c = 2$  и  $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ , а в остальном таких же, как и описанные выше, показаны на рис. 14.11 (функции источников; имеются в виду только кривые с  $v_{\text{max}} = 0$ ) и

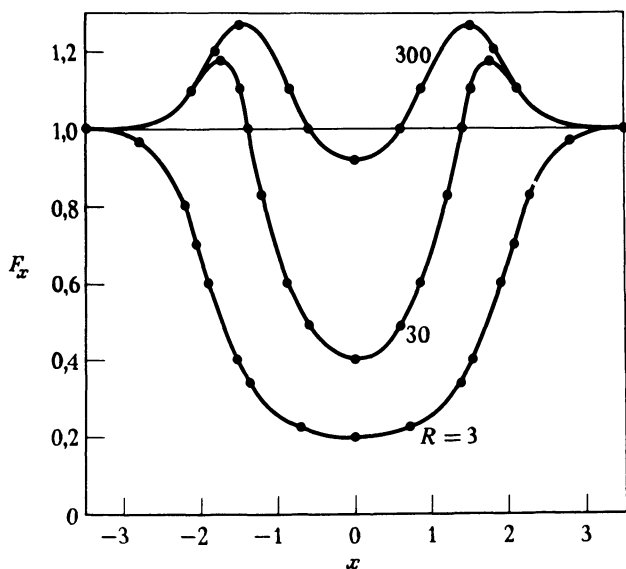


Рис. 11.14. Профили линии в потоке, создаваемом сферическими атмосферами с  $B = 1$ ,  $\varepsilon = 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $T_c = 2$ ,  $T_l = 10^3$  и  $\chi \propto r^{-2}$ . Функции источников в этих атмосферах показаны на рис. 14.11.

на рис. 11.14 (профили линий). И здесь функции источников из-за увеличенного выхода фотонов имеют гораздо меньшие (чем в плоском случае. — *Ред.*) значения, а профили линий из чисто абсорбционных постепенно превращаются в эмиссионные с обращением в центре (это обращение появляется только из-за того, что значения  $S_l$  при  $\tau \approx 1$  очень сильно уменьшаются; если бы  $S_l$  оставалась той же самой, в эмиссию переходила бы вся линия).

#### ЗАМЕЧАНИЯ О ДИАГНОСТИКЕ В РАМКАХ ЛТР

Из изложенного в предыдущих разделах этой главы сложилась картина процесса образования линий, которая является физически гораздо более последовательной и сильно отличается от картины, основанной на предположении об ЛТР. Хорошего *количественного* согласия с наблюдениями можно добиться лишь ценой решения полной многоуровневой задачи. Тем не менее стоит с самого начала сказать в общих чертах о некоторых изменениях, к которым с неизбежностью приводит тот новый подход, который был обрисован выше. Имея это в виду, кратко опишем некоторые из существенных отличий двух методов анализа — постулирующего ЛТР и последовательно учитывающего отклонения от ЛТР, обратив особое внимание на то, как эти отличия сказываются на надежности диагностики физических условий в звездных атмосферах. Подробное обсуждение многих из этих вопросов можно найти в [626].

В теории образования линий при ЛТР функция источников однозначно определяется локальной электронной температурой  $T_e$ , а профиль линии отражает изменение функции Планка с глубиной с точностью до того разрешения, которое определяется диффузией фотонов в пределах одной длины свободного пробега. В противоположность этому в той теории, где ЛТР не постулируется,  $S_l(\tau)$  уже более не связана столь непосредственно с  $T_e(\tau)$ , а определяется членом, описывающим рассеяние. Этот член — итог сложного взаимодействия между рождением фотонов, их выходом и гибелью за счет всех механизмов. Из этих механизмов лишь столкновения связывают акты рождения и гибели фотонов с локальным значением  $T_e$ . Другие механизмы притока фотонов в линию и оттока из нее (которые по своей эффективности могут далеко превосходить ударные) отражают взаимодействие с полями излучения в областях спектра, расположенных вне линии. До сих пор рассматривались только поля излучения в континууме. Однако, как будет установлено в гл. 12, в принципе должны учитываться и *все* линии, имеющиеся в составе совокупности переходов атома. Конечно, и в класси-

ческой теории имела известная гибкость. Она неявно присутствовала в подразделении линий на образующиеся «за счет рассеяния» и «за счет истинного поглощения». Но это подразделение было искусственным и по сути дела неправильным, так как мы видели, что любая функция источников в линии имеет член, обусловленный рассеянием, и вопрос, который действительно важен, состоит в том, каковы те механизмы притока и оттока фотонов в линии, которыми определяется величина этого члена, описывающего рассеяние. В классической теории существование линий, контролируемых фотоионизацией, явно осознано не было, а справиться с учетом взаимного влияния нескольких линий эта теория, по существу, была не способна.

Одно из важных последствий указанных выше изменений в теоретических представлениях состоит в том, что поскольку  $S_l$  более не определяется однозначно ходом  $T_e(\tau)$  ( $S_l$  может быть и не связана с  $T_e$ ), то ясно, что *нельзя надеяться* получить  $T_e(\tau)$  по интенсивности выходящего излучения  $I(0, \nu)$ . В частности, мы не раз сталкивались с тем, что  $S_l(0)$ , а потому и центральная интенсивность линии почти совершенно не связаны с поверхностной температурой  $T_0$ , а определяются процессом переноса излучения на расстояниях порядка длины термализации, причем главную роль играют фотоны крыльев линии. Поэтому литература, содержащая оценки поверхностных температур звезд, полученные по интенсивностям ядер линий на основе ЛТР-теории, — не более чем коллекция подробных «карт» несуществующей «территории».

Обобщая это заключение, отметим, что если предполагается ЛТР, то для объяснения наблюдаемых эмиссионных ядер у линий H и K CaII мы должны были бы принять такое немонотонное распределение температуры  $T_e^*(\tau)$ , при котором она сначала убывает наружу, затем возрастает и после этого снова спадает. Оно не согласовалось бы не только с распределением  $T_e(z)$ , полученным (исходя из ЛТР!) по данным об инфракрасных линиях и о континууме (которые указывают на спад температуры в фотосфере до образующего плато минимума, за которым следует ее хромосферно-корональный подъем; см. рис. 7.31 и 7.32). Распределение температуры, выведенное по линиям CaII, не позволяло бы также объяснить профили других линий (например, MgII), имеющих аналогичные самообращения. Более того, использование такого профиля температуры дало бы эмиссионные обращения у *всех* линий достаточно большой интенсивности, даже у тех, у которых они не наблюдаются (например, у  $H_\alpha$ ). Вся эта проблема исчезает, если класс

линий, контролируемых столкновениями, отделить от класса линий, контролируемых фотоионизациями. Кроме того, этот новый подход позволяет понять различную эффективность связи между  $S_i$  и  $T_e$  у разных линий, контролируемых столкновениями. Короче, анализ, не использующий априорного предположения об ЛТР, ведет к колоссальному улучшению общего понимания физической ситуации.

Одним из самых главных применений теории образования линий, основанной на предположении об ЛТР, служит определение химического состава звезд. Как мы видели, изменение  $S_i(\tau)$  с глубиной часто значительно отличается от изменения  $V_e(T)$ . Поэтому интенсивность выходящего в линии излучения (а значит, и ее эквивалентная ширина) должна отличаться от ее значения при ЛТР. Общая тенденция состоит в том, что отклонения от ЛТР увеличивают центральные глубины линий, контролируемых столкновениями, и эквивалентные ширины возрастают (а это означает, что содержание элемента, необходимое для получения наблюдаемой эквивалентной ширины, будет уменьшаться). Для линий, контролируемых фотоионизациями, отклонения от ЛТР могут как увеличивать, так и уменьшать силу линии. Полезный обзор того, какое влияние отклонения от ЛТР могут оказывать на определения химического состава, дается в [225].

До недавних пор ответ на вопрос, действительно ли отклонения от ЛТР приводят к существенным ошибкам при определении химического состава звездных атмосфер, оставался открытым и служил в литературе предметом интенсивных и пространственных споров. Как будет показано в § 12.4, теперь на этот вопрос во многих важных случаях можно дать положительный ответ (см. также [435]). Это не значит, что определения химического состава, выполненные в рамках ЛТР, всегда ошибочны. Во многих случаях это не так. Однако очевидно, что при рассмотрении любого вопроса нужно доказывать, а не просто принимать, что использование ЛТР обеспечивает требуемую степень точности.

Другой параметр, который часто получают при помощи метода кривых роста, — это характерная скорость «микротурбулентности» в атмосфере. Оставляя в стороне вопрос о том, адекватно ли простая кривая роста описывает сложную проблему образования линий в турбулентной среде (обсуждаемую в § 14.1), важно отметить, что определение этого конкретного параметра особенно подвержено ошибкам из-за влияния эффектов отклонений от ЛТР. Положение плоской части кривой роста чувствительно к тому, *каким*



*образом* и на *каком расстоянии* происходит насыщение линии из-за термализации, так как эти характеристики решения определяют *глубину* и *ширину* линии. Например, как отмечалось выше в § 11.2, хотя когерентное рассеяние может приводить к появлению линии такой же глубины, как и некогерентное рассеяние (при том же значении  $\varepsilon$ ), в последнем случае линия будет шире, а следовательно, ее эквивалентная ширина — больше. Расчеты, выполненные для идеализированных моделей атмосферы и для двухуровневого атома, показали, что отклонения от ЛТР оказывают важное влияние на плоскую часть кривой роста [25]. В последнее время были также созданы теоретические модели, позволяющие при рассмотрении переноса в линии без ЛТР учесть наличие стохастических полей скоростей. Хотя едва ли можно сомневаться в том, что крупномасштабные движения в звездных атмосферах *действительно существуют*, точность определяемых значений скоростей будет оставаться под вопросом, пока не будут использованы внутренне непротиворечивые аналитические методы.

Теперь мы перейдем к обсуждению попыток воссоздания наблюдаемого звездного спектра на основе использования реалистичных многоуровневых моделей атома и детальных моделей атмосфер. Для этого будут найдены физически непротиворечивые решения полной системы уравнений переноса и статистического равновесия.