получить новые значения для всех $n^*_{i,d}$ и $n_{e,d}$ [пользуясь уравнениями (5.27) — (5.31) и применяя итерации до достижения сходимости], а тем самым и новые значения χ^*_{dn} и η^*_{dn}, которые в свою очередь используются для получения формального решения уравнения переноса, дающего новые значения J_{dn} и f_{dn} ($d = 1, \ldots$ $\ldots, D$; $n = 1, \ldots, N$). По этим значениям опять строится уравнение (7.57), и вся процедура затем повторяется. По мере улучшения решения $\mathbf{K}_n$, $\mathbf{L}$ и $\mathbf{M}$ одновременно стремятся к нулю, а потому и $\delta\mathbf{N}$ и $\delta\mathbf{T} \to 0$.

Машинное время T в расчете на одну итерацию возрастает с ростом числа точек по частоте N и по глубине D так: $T = c2ND^2 + c'(2D)^3$. Рост с N происходит *линейно*, так что можно использовать *много* точек по частоте (например, для учета покровного эффекта). На самом деле опыт показал [35], [275], что в большинстве случаев решение можно сделать более экономным, если допустить, что газовое давление p_g при линеаризации остается постоянным (как это имеет место, если в (7.9) члены, описывающие давление излучения, пренебрежимо малы). Все разложения переписываются тогда в форме $\delta x = (\partial x/\partial T)_{p_g}\delta T + (\partial x/\partial p_g)_T \delta p_g$, где

$$(\partial x/\partial T)_{p_g} = (\partial x/\partial T)_N + (\partial x/\partial N)_T(\partial N/\partial T)_{p_g},$$

и непосредственно принимается, что $\delta p_g = 0$. Это позволяет исключить последнюю строку системы (7.57) и решать ее только относительно δT. Машинное время становится тогда равным $T = cND^2 + c'D^3$. Только что описанный метод пока широко не использовался, но его преимущества очевидны. В будущих исследованиях по моделям атмосфер с ЛТР его, вероятно, будут предпочитать другим методам.

7.3. Конвекция и модели атмосфер звезд поздних спектральных типов

Перенос энергии в звездной атмосфере может производиться либо излучением, либо конвекцией. На самом деле осуществляется тот из этих процессов, который является более эффективным. Общая картина такова: лучистое равновесие имеется у звезд спектральных типов A и более ранних, конвекция же становится существенной у звезд средних подтипов F, а у более поздних она доминирует. Конвективные течения в звездных атмосферах являются турбулентными (см., например, [90]) и характеризуются присутствием сложной иерархии «вихрей» или «пузырей», движущихся и взаимодействующих чрезвычайно сложным образом. Здесь возникает множество очень сложных физических и математических задач, и полной теории конвекции пока не существует. Поэтому мы рассмотрим лишь феноменологическую *теорию пути перемешивания*, которой описывается ряд основных физических сторон явления и которая служит основой, позволяющей по крайней мере проиллюстрировать эффекты, обусловленные конвекцией.

КРИТЕРИЙ УСТОЙЧИВОСТИ ШВАРЦШИЛЬДА

Предположим, что имеется атмосфера, находящаяся в лучистом равновесии. Выясним, испытывает ли элемент вещества, смещенный из своего первоначального положения, действие сил, стремящихся сдвинуть его еще дальше в направлении первоначального смещения. Если да, то атмосфера неустойчива по отношению к возникновению макроскопических движений и будет происходить конвекция, если же нет, то движение будет затухать и прекратится, так что будет иметь место лучистое равновесие. Основной критерий устойчивости относительно появления конвекции был установлен К. Шварцшильдом [416], стр. 25.

Рассмотрим небольшой элемент газа, положение которого подверглось возмущению, сместившему его в атмосфере вверх на расстояние Δr. Допустим, что а) движение происходит настолько медленно, что по давлению элемент остается в равновесии с окружающим его газом, и б) элемент не обменивается энергией с окружающей средой (т.е. процесс является *адиабатическим*). Когда элемент поднимается, давление падает, и поэтому газ расширяется. Его плотность уменьшается на $(\Delta\rho)_E = (d\rho/dr)_A \Delta r$, где индекс E означает «элемент», а индекс A — «адиабатический». Если плотность сместившегося в новое положение элемента меньше плотности окружающего его газа, то на него будет действовать сила плавучести и он будет продолжать подниматься. Таким образом, если $(d\rho/dr)_R$ — градиент плотности в окружающем газе, находящемся в лучистом равновесии, то неустойчивость наступает, если

$$(\Delta\rho)_E = (d\rho/dr)_A \Delta r < (\Delta\rho)_R = (d\rho/dr)_R \Delta r \tag{7.60}$$

(следует помнить, что $d\rho/dr < 0$). Соотношение (7.60) можно переписать в более удобной форме. В адиабатически расширяющемся (или сжимающемся) элементе, который мы сейчас будем считать состоящим из идеального газа, давление и плотность связаны соотношением $\ln p = \gamma \ln\rho + C$, тогда как в окружающей среде, находящейся в лучистом равновесии (и также считающейся идеальным газом) $\ln p = \ln \rho + \ln T + C'$. Пользуясь этими соотношениями для нахождения $(d\rho/dr)_A$ и $(d\rho/dr)_R$ и потребовав, чтобы эти градиенты давления были равны, из соотношения (7.60) находим, что критерий неустойчивости Шварцшильда имеет вид

$$\frac{\gamma - 1}{\gamma}\left(-\frac{d\ln p}{dr}\right)_R < \left(-\frac{d\ln T}{dr}\right)_R, \tag{7.61}$$

или

$$\nabla_R \equiv (d\ln T/d\ln p)_R > (\gamma - 1)/\gamma = (d\ln T/d\ln p)_A \equiv \nabla_A. \tag{7.62}$$

В звездных атмосферах из-за эффектов ионизации и влияния давления излучения газ не является идеальным. Это можно учесть, введя обобщающую γ величину Γ [160], стр. 57, и положив $\nabla_A = (\Gamma - 1)/\Gamma$, где Γ, вообще говоря, не будет равно значению γ для идеального одноатомного газа, т.е. $\gamma = C_P/C_V = 5/3$. Удобные формулы для вычисления Γ с учетом давления излучения и ионизации даются несколькими авторами (см., например, [638], §56; [643]; [364]). Эти эффекты могут иметь большое значение. Они могут чрезвычайно сильно уменьшать ∇_A, а потому и то критическое значение ∇_R, при котором наступает конвекция. Действительно, для идеального одноатомного газа $\nabla_A = (2/3)/(5/3) = 0{,}4$, тогда как в случае, когда давление создается только излучением, $\Gamma = 4/3$, так что $\nabla_A = 0{,}25$. В условиях, когда происходит ионизация водорода, Γ может быть равно всего 1,1, так что ∇_A падает до 0,1! Эти результаты очевидным образом свидетельствуют о том, что *в зонах ионизации водорода можно ожидать наличия конвекции.* Это заключение становится еще более определенным, если заметить, что в предельном случае диффузионного режима $-dT/dr = 3\pi F\,\bar{\chi}_R/16\sigma_R T^3$, что в силу условия гидростатического равновесия дает $\nabla_R = 3\pi F\,\bar{\chi}_R p/16\sigma_R g\rho T^4$. Отсюда видно, что, когда непрозрачность велика, для переноса в атмосфере потока F требуется, чтобы лучистый градиент температуры был большим. Непрозрачность звездного вещества становится велика тогда, когда населенности верхних уровней водорода делаются заметными. Это происходит примерно при тех же условиях, когда наступает ионизация, вызывающая убывание Γ. Эти два эффекта действуют одновременно и приводят к тому, что лучистый градиент температуры в зоне ионизации водорода оказывается определенно больше адиабатического, так что наступает конвекция. Важная роль этих механизмов и существование обширных водородных конвективных зон в оболочках звезд были впервые осознаны Унзольдом [636].

В звездах самых ранних типов водород практически полностью ионизован во всей оболочке, и поэтому имеется лучистое равновесие (существуют небольшие тонкие конвективные зоны, обусловленные ионизацией He и He^+, но в них конвекцией переносится лишь ничтожная доля полного потока). У A-звезд на небольших глубинах ($\tau \approx 0{,}2$) начинает развиваться водородная конвективная зона. У F-звезд конвективная зона простирается несколько глубже и становится толще. У звезд спектральных типов от F2 до F5, начиная с некоторой глубины в конвективной зоне, конвекция переносит уже практически весь поток. У звезд все более поздних типов конвективная зона простирается все глубже, а конвекция становится более эффективной. У M-звезд конвективная оболочка становится настолько протяженной, что определяет структуру звезды в целом [396].

ТЕОРИЯ ПУТИ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ

Основная физическая модель, используемая в теории пути перемешивания, состоит в том, что перенос энергии в неустойчивом слое осуществляется турбулентными элементами, движущимися вверх и вниз сквозь окружающую их среду. Элементы, движущиеся вверх (вниз), обладают избытком (дефицитом) тепловой энергии относительно окружающего их вещества. Принимается, что, пройдя некоторое характерное расстояние — *длину перемешивания*, эти элементы плавно «рассасываются» в окружающей среде, передавая ей весь тот избыток энергии, которым они обладают, или поглощая всю недостающую им энергию. В результате возникает прямой перенос энергии, и градиент температуры становится меньше того, который имел бы место, если бы единственным механизмом переноса энергии было лучеиспускание. Чтобы описать этот процесс количественно, введем следующие градиенты температуры: ∇_R — лучистый градиент, т.е. тот, который существовал бы, *если бы конвекции не происходило*; ∇_A — адиабатический градиент; ∇_E — градиент температуры в конвективных элементах и ∇ — «истинный» градиент в среде в том ее конечном состоянии, когда полный поток переносится совместно и излучением, и конвекцией. Вообще говоря, мы будем иметь

$$\nabla_R \geqslant \nabla \geqslant \nabla_E \geqslant \nabla_A. \tag{7.63}$$

Рассмотрим теперь элемент вещества, перемещающийся вверх. Если δT — разность температур этого элемента и окружающего его газа, то избыточная энергия, передаваемая единице объема, когда элемент смешивается с окружающей средой, равна $\rho C_p \delta T$. Рассматриваемая разность температур появляется из-за различия температурных градиентов в элементе и в окружающей его среде. Поэтому поток энергии, переносимый элементами, перемещающимися на расстояние Δr со средней скоростью $\bar{v}$, равен

$$\pi F_{\text{конв}} = \rho C_p \bar{v} \delta T = \rho C_p \bar{v}[(-dT/dr) - (-dT/dr)_E]\Delta r. \tag{7.64}$$

На заданном уровне в атмосфере будут находиться элементы, распределение которых по длинам пройденного ими пути будет случайным. Усредняя по всем элементам, положим $\Delta r = l/2$, где l — длина перемешивания. Далее, пользуясь уравнением гидростатики $dp/dr = -\rho g$ и вводя *шкалу высот по давлению* $H = (-d\ln p/dr)^{-1} = p/g\rho$, можем переписать (7.64) в виде

$$\pi F_{\text{конв}} = \frac{1}{2}\rho C_p \bar{v} T(\nabla - \nabla_E) l/H. \tag{7.65}$$

Чтобы оценить $\bar{v}$, вычислим работу, совершаемую элементом под действием сил плавучести, и приравняем ее кинетической энергии элемента. Если $\delta\rho$ есть разность плотностей элемента и окружающей среды, то сила плавучести равна $f_b = -g\delta\rho$. Уравнение состояния дает $\ln\rho = \ln p - \ln T + \ln\mu$, где μ считается переменным, чтобы учесть эффекты ионизации и влияние давления излучения. Поэтому можно написать $d(\ln\rho) = d(\ln p) - Qd(\ln T)$, где $Q = (1 - \partial\ln\mu/\partial\ln T)_p$. Потребовав, чтобы по давлению имело место равновесие ($\delta p = 0$), будем иметь $\delta\rho = -Q\rho\delta T/T$, так что

$$f_b = (gQ\rho/T)\delta T = (gQ\rho/T) \times [(-dT/dr) - (-dT/dr)_E]\Delta r. \tag{7.66}$$

Таким образом, сила плавучести растет со смещением линейно. Интегрируя по полному перемещению Δ и полагая $\Delta = l/2$, чтобы учесть, что ищется среднее по всем элементам, пересекающим рассматриваемый уровень, для средней работы, совершаемой элементами, получаем

$$\bar{w} = \int_0^{\Delta} f_b \Delta r d(\Delta r) = (gQ\rho H/8)(\nabla - \nabla_E)(l/H)^2. \tag{7.67}$$

Допустим теперь, что около половины этой работы тратится на «трение», связанное с необходимостью расталкивать в стороны другие турбулентные элементы, а вторая половина идет на придание элементу кинетической энергии (т. е. $\frac{1}{2}\rho\bar{v}^2 \approx \frac{1}{2}\bar{w}$). Тогда находим

$$\bar{v} = (gQH/8)^{1/2}(\nabla - \nabla_E)^{1/2} l/H, \tag{7.68}$$

и поэтому, согласно формуле (7.65),

$$\pi F_{\text{конв}} = (gQH/32)^{1/2}(\rho C_p T)(\nabla - \nabla_E)^{3/2}(l/H)^2. \tag{7.69}$$

Одна из неопределенностей такого подхода состоит в том, что неясно, как выбирать длину перемешивания l. Обычно принимают, что l попросту равно H, умноженному на некоторую постоянную, скажем 1 или 2.

Чтобы сделать теорию замкнутой, нужно иметь еще одно соотношение, которое позволило бы выразить ∇ и ∇_E через ∇_R и ∇_A. Следуя Унзольду, это делают путем рассмотрения эффективности конвективного переноса энергии. Когда элемент поднимается, его температура превышает температуру окружающей среды (чем и объясняется, что происходит перенос энергии). Этот избыток температуры ведет к тому, что элемент будет терять некоторую энергию, передавая ее окружающей среде за счет излучения. Эта потеря энергии будет уменьшать избыточную энергию, запасенную в элементе, а вместе с тем и энергию, высвобождающуюся при «рассасывании» элемента в конце пути перемешивания. Введем поэтому параметр эффективности, положив

$$\gamma = \frac{\text{Запас избыточной энергии в момент рассасывания элемента}}{\text{Потеря энергии за счет излучения за время жизни элемента}}. \tag{7.70}$$

Запас избыточной энергии в элементе пропорционален $\nabla - \nabla_E$ [см. формулу (7.65)]. Если бы при движении элемента соблюдалось условие адиабатичности, то его энергосодержание было бы пропорционально $\nabla - \nabla_E$. Следовательно, потери за счет излучения пропорциональны $(\nabla - \nabla_A) - (\nabla - \nabla_E) = \nabla_E - \nabla_A$, так что

$$\gamma = (\nabla - \nabla_E)/(\nabla_E - \nabla_A). \tag{7.71}$$

С другой стороны, величины, стоящие в числителе и знаменателе выражения (7.70), можно выразить через локальные значения переменных. Так, для элемента объема V с избытком температуры δT запас избыточной энергии равен $\rho C_p V\delta T$. Потери на излучение зависят от того, является ли элемент оптически тонким или оптически толстым. В предельном случае оптически тонкого элемента скорость потери энергии будет равна $4\pi\bar{\chi}_R\Delta B$, причем потери энергии происходят из объема V в течение времени $l/\bar{v}$. Приняв, что на протяжении этого времени среднее значение избытка температуры составляет $\delta T/2$, будем иметь

$$\gamma_{\text{тонк}} = (\rho C_p V\delta T)/[4\pi(4\sigma_R T^3/\pi) \times$$
$$\times (\delta T/2)(\bar{\chi}_R V)(l/\bar{v})] = \rho C_p \bar{v}/8\sigma_R T^3 \tau_e, \tag{7.72}$$

где через τ_e обозначена оптическая толщина элемента с характерным размером l, т.е. $\tau_e = \bar{\chi}_R l$. Эта формула применима при $\tau_e \ll 1$. В противоположном крайнем случае, когда $\tau_e \gg 1$, для определения лучистого потока, теряемого элементом с характерным размером l и флуктуацией температуры δT, можно воспользоваться диффузионным приближением, положив $-dT/dr \approx \delta T/l$. Приняв, что площадь поверхности элемента равна A, и взяв то же самое время его жизни, что и раньше, будем теперь иметь

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{толст}} &= (\rho C_p V\delta T)/[(16\sigma_R T^3/3\bar{\chi}_R) \times \\ \times\ (\delta T/l)A(l/\bar{v})] &= (\rho C_p\bar{v}/16\sigma_R T^3)3\bar{\chi}_R(V/A). \end{aligned} \tag{7.73}$$

Выбор V/A неоднозначен и служит еще одним источником неопределенности в этой теории. Если допустить, что элементы сферические, то $V/A = l/3$ и

$$\gamma_{\text{толст}} = \frac{1}{2}\tau_e(\rho C_p\bar{v})/8\sigma_R T^3. \tag{7.74}$$

Интерполяционное выражение, описывающее переход от одного из этих крайних случаев к другому, можно взять в виде

$$\gamma = [\rho C_p\bar{v}/8\sigma_R T^3]\left(1 + \frac{1}{2}\tau_e^2\right)/\tau_e. \tag{7.75}$$

Комбинируя формулы (7.71) и (7.75) и подставляя вместо $\bar{v}$ его выражение (7.68), окончательно получаем

$$\frac{\nabla_E - \nabla_A}{(\nabla - \nabla_E)^{1/2}} = \frac{16\sqrt{2}\,\sigma_R T^3}{\rho C_p(gQH)^{1/2}(l/H)}\,\frac{\tau_e}{1 + \frac{1}{2}\tau_e^2} \equiv B. \tag{7.76}$$

Последнее условие, которое нам следует наложить, состоит в том, что излучение и конвекция, взятые вместе, должны переносить требуемый полный поток, т.е.

$$\pi F = \pi F_{\text{луч}} + \pi F_{\text{конв}} = \sigma_R T^4_{\text{эфф}}. \tag{7.77}$$

Описанная выше теория пути перемешивания является простейшей (и наиболее широко используемой в астрофизике) теорией конвекции. Предложены многочисленные ее уточнения, имеющие целью ввести в теорию нелокальную информацию. Попытки описать здесь эти уточненные теории увели бы нас слишком далеко в сторону. Интересующемуся этим читателю следует обратиться к литературе (см., например, [594]; [595]; [450], стр. 237; [479] и цитируемые в них работы).

КОНВЕКТИВНЫЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕР

Расчет конвективных моделей атмосфер сложнее расчета моделей с лучистым равновесием (даже при принятии теории пути перемешивания), так как здесь имеются два механизма переноса энергии, которые должны быть в итоге сбалансированы таким образом, чтобы обеспечить выполнение соотношения (7.77). Можно поступить следующим образом. Предположим, что принято то или иное конкретное распределение температуры, например серое в шкале оптических глубин, основанной на росселандовом среднем. Тогда, как и раньше, интегрируем шаг за шагом уравнения (7.35) и (7.36). Для каждой точки можно вычислить $\nabla_R = \nabla_R(T, p, p_g)$ и $\nabla_A = \nabla_A(T, p, p_g)$. Если для какой-то точки окажется, что выполняется условие неустойчивости, то нужно определить тот истинный градиент $\nabla(\nabla_R \geqslant \nabla \geqslant \nabla_A)$, который удовлетворяет условию (7.77). Если неустойчивость наступает достаточно глубоко, чтобы было применимо диффузионное приближение, то $F_{\text{луч}}/F = \nabla/\nabla_R$ и уравнения (7.77) и (7.69) дают

$$A(\nabla - \nabla_E)^{3/2} = \nabla_R - \nabla, \tag{7.78}$$

где A зависит только от локальных значений переменных. Добавив $(\nabla - \nabla_E) + (\nabla_E - \nabla_A)$ к обеим частям (7.78) и воспользовавшись (7.76) для исключения $\nabla_E - \nabla_A$, получаем кубическое уравнение для $x = (\nabla - \nabla_E)^{1/2}$, именно

$$A(\nabla - \nabla_E)^{3/2} + (\nabla - \nabla_E) + B(\nabla - \nabla_E)^{1/2} = \nabla_R - \nabla_A. \tag{7.79}$$

Его можно решить стандартными методами, найдя корень x_0. Таким путем мы получаем истинный градиент $\nabla = \nabla_A + Bx_0 + x_0^2$ и после этого переходим к интегрированию, рассматривая теперь T как функцию p. Если в некоторой точке конвекция прекращается, следует вернуться к первоначальной зависимости $T(\bar{\tau}_R)$ (перестроенной таким образом, чтобы она соответствовала текущим значениям T и $\bar{\tau}_R$) и далее продолжать интегрирование в зоне лучистого равновесия.

В том случае, когда вещество заранее предполагается серым (или — для несерого вещества — если конвективная зона находится достаточно глубоко, чтобы было справедливо диффузионное приближение, а вблизи поверхности известно истинное несерое распределение температуры), приведенная выше трактовка является практически точной. Пользуясь этим подходом для серых атмосфер, Витензе [653] выполнила расчеты для широкого набора значений эффективных температур и ускорений силы тяжести. Эта работа позволила составить ясное представление о той роли, которую конвекция играет в звездных атмосферах в пределах большей части диаграммы Герцшпрунга — Рессела. Как правило, можно ожидать, что самые наружные слои всегда будут находиться в лучистом равновесии, так как плотность и непрозрачность в них малы, и поэтому лучистый перенос эффективнее конвективного. В более глубоких слоях непрозрачность и плотность возрастают, может происходить ионизация, а потому может начаться конвекция. Конвекция будет вызывать наибольшие эффекты у звезд с низкими эффективными температурами (у них водород в наружных слоях практически нейтрален) и большими ускорениями силы тяжести (что влечет большую плотность и теплоемкость, а потому и высокую эффективность переноса тепла конвекцией). Когда конвекция эффективна, ею переносится практически весь поток и градиент ∇ будет близок к ∇_A. Так, в недрах звезд конвекция столь эффективна (когда она имеет место), что можно полагать $\nabla = \nabla_A$ и полностью обойтись без теории пути перемешивания. Когда же конвекция неэффективна, истинный градиент ∇ будет близок к ∇_R и значительная часть потока может переноситься излучением. В таком положении неопределенности теории пути перемешивания дают знать себя в полной мере.

Когда конвективная зона расположена настолько близко к поверхности, что диффузионное приближение, использованное при выводе (7.78), неприменимо, то $F_{\text{луч}}$ надо рассчитывать путем решения уравнения переноса для несерого случая. При этом следует пользоваться той или иной итеративной процедурой коррекции температуры. Во всех таких процедурах существенно учитывать изменения $F_{\text{луч}}$ и $F_{\text{конв}}$, вызываемые изменениями температурной структуры. Методы построения конвективных моделей, основанные на обобщении процедуры Эвретта — Крука, были использованы для изучения F-звезд главной последовательности [422], сверхгигантов промежуточных типов [500] и М-звезд (от карликов до сверхгигантов) [48]. Детальное описание машинной программы, в которой учитывается конвекция, дается в [379]. Имеется обширная сетка несерых моделей ($4000\,\text{К} \leqslant T_{\text{эфф}} \leqslant 50000\,\text{К}$, $2 \leqslant \lg g \leqslant 5$), рассчитанных с учетом влияния конвекции (когда это было необходимо) и покровного эффекта [247], стр. 377. Менее обширные сетки конвективных моделей, построенных с учетом покровного эффекта, можно найти в [512], [513], [514]. Обширные расчеты для гигантов и сверхгигантов типа М, выполненные с учетом молекулярного покровного эффекта, даются в [341], [342]. Солнечная конвективная зона изучалась как в приближении пути перемешивания [652] (см. также [479]), так и в рамках более детальных гидродинамических теорий [99], [100]. Недавно развиты методы расчета конвективных моделей, использующие метод линеаризации, аналогичный описанному в §7.2 [274], [275], [479]. Главное изменение в формулировке метода состоит в использовании в качестве уравнения энергетического баланса соотношения (7.77). Вводится дискретное представление потока (см. стр. 207). Пользуясь сеткой $\{\mu_i, \nu_i\}$ для угловой и частотной переменных, можем написать

$$4\pi \sum_{i=1}^{I} w_i \mu_i^2 (u_{d+1,i} - u_{di})/\Delta\tau_{d+1/2,i} + \pi F_{\text{конв}} \Big|_{d+1/2} = \sigma_R T_{\text{эфф}}^4. \quad (7.80)$$

Конвективный поток можно рассматривать как функцию $F_{\text{конв}} = F_{\text{конв}}(p, p_g, T, \nabla)$ [если эти переменные известны, то ∇_E получается по формуле (7.76), а $F_{\text{конв}}$ — из (7.69)]. Радиативный член можно линеаризовать так же, как это делалось ранее. При линеаризации конвективного члена полное давление фиксировано и производные, входящие в выражение

$$F_{\text{конв}} = F_{\text{конв}}^{\circ} + (\partial F_{\text{конв}}/\partial p_g)\delta p_g + (\partial F_{\text{конв}}/\partial T)\delta T + (\partial F_{\text{конв}}/\partial \nabla)\delta\nabla, \quad (7.81)$$

рассчитываются численно. Чтобы привести его к выражению, содержащему только δT, вводится несколько приближений [274]. Разработаны практические процедуры для получения численных решений [274], [275]. Улучшения сходимости можно было бы добиться и введением наряду с членами, содержащими δT, также и членов с δN, но, как уже описывалось выше, это оказывается дороже.

Теория конвекции, применяемая в настоящее время при анализе звездных атмосфер, является лишь эвристической. Ведутся активные работы по ее улучшению и созданию физической теории конвекции. Когда появятся более точные трактовки конвекции, мы станем понимать строение атмосфер звезд поздних типов значительно лучше.

7.4. Результаты расчетов моделей атмосфер с ЛТР для звезд ранних спектральных типов

Самая большая группа из имеющихся надежных моделей атмосфер относится к солнечному спектральному типу и более ранним. Поэтому мы ограничим свое внимание главным образом рас-