

После первых работ [229] расчеты эволюции звезд в широком интервале масс проводились различными группами исследователей с использованием все более мощных компьютеров. К настоящему времени (1987) в общих чертах ясна картина ядерной эволюции звезды, начиная с главной последовательности и кончая образованием белого карлика, нейтронной звезды или черной дыры. В то же время, несмотря на большие затраченные усилия, имеется лишь довольно грубая схема эволюции, а достоверность многих деталей невелика. При качественном сходстве детали расчетов, выполненных различными авторами, не совпадают. В значительной мере это связано с неопределенностью многих физических основ теории эволюции, таких, как конвекция, перемешивание, скорости ядерных реакций при низких энергиях и др. Возможно, здесь играют роль и вычислительные трудности, связанные с накоплением численных ошибок, из-за чего различные методы решения уравнений (см. гл. 6) дают иногда разные результаты. В последнем пункте ситуация здесь менее драматична, чем в теории двумерного коллапса (см. § 27), где изменение только численного метода приводит к качественному изменению результатов.

Подробные расчеты эволюции были проведены японскими учеными [391], Шварцшильдом и Хэрмом [386–388, 569–573], Ибеном [406–426], и Пачиньским [520–531]. Важные результаты получены также в работах Стотерса [587–589] с соавторами, Киппенхана с соавторами, см. обзор [394], советских авторов [165, 290, 155, 82, 81, 204–206] и др.

§ 31. Источники неопределенности в эволюционных расчетах

а) **Конвекция.** Ввиду отсутствия строгой количественной теории конвекции (см. гл. 3) в эволюционных расчетах обычно пользуются феноменологическим описанием по теории пути перемешивания*). Неопределенный параметр этой теории — путь перемешивания l — по-разному выбирался различными авторами. В работах Ибена [406, 413, 590, 425] длина пути перемешивания определялась масштабом неоднородности в распределении плотности

$$l = \alpha |\rho / \nabla \rho| = \alpha H_\rho, \quad \alpha = 1/2. \quad (31.1)$$

В более поздних его работах [414, 416, 417, 271, 459] использовалась шкала высот по давлению

$$l = \alpha |P / \nabla P| = \alpha H_P, \quad 0,4 < \alpha < 1,2. \quad (31.2)$$

В работе [587] формула (31.1) использовалась с различными значениями α . В некоторых случаях (малые плотности, большая светимость и большая непрозрачность) (31.1) завышает эффективность конвективного

*) В работе [391] описание конвекции проводилось еще более упрощенно.

переноса. В работах [521, 524, 528] использовалась формула (31.2) с $\alpha = 1$. Тот же способ описания конвекции рассматривался в [290]. В случае (31.2) во внешних оболочках звезд с $T_{\text{ef}} \leq 6000$ К может возникнуть инверсный градиент плотности, связанный с ограниченными возможностями переноса тепла конвекцией. Указанные выше способы описания конвекции использовались только в конвективных оболочках звезд. В конвективных ядрах, где плотности достаточно велики, использовалось приближение адиабатической конвекции. Как отмечалось в [290], это приближение может нарушиться, например, вблизи конца горения водорода и образования лучистого гелиевого ядра. Приближение адиабатической конвекции используется обычно и в слоевых источниках (см. ниже), где оно является слишком грубым, так как в пределах шкалы высот по давлению поток энергии может меняться на несколько порядков [423]. Влияние неадиабатичности в этой области на эволюционные треки до сих пор не исследовано.

б) Полуконвекция. В массивных звездах с $M > 10 M_{\odot}$ уход звезды с главной последовательности, где она химически однородна, приводит к появлению над конвективным ядром зоны с очень малым превышением градиента температуры $\gamma_{\text{rad}} = \frac{d \ln T}{d \ln P}$ над адиабатическим $\gamma_2 = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_S$

(см. § 10 и 22). Эта зона называется промежуточной конвективной или полуконвективной. Причиной появления этой зоны с ростом массы звезды является увеличение роли лучистого давления, которое уменьшает ∇_a по сравнению с чисто газовым случаем. Примерное равенство γ_2 и ∇_{rad} , а также близость этой зоны к конвективному ядру приводят к большим неопределенностям в счете. До сих пор нет единого мнения о критерии конвективной устойчивости в химически неоднородной среде. На наш взгляд необходим учет градиента химического состава (см. (10.11)), однако во многих работах используется критерий (10.3). Выбор между этими критериями решающим образом влияет на перемешивание между ядром и полуконвективной зоной. В случае критерия Леду (10.11) между конвективным ядром и зоной полуконвекции возникает лучистый слой, препятствующий поступлению дополнительного вещества в конвективное ядро [165]. В случае критерия Шварцшильда (10.3) зона полуконвекции соприкасается с ядром, однако предполагается не полное перемешивание, а установление такого градиента концентрации, при котором $\gamma_2 = \gamma_{\text{rad}}$. Расчеты по разным критериям приводят к неопределенностям в пределах $\sim 10\%$ на стадии горения водорода и к существенно большим различиям на поздних стадиях. Это касается, в частности, положения массивных звезд с $10 \leq M \leq 40 M_{\odot}$ на стадии горения гелия в ядре: в случае критерия (10.11) гелий в основном сгорает, когда звезда является красным сверхгигантом с $T_{\text{ef}} \leq 5000$ К, а в случае критерия (10.3) основное время горения гелия массивная звезда проводит в области голубых сверхгигантов с $T \geq 10^4$ К. В звездах с $M \geq 40 M_{\odot}$ гелий всегда сгорает в области красных сверхгигантов и выбор критерия оказывается несущественным [155]*). Дальнейшая эволюция массивных звезд, начиная с горения углеро-

*) См., однако, [588], рис. 67 и табл. 41.

да, происходит в области красных сверхгигантов и не зависит от выбора критерия конвекции [155].

в) **Нелокальность и проникновение конвекции.** Как отмечалось в § 11, конвективные элементы проникают в область устойчивости, увеличивая зону перемешивания.

Однако глубина проникновения сильно зависит от способа ее определения. В [576, 475] получено $d \leq 0,15 H_p$ (см. § 11), в то же время в [329], где использовалась статистическая модель турбулентной диффузии, величина d/H_p достигала 0,7. В эволюционных расчетах [589] рассматривались различные варианты $0 \leq d/H_p \leq 0,7$ при исследовании эволюции массивных звезд с $15 \leq M/M_\odot \leq 120$ до выгорания водорода в центре. Наибольшие эффекты от учета проникновения конвекции и дополнительного перемешивания следует ожидать на стадии горения тонких слоевых источников, однако такое исследование, насколько нам известно, пока не проводилось.

г) **Непрозрачность и ядерные реакции.** Развитие атомной и ядерной физики позволило теоретически и экспериментально определить непрозрачность вещества (гл. 2) и скорости ядерных реакций (гл. 4, 5). В отличие от конвекции, при определении непрозрачности имеют дело с достаточно строгими теориями. Однако объем вычислительных работ, связанный с учетом большого числа линий, оказывается столь большим, что таблицы непрозрачности постоянно уточняются (см. [128, 129, 334, 250, 319]).

При определении скоростей ядерных реакций теоретические исследования не дают точного ответа, ввиду отсутствия теории сильных взаимодействий необходимо использовать экспериментальные данные. Получение их в области низких энергий, интересных для астрофизики, часто весьма затруднительно. По мере накопления данных скорости многих реакций меняются (см. обзоры [360, 361, 389]). Учет экранирования ядерных реакций при большой плотности сталкивается также с большими неопределенностями ввиду необходимости решения задачи многих тел, для которой имеются только приближенные и не очень строгие подходы (см. § 17).

В существующей ситуации выбор формул и таблиц для непрозрачности, а также для скоростей ядерных реакций часто связан с субъективным подходом астрофизика, проводящего расчеты эволюции.

д) **Способы расчета оболочки.** Оболочки, в которых предполагается тепловое равновесие, рассчитываются обычно отдельно от ядра (см. § 22). Масса оболочки и способ сшивки при этом выбираются по-разному. В [446, 290] статическая оболочка занимала 3% массы звезды, но в [446] модели оболочек рассчитывались заранее и параметры их находились с помощью интерполяции, а в [290] модели оболочек рассчитывались для каждой модели звезды. В [81, 82] масса оболочки составляла 5%, в [522, 521, 524, 528] она составляла 10% от массы звезды и даже больше. Различались также детали расчета ионизационного равновесия, что приводило к различиям в уравнении состояния даже при одинаковых химических составах. Все эти детали отражаются на эволюционных треках.

е) **Другие факторы.** Существенным препятствием, затрудняющим сравнение результатов различных авторов, является различие в начальных химических составах и в рассматриваемых массах звезд. В разных работах

массы принимались равными

$M/M_{\odot} = 0,8, 1,5, 3, 7, 10, 15$	в [521],	(31.3)
1,25, 1,5, 2,25, 3, 5, 9, 15	в [413],	
16, 32, 64	в [82],	
30	в [165],	
9, 30	в [290],	
15, 30	в [587],	
3, 5, 7	в [271],	
15, 25	в [459],	

а начальные химические составы таковы:

$(x_H, x_{He}, x_Z) = (0,708, 0,272, 0,02)$	в [407–413]	(31.4)
$(0,602, 0,354, 0,044)$	в [446]	
$(0,7, 0,27, 0,03)$	в [521]	
$(0,75, 0,22, 0,03)$	в [165, 290]	
$(0,7, 0,28, 0,02)$	в [459]	
$0,62 \leq x_H \leq 0,739, 0,021 \leq x_Z \leq 0,044$	в [587]	
$0,71 \leq x_H \leq 0,78, 0,001 \leq x_Z \leq 0,02$	в [271].	

Вращение и магнитное поле звезд может оказывать существенное влияние на ядерную эволюцию, вызывая меридиональную циркуляцию и связанное с ней перемешивание. Учет этих факторов в расчетах, охватывающих фазы от главной последовательности до поздних стадий, практически не проводился.

Использование различных методов расчета (см. гл. 6) и различных версий одного и того же метода может дать незначительные различия для химически однородных моделей на главной последовательности. При достижении поздних стадий, требующих ≥ 1000 эволюционных шагов, накопление численных ошибок и, соответственно, чувствительность результатов к выбору численной схемы могут оказаться существенными. К настоящему времени этот вопрос не исследован.

Важным фактором, влияющим на эволюцию звезд, является потеря массы. Учет влияния этой потери при рассмотрении эволюции массивных звезд (см., например, [588, 618, 476, 477]) и звезд средней массы [387, 420, 563, 565] в отсутствие разработанной теории истечения из звезд проводился феноменологически (за исключением попытки самосогласованного решения в [290]) и оставляет много неопределенностей.

§ 32. Эволюция звезд на спокойных стадиях горения

Результаты эволюционных расчетов представляются обычно в виде треков на диаграмме Герцшпрунга–Рассела (ГР), где по горизонтали откладывается логарифм эффективной температуры $\lg T_{ef}$ (см. (6.21), (22.11)), а по вертикали — логарифм светимости $\lg L$.

Звезды с $M \geq 0,8 M_{\odot}$, для которых длительность ядерной эволюции не превышает космологическое время $\sim 2 \cdot 10^{10}$ лет, не вырождены на главной последовательности (ГП) химически однородных звезд с составом нормальным (табл. 1) или обедненным тяжелыми элементами. Эволюция звезды сопровождается ростом ее центральной плотности и прибли-