

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-

жением к состоянию вырождения. Для маломассивных звезд с $M \leq 2,25 M_{\odot}$ вырожденным оказывается уже гелиевое ядро, образующееся после выгорания водорода в центре и ухода звезды с ГП. Для звезд промежуточной массы с $2,25 < M/M_{\odot} \leq 8$ гелиевое ядро не вырождено, но вырожденным является образующееся после выгорания гелия углеродное ядро, а при $M = (8 \div 10) M_{\odot}$ вырождение наступает на стадии кислородно-неоно-магниевого ядра. В массивных звездах с $M > 13 M_{\odot}$ вырождение наступает только на последних стадиях эволюции с большой нейтринной светимостью $L_{\nu} \gg L_{\text{opt}} (\equiv L)$ [415, 626, 625].

После формирования вырожденного ядра в звездах развиваются тепловые неустойчивости, приводящие к быстрым и сильным изменениям в скорости энерговыделения и к существенным, хотя и не столь заметным изменениям T_{ef} и L . К ним относятся гелиевые вспышки в вырожденном ядре маломассивной звезды [573, 569, 388], вспышки в невырожденном гелиевом слоевом источнике при наличии вырожденного углеродного ядра в звездах малой и средней массы [570, 386, 571, 627]. Особо нужно выделить вспышки в углеродных вырожденных ядрах, могущих привести к взрывам сверхновых [524, 526]. Расчеты на этих стадиях часто проводятся с привлечением различных упрощающих условий [552, 523, 204, 597], так как обычные методы (см. § 22) оказываются неэффективными.

В невырожденных звездах также может иметь место тепловая неустойчивость, проявляющаяся в нерегулярном характере петель на ГР диаграмме ([651, 522, 271], см. ниже). Ввиду существенно больших времен развития и меньших перепадов в энерговыделении эта неустойчивость не создает столь существенных трудностей при расчетах.

а) Расчеты Ибена. Первая большая серия расчетов эволюции звезд различной массы опубликована Ибеном в 1964–67 гг. [407–413]. Расчеты проводились методом Хеньи с пришивкой оболочки (§ 22) для начального химического состава $x_{\text{H}} = 0,708$, $x_{\text{He}} = 0,272$, $x_{\text{Z}} = 0,02$. Конвекция в оболочке рассчитывалась с длиной пути перемешивания, равной половине шкалы высот по плотности $l = \frac{1}{2} H_{\rho}$. В качестве критерия конвекции принималось условие Шварцшильда (10.3), не учитывающее градиент химического состава. Основные результаты этих расчетов представлены на рис. 50–54 и в табл. 34, 35. Модели звезд с $M > 3 M_{\odot}$ строились до исчерпания гелия в центре, а для $M < 3 M_{\odot}$ — до загорания гелия в ядре. Расчет эволюции звезды с $5 M_{\odot}$ протянут несколько дальше вдоль стадии горения гелиевого слоевого источника. Для звезд с $M \leq 9 M_{\odot}$ отрезки между точками на рис. 50–53 соответствуют следующим стадиям эволюции:

- 1–3 горение водорода в ядре (ГП);
- 3–4 гравитационное сжатие всей звезды; эта фаза отсутствует для звезды с $M = 1 M_{\odot}$;
- 4–5 загорание водородного слоевого источника;
- 5–6 горение водорода в толстом слое;
- 6–9 уменьшение толщины слоя водородного горения;
- 9–10 быстрое распространение конвекции от поверхностных слоев внутрь звезды;

Времена эволюции звезд

Точка	$1 M_{\odot}$	$1,25 M_{\odot}$	$1,5 M_{\odot}$	$2,25 M_{\odot}$	$3 M_{\odot}$	$5 M_{\odot}$	$9 M_{\odot}$	$15 M_{\odot}$
	в 10^9 лет			в 10^8 лет		в 10^7 лет		
1	0,0506	0,02954	0,01821	0,058550	0,024586	0,15800	0,0232171	0,0138224
2	3,8209	1,4220	1,0277	2,7988965	1,38921	4,01899	1,435125	0,663253
3	6,7100	2,8320	1,5710	4,8502987	2,23669	6,60443	2,129274	1,024045
4	8,1719	3,1044	1,652	5,0150323	2,34089	6,82168	2,189700	1,046745
5	9,2012	3,5524	1,8261	5,2017959	2,40119	6,83608	2,193710	1,048983
6	9,9030	3,9213	1,9666	5,3846801	2,44420	6,95886	2,198813	1,050644
7	10,195	4,0597	2,0010	5,4459513	2,47004	7,00750	2,206125	1,054302
8	4,1204	2,0397	5,4736797	2,47865	7,02016	2,209479	1,113604
9	4,1593	2,0676	5,4947244	2,48429	7,02709	2,212819	1,154207
10	10,352	4,2060	2,1059	5,5157054	2,48925	7,03418	2,213585	1,192760
11	10,565	4,3437	2,1991	5,6167250	1,208043
12	10,750	4,4505	2,2628	5,7773918	2,50728	2,215236	1,210199
13	10,875	4,5349	5,8986139	2,53163	7,08275	2,220137	1,211368
14	2,55850	2,243431
15	2,78295	7,57595	2,267412
16	2,94233	7,77057	2,273715
17	3,06968	2,277173
18	3,19043	8,68987	2,314993
19	3,23566	2,567444
20	3,26323	8,78291	2,623007
21	8,79060	2,625870
Литература	[411]	[411]	[411]	[412]	[407]	[408]	[409]	[410]

Основные параметры звезд на эволюционных треках рис. 50–54 и в табл. 34

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\rho_c,$ г · см ⁻³	$T_c,$ 10 ⁶ К	$\frac{L}{L_{\odot}}$	$\frac{R_s}{R_{\odot}}$	$\rho_c,$ г · см ⁻³	$T_c,$ 10 ⁶ К	$\frac{L}{L_{\odot}}$	$\frac{R_s}{R_{\odot}}$	$\frac{M_1}{M_{\odot}}$	$\frac{M_2}{M_{\odot}}$	$\frac{M_c, \text{ms}}{M_{\odot}}$	$\frac{M_c, \text{max}}{M_{\odot}}$	$t_{\text{ms}},$ годы	Литера- тура
	главная последовательность				последняя модель в табл. 34									
1	90,0	13,9	0,73	0,87	9,12 (4)	27,4	11,4	6,18	0,2	1,02 (10)	[411]
1,25	93,5	16,6	2,3	1,08	1,3 (5)	31,0	29,0	10,3	0,23	...	0,012	0,058	4,03 (9)	[411]
1,5	87,7	18,8	5,4	1,18	1,14 (5)	29,9	19,6	7,72	0,22	...	0,056	0,12	1,98 (9)	[411]
2,25	58,8	22,2	30	1,45	3,2 (5)	92,5	590	59,2	0,38	...	0,26	0,33	5,32 (8)	[412]
3	40,4	24,1	95	1,75	4,14 (4)	158	210	26,4	0,59	0,14	0,46	0,53	2,21 (8)	[407]
5	17,5	27,3	620	2,40	2,16 (4)	184	1,94 (3)	44	1,08	0,3	1,0	1,1	6,44 (7)	[408]
9	10,5	31,0	4,5(3)	3,40	1,33(4)	262	1,6(4)	37	1,9	0,74	2,4	2,7	2,11(7)	[409]
15	6,17	34,4	2(4)	4,40	3,9(3)	300	7,8(4)	530	4,7	2,7	5,9	5,9	1,01(7)	[410]

ρ_c и T_c — центральные плотность и температура, L и R_s — светимость и радиус звезды, M_1 — масса ядра, где выгорел водород, M_2 — масса СО ядра, M_c, ms — масса конвективного ядра на главной последовательности, M_c, max — максимальная масса конвективного ядра, t_{ms} — время жизни звезды на главной последовательности.

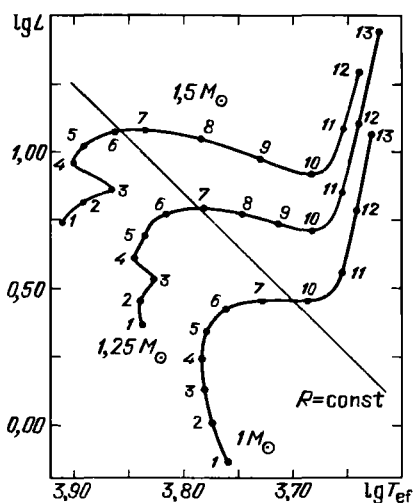
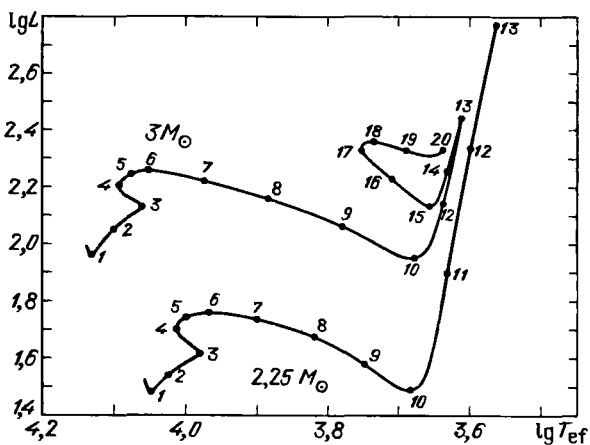


Рис. 50. Эволюционные треки звезд с массами 1, 1,25, 1,5 M_{\odot} с химическим составом из (31.4). Светимость L дана в L_{\odot} , эффективная температура T_{ef} в К. Каждой цифре соответствует время эволюции из табл. 34. Время t_1 соответствует стадии гравитационного сжатия звезды к главной последовательности. Прямая линия соответствует постоянному радиусу, из [411]

Рис. 51. То же, что на рис. 50 для $M = 2,25, 3 M_{\odot}$, из [412, 407]



- 10–13 стадия красного гиганта;
- 13 включение реакции $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ в ядре;
- 13–15 первая стадия горения гелия в ядре;
- 15–16 исчезновение глубокой конвективной оболочки, быстрое сжатие;
- 16–18 основная стадия горения гелия в ядре;
- 20–21 общее сжатие с истощением гелия в центре;
- 21–22 горение гелия в толстом слоевом источнике;
- 23 излучение нейтрино из ядра, горение гелия в тонком слоевом источнике.

Треки между точками 21–23 на рис. 52 топологически эквивалентны трекам, полученным в аналогичных расчетах [443, 444].

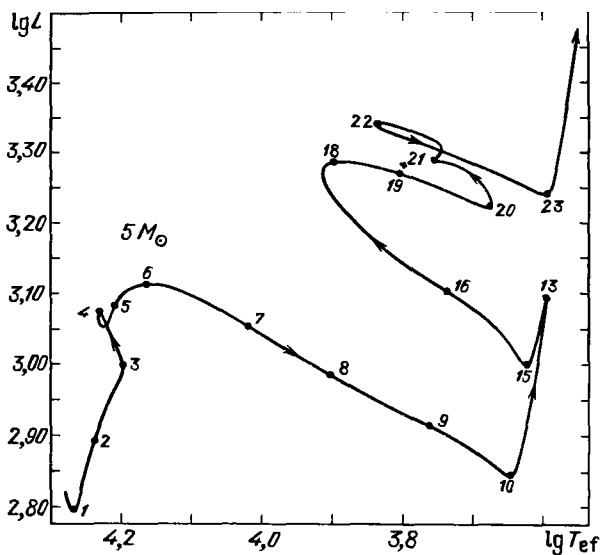


Рис. 52. То же, что на рис. 50 для $M = 5 M_{\odot}$, из [408]

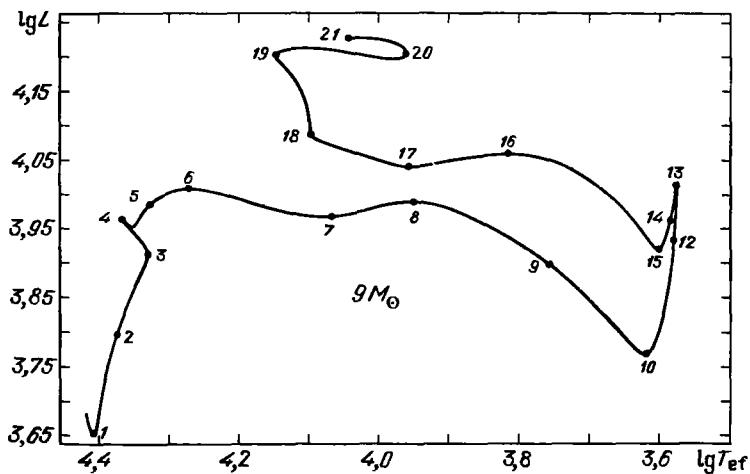


Рис. 53. То же, что на рис. 50 для $M = 9 M_{\odot}$, из [409]

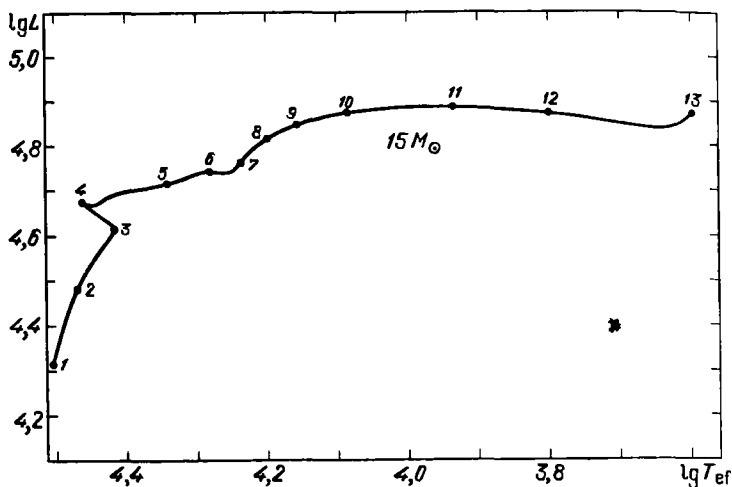


Рис. 54. То же, что на рис. 50 для $M = 15 M_{\odot}$, из [410]

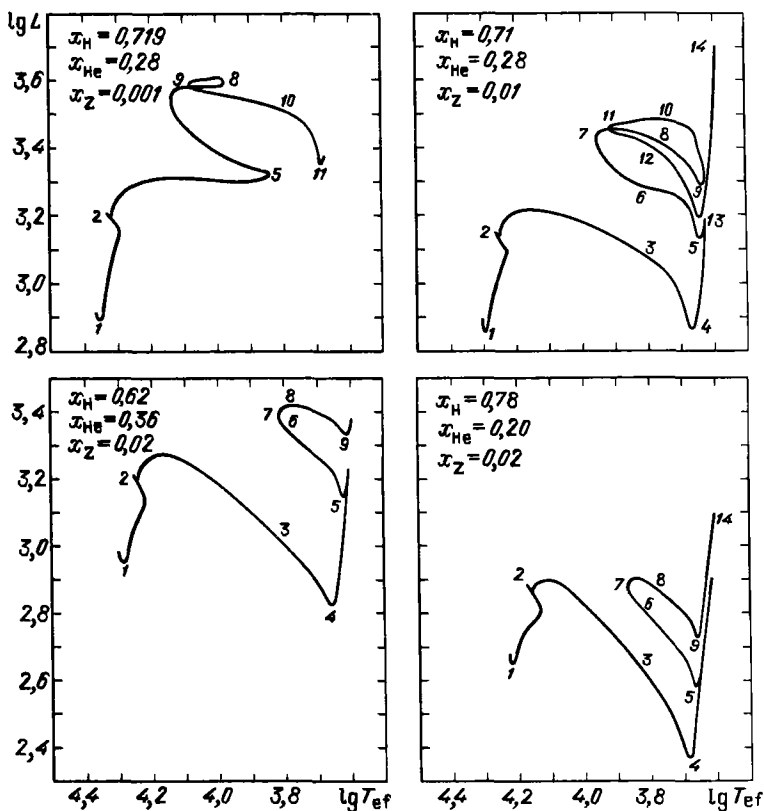


Рис. 55. Эволюционные треки звезд с массами $5 M_{\odot}$ и различными химическими составами, из [271] (см. табл. 36)

Участки 1–4 на рис. 54 для $M = 15 M_{\odot}$ соответствуют тем же стадиям эволюции, что и выше для меньших масс, остальные стадии таковы:

4–7 горение водородного слоевого источника;

7–10 горение гелия в ядре и водорода в слоевом источнике;

11–13 быстрое расширение оболочки.

Соответствующие времена эволюции указаны в табл. 34. Время в точке 1 определяет длительность гравитационного сжатия звезды к главной последовательности.

С ростом массы от 1 до $1,25 M_{\odot}$ лучистое ядро, в котором горит водород, сменяется конвективным. Это связано с переходом от протон-протонного цикла горения (14.1)–(14.3) к углеродному (14.11), имеющему более резкую зависимость от температуры. При наличии лучистого ядра для $M = 1 M_{\odot}$ фаза общего сжатия отсутствует и происходит плавный переход от горения H в ядре к H-слоевому источнику.

Как видно из табл. 35, масса конвективного ядра монотонно растет со временем для $M = 15 M_{\odot}$ и проходит через максимум для меньших масс. В результате горения ${}^4\text{He}$ в ядре образуется ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$, причем для $M \geq 5 M_{\odot}$ почти весь ${}^4\text{He}$ превращается в ${}^{16}\text{O}$. Этот результат, однако, ненадежен из-за неопределенности в скорости реакции ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$, используемой в [407–412].

Для звезд с $M \leq 2,25 M_{\odot}$ гелиевое ядро оказывается вырожденным, и в ходе дальнейшей эволюции происходит гелиевая вспышка в ядре. В звездах больших масс горение гелия начинается плавно, без вспышки. Как отмечено в [413], вблизи точки 11 существенный вклад в светимость дает реакция горения азота ${}^{14}\text{N}(\alpha, \gamma){}^{18}\text{F}(\beta^+ \nu){}^{18}\text{O}$.

Расчеты проводились с использованием 320 массовых слоев, на каждый трек приходилось 500–660 моделей.

Петли на эволюционных треках с массами звезд $M = 3 \div 9 M_{\odot}$ обусловлены упомянутой выше тепловой неустойчивостью. С ней связана и неоднозначность построения звездных моделей с данной массой и данным распределением химического состава, обнаруженная в [522, 553, 527]. Неоднозначность появляется после точки, где обращаются в нуль детерминанты, возникающие при решении уравнений эволюции методом Шварцшильда (22.23) или методом Хенли после линеаризации системы (22.30)–(22.33). В условиях неустойчивости малые изменения в начальных данных приводят к сильному искажению эволюционных треков в области петель. Резкая зависимость формы петель от химического состава видна на рис. 55 из [271]. Из табл. 36 видны также существенные различия во временах эволюции. Как показано в [522], форма петель зависит не только от физических предположений, но и от того, на каком компьютере проводился расчет одной и той же программы, т.е. от таких различий, как число значащих цифр, методы округления и других мелких деталей. Все это явно указывает на стохастическую природу формы петель. В [651] для массивных звезд с $M \geq 15 M_{\odot}$ факт появления петель связывается с выходом водородного слоевого источника за границу скачка химического состава, вызванного предыдущим распространением внутрь внешней конвективной зоны на стадии до выгорания гелия в центре. В отсутствие такого выхода петель на треках звезд с $M = 15$ и $30 M_{\odot}$ не возникает.

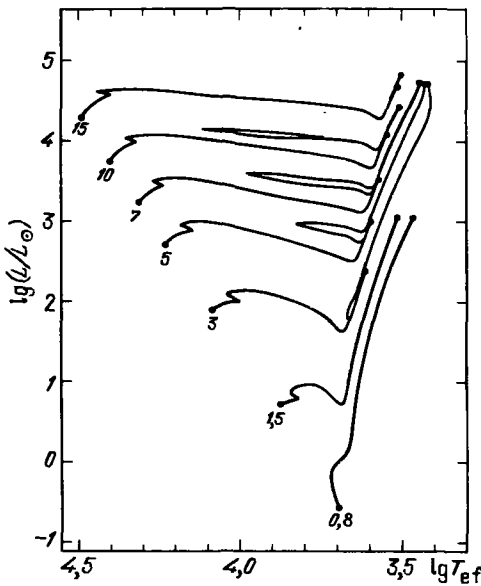
Времена эволюции звезд с $M = 5 M_{\odot}$ на треках рис. 55 для различных химических составов (в 10^7 лет)

	0,719	0,71	0,62	0,78
x_{H}	0,719	0,71	0,62	0,78
x_{He}	0,28	0,28	0,36	0,20
x_{Z}	0,001	0,01	0,02	0,02
1	0,02174	0,06008	0,07035	0,21501
2	6,26784	6,44761	4,55190	9,83129
3	6,63593	4,72257	10,22774
4	6,64071	4,72685	10,24225
5	6,44162	7,14636	5,28979	11,48509
6	7,35031	5,82833	11,88947
7	..	7,99281	5,98230	12,06863
8	7,59015	8,19118	6,09349	13,27731
9	7,60638	8,20386	6,20085	13,45606
10	7,65546	8,21476
11	7,65730	8,24283
12	8,27180
13	8,27629
14	...	8,31318	13,69765

б) Расчеты Пачиньского. В опубликованных в 1970–71 гг. работах Пачиньского эволюция звезд в интервале масс от 0,8 до $15 M_{\odot}$ рассчитана вплоть до образования вырожденного углеродного ядра. После этого предполагается, что звезды с $M < 8 M_{\odot}$ теряют значительную часть своей массы, образуя планетарную туманность (ПТ). Рассчитана эволюция ядра ПТ, которое превращается в белый карлик. В более массивных звездах

ядро достигает $\sim 1,4 M_{\odot}$, после чего начинается развитие тепловой неустойчивости, ведущей к взрывному горению углерода. Результаты опубликованы в работах [521–525]. Расчеты проводились методом Хенни, статическая оболочка содержала 10% и более массы, начальный химический состав $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{He}} = 0,27$,

Рис. 56. Эволюционные треки звезд с начальным составом $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{He}} = 0,27$, $x_{\text{Z}} = 0,03$ от главной последовательности до гелиевой вспышки для $M = 0,8 M_{\odot}$ и $1,5 M_{\odot}$ или до загорания углерода в центре для $M = 3 \div 15 M_{\odot}$. Цифры определяют массу звезды в солнечных единицах, точки соответствуют главной последовательности и моделям в моменты загорания гелия и углерода в ядре, из [521]



Массы ядер звезд в зависимости от их масс на разных стадиях эволюции [521]

$\frac{M}{M_{\odot}}$	$M_{\text{core}}/M_{\odot}$ (внутри водородного слоевого источника)		
	Загорание гелия	Исчерпание гелия в ядре	Загорание углерода
0,8	0,39
1,5	0,40
3,0	0,35	0,51	1,39
5,0	0,56	0,95	1,39
7,0	0,83	1,45 (1,02)	1,39
10,0	1,35	2,32	2,32
15,0	2,54	3,89	3,91

$x_Z = 0,03$. Конвекция в оболочке рассчитывалась с длиной пути перемешивания, равной шкале высот по давлению $l = H_p$, использовался критерий конвективной неустойчивости Шварцшильда, но в отсутствие перемешивания в зоне полуконвекции. Результаты представлены на рис. 56 из [521] и табл. 37. Очевидно, что треки в области петель, а также характер массы ядер существенно отличаются от результатов Ибена. Помимо роли тепловой неустойчивости, различие связано с разницей в химических составах и в выборе длины перемешивания.

Треки на рис. 56 для звезд с массами $M \geq 3 M_{\odot}$ протянуты до загорания углерода в центре, через стадию гелиевого и водородного слоевых источников, на которой происходят вспышки. В [521, 523] использовался метод расчета, позволивший подавить вспышки и приближенно рассчитать усредненную эволюцию*). Гелиевые вспышки имеют место при наличии вырожденного углеродного ядра и подробно обсуждаются в следующем параграфе. Как видно из табл. 36, в звезде с $M = 7 M_{\odot}$ конвективная оболочка проникает в область ядра после выгорания гелия, что уменьшает массу углеродного ядра от 1,45 до 1,02 M_{\odot} .

в) Эволюция массивных звезд. Ядра массивных звезд с $M \geq 10 M_{\odot}$ остаются невырожденными вплоть до последних стадий эволюции, когда в результате сильных нейтринных потерь центральная часть звезды быстро сжимается.

В [587] рассчитаны треки до исчерпания гелия в центре у звезд с $M = 15$ и $30 M_{\odot}$ с различными химическими составами (см. (31.3)), критерием конвекции Леду (10.11) и различными длинами перемешивания $l = \alpha H_p$, $0,4 \leq \alpha \leq 10$. Варьировались также непрозрачность и скорости ядерных реакций. Многие треки имеют одинаковую топологию для звезд той же массы. Звезда в $15 M_{\odot}$ для большинства вариантов от 17 до 62%

*) Модернизированная версия программы Пачинского, позволяющая вести устойчивый счет на быстрых стадиях эволюции (см. § 22, п. д), использовалась в [529], вклад в светимость за счет пересечения конвективной зоной границы скачка химического состава корректно учтен в [531].

стадии горения гелия проводит в области голубых сверхгигантов за счет образования петель. В звезде в $30 M_{\odot}$ в отсутствие петель весь гелий выгорает на стадии красных сверхгигантов. Это свойство характерно для треков, рассчитанных по критерию Леду. Некоторые треки из работы [587] представлены на рис. 57. При некоторых параметрах петли отсутствовали для $15 M_{\odot}$ и почти весь гелий сгорал на стадии красных сверхгигантов.

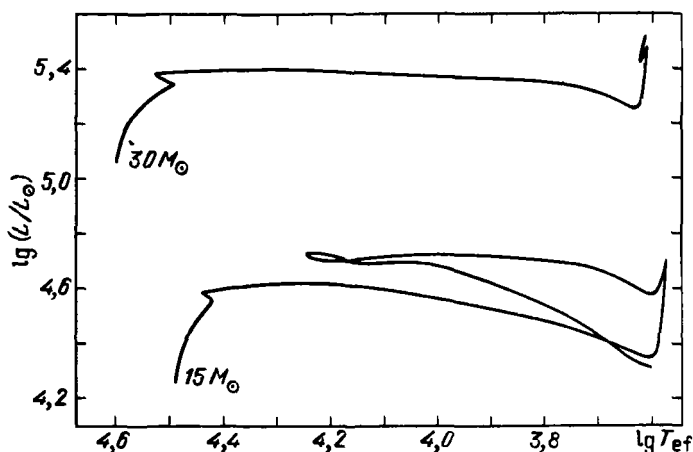


Рис. 57. Эволюционные треки звезд с массами 15 и $30 M_{\odot}$ от главной последовательности до исчерпания ${}^4\text{He}$ в ядре для начального состава $x_{\text{H}} = 0,739$, $x_{\text{He}} = 0,24$, $x_{\text{Z}} = 0,021$, критерия конвекции Леду, путем перемешивания $l = 0,4H_{\rho}$, из [587]

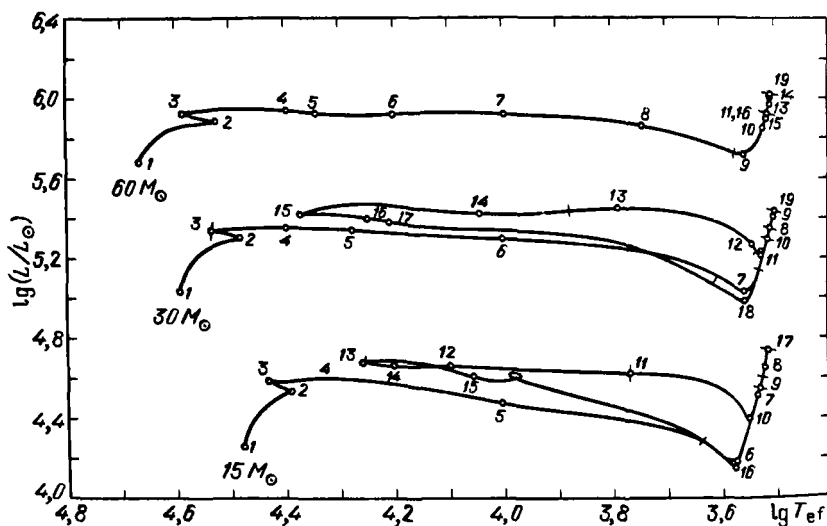


Рис. 58. Эволюционные треки звезд с массами 15, 30, $60 M_{\odot}$ от главной последовательности до загорания углерода в центре для начального состава $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{He}} = 0,27$, $x_{\text{Z}} = 0,03$, критерия Леду и $l = H_{\rho}$, из [651]

Возможно, это связано с отсутствием проникновения внешней конвективной зоны внутрь и формирования скачка химического состава [651].

Для треков на рис. 57 времена горения водорода $\tau_{\text{H}} = 1,2 \cdot 10^7$ и $6,1 \cdot 10^6$ лет, гелия — $\tau_{\text{He}}/\tau_{\text{H}} = 0,10$ и $0,08$, время горения ${}^4\text{He}$ в области голубых сверхгигантов с $\lg T_{\text{e}} \geq 4,1$ есть $\tau_{\text{b1}}/\tau_{\text{He}} = 0,37$ и $0,03$ для $M = 15$ и $30 M_{\odot}$ соответственно.

Расчеты эволюции звезд с $M = 15, 30$ и $60 M_{\odot}$ проводились в [651] для начального состава $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{He}} = 0,27$, $x_{\text{Z}} = 0,03$, длины перемешивания $l = H_{\text{P}}$ и массы статической оболочки от 5 до 15% массы звезды. Критерий конвекции выбирался в форме Шварцшильда (10.3), однако в полуконвективной зоне перемешивание не допускалось. Утверждается [651], что такое рассмотрение эквивалентно критерию Леду (10.11). Результаты расчетов приведены на рис. 58 и в табл. 38. Из-за наличия петель на диаграмме ГР звезды с $M = 15$ и $30 M_{\odot}$ большую часть времени горения гелия в ядре проводят в области голубых сверхгигантов. Расчет проводился до исчерпания гелия в ядре. С ростом массы звезды в результате горения гелия растет доля кислорода по сравнению с углеродом. Для $M = 15, 30, 60 M_{\odot}$ после выгорания гелия в ядре весовая доля углерода равна $x_{12\text{C}} = 0,4, 0,3, 0,2$ соответственно. Здесь используется более точное по сравнению с [407–411], где $x_{12\text{C}}$ было много меньше, значение для скорости реакции ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ (последние данные см. § 15).

В процессе расширения оболочки и движения внутрь по ее массе конвективной зоны последняя пересекает скачок химического состава, связанный с предыдущим горением водорода в конвективном ядре. Такое проникновение сопровождается скачком светимости за счет выделения на скачке гравитационной энергии [651, 531]

$$\Delta L = \frac{dM_{\text{CE}}}{dt} \left(\Delta E - \frac{P}{\rho^2} \Delta \rho \right) = \frac{dM_{\text{CE}}}{dt} \frac{kT}{m_{\text{p}}} \left(\frac{4}{\beta} - 1,5 \right) \Delta \left(\frac{1}{\mu} \right), \quad (32.1)$$

где M_{CE} — масса ядра внутри скачка, μ и β даны в (1.6) и (1.19). Вопрос о проникновении конвекции из оболочки в зону горения исследован в [206].

Расчеты эволюции массивных звезд с использованием критерия конвекции Шварцшильда с полным перемешиванием удалось довести до стадии потери звездой гидродинамической устойчивости, т.е. до модели предсверхновой. Первые такие расчеты выполнены в работе [626] (см. также [625]). Авторы использовали методику счета эволюции, основанную на неявной схеме решения гидродинамических уравнений эволюции. Статические решения получаются методом установления при наличии вязкости. Рассматривались звезды с $M = 15$ и $25 M_{\odot}$ с начальным химическим составом $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{He}} = 0,28$, $x_{\text{Z}} = 0,02$, $l = H_{\text{P}}$. Исходные данные совпадали *) с данными работы [459], где эволюционные расчеты доведены до стадии выгорания

*) В [626] утверждается, что в расчетах использовался критерий конвекции Леду. Совпадение с треком из [459], где использовался критерий Шварцшильда, а также горение гелия в области голубых сверхгигантов заставляет сомневаться в справедливости этого утверждения.

Точка	T_c, K	$\rho_c, \text{г}\cdot\text{см}^{-3}$	$\frac{L_{\text{opt}}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\nu}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\text{H}}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\text{He}}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\text{C}}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\text{g}}}{L_{\odot}}$	T_{ef}, K	$\frac{R_{\text{f}}}{R_{\odot}}$	$\frac{M_{\text{conv}}}{M_{\odot}}$	$x_{\text{H},c}$ [$x_{12\text{C},c}$]	$t_{\text{ЭВ}}, \text{годы}$
1	3,2 (7)	5,3 (0)	1,8 (4)	...	1,8 (4)	0	0	0	2,99 (4)	5,1	5,8	0,7	0
	3,6 (7)	3,0 (0)	1,1 (5)	...	1,1 (5)	0	0	0	3,92 (4)	7,2	15,8	0,7	0
	3,9 (7)	2,0 (0)	4,7 (5)	...	4,7 (5)	0	0	0	4,71 (4)	10,3	40,1	0,7	0
2	4,1 (7)	9,3 (0)	3,4 (4)	..	3,1 (4)	0	0	3,8 (3)	2,46 (4)	10,2	2,5	0,034	9,6 (6)
	4,6 (7)	5,1 (0)	2,0 (5)	...	1,8 (5)	0	0	2,4 (4)	3,06 (4)	15,9	8,2	0,030	4,8 (6)
	4,9 (7)	3,3 (0)	7,7 (5)	...	6,7 (5)	0	0	1,0 (5)	3,43 (4)	25,0	21,8	0,024	3,2 (6)
3	5,4 (7)	2,5 (1)	3,8 (4)	...	3,5 (4)	0	0	3,5 (3)	2,70 (4)	8,9	1,1	1,2 (-5)	2,8 (5)
	6,7 (7)	1,9 (1)	2,2 (5)	...	1,7 (5)	0	0	4,3 (4)	3,43 (4)	13,3	4,3	4 (-6)	1,4 (5)
	7,9 (7)	1,6 (1)	8,3 (5)	...	6,2 (5)	0	0	2,2 (5)	3,88 (4)	20,3	15,2	...	7,8 (4)
6	1,6 (8)	2,2 (3)	1,5 (4)	...	3,1 (4)	7,5 (3)	0	-2,4 (4)	3,73 (3)	296	0,7	[4 (-3)]	6,6 (4)
	1,8 (8)	7,0 (2)	1,9 (5)	...	1,6 (5)	9,2 (4)	0	-5,9 (4)	1,01 (4)	145	3,7	[0,011]	2,2 (4)
	2,0 (8)	4,0 (2)	8,1 (5)	...	4,2 (5)	4,0 (5)	0	-1,4 (4)	1,58 (4)	120	9,4	[0,005]	1,2 (4)
10	1,8 (8)	1,5 (3)	2,5 (4)	...	1,1 (4)	1,4 (4)	0	1,0 (2)	3,52 (3)	428	1,7	[0,37]	5,8 (5)
	1,9 (8)	6,2 (2)	1,9 (5)	...	8,2 (4)	1,1 (5)	0	1,5 (2)	3,24 (3)	1404	5,6	[0,13]	6,6 (4)
	2,0 (8)	3,7 (2)	7,0 (5)	...	9,5 (4)	6,6 (5)	0	-5,1 (4)	3,30 (3)	2579	14,0	[0,021]	4,5 (3)
14	2,2 (8)	2,3 (3)	4,7 (4)	...	2,7 (4)	2,0 (4)	0	5,5 (2)	1,59 (4)	28,7	1,8	[0,56]	5,5 (5)
	2,0 (8)	6,8 (2)	2,6 (5)	...	4,6 (4)	1,4 (5)	0	7,0 (4)	1,10 (4)	140	6,5	[0,41]	1,8 (5)
	2,1 (8)	3,5 (2)	9,9 (5)	...	2,6 (5)	7,2 (5)	0	4,9 (3)	3,19 (3)	3267	16,2	[0,033]	2,3 (3)
17	6,4 (8)	5,0 (5)	5,3 (4)	7,2 (4)	0	5,5 (4)	9,0 (3)	6,1 (4)	3,22 (3)	742	3,0 (-4)	[0,41]	1,2 (5)
	3,6 (8)	4,0 (3)	2,3 (5)	3,5 (3)	8,6 (4)	2,4 (3)	0	1,5 (5)	1,62 (4)	61,7	2,7	[0,30]	2,2 (5)
	3,0 (8)	9,1 (2)	8,6 (5)	2,1 (3)	3,4 (4)	8,0 (5)	0	3,0 (4)	3,21 (3)	3004	20,6	[0,247]	3,2 (5)
19
	8,4 (8)	1,2 (5)	2,6 (5)	5,9 (6)	0	7,5 (5)	4,5 (6)	8,8 (5)	3,14 (3)	1742	0,41	[0,30]	1,2 (4)
	4,2 (8)	2,8 (3)	1,0 (6)	2,5 (4)	1,6 (5)	1,1 (4)	0	8,7 (5)	3,18 (3)	3324	16,8	[0,194]	1,3 (4)

$t_{\text{ЭВ}}$ — время эволюции между данной и предыдущей точками на рис. 58, в верхних строчках даны значения для $15 M_{\odot}$, в средних — $30 M_{\odot}$, нижних — $60 M_{\odot}$, прочерк — отсутствие данных в [651].

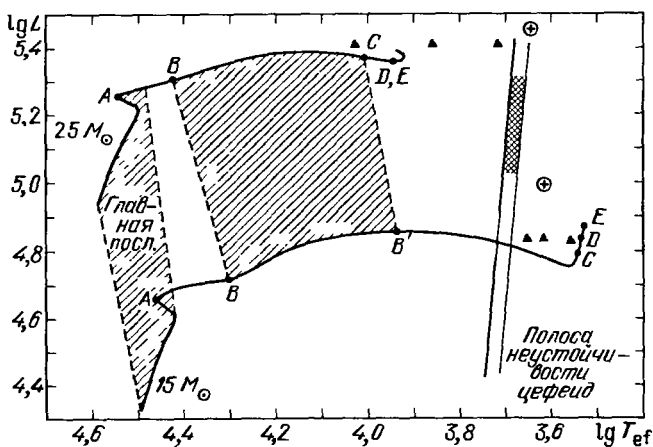


Рис. 59. Эволюционные треки звезд с массами 15 и $25M_{\odot}$ из [459], BB' для $15M_{\odot}$ и BC для $25M_{\odot}$ — области горения гелия в ядре, CD — область горения двойного H-He слоевого источника, DE — область горения углерода в ядре. Эволюционные треки из [626] в основном совпадают с [459]. Треугольниками указаны результаты эволюционных расчетов [626], где заметно отличие от расчетов [459]. Расчеты [626] доведены до точки потери устойчивости — модели предсверхновой (указана крестом в кружке)

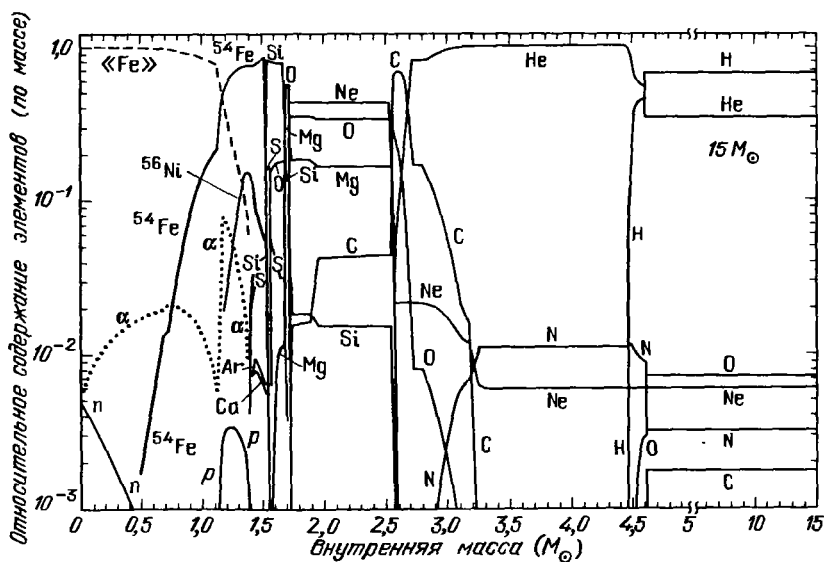


Рис. 60. Весовые концентрации различных элементов в звезде с $M = 15M_{\odot}$ перед коллапсом ядра. Внутри $M = 1,56M_{\odot}$ использовалось ядерное квазиравновесие (ЯКР). При этом реакции слабого взаимодействия рассматривались кинетически при условии полного улета нейтрино (см. § 3). Кривая ^{56}Ni в этой области представляет все элементы железного пика с $A = 2Z$, ^{54}Fe — все элементы с $A = 2(Z + 1)$, а «Fe» — все остальные элементы ЯКР с $Z \geq 22$, из [626]

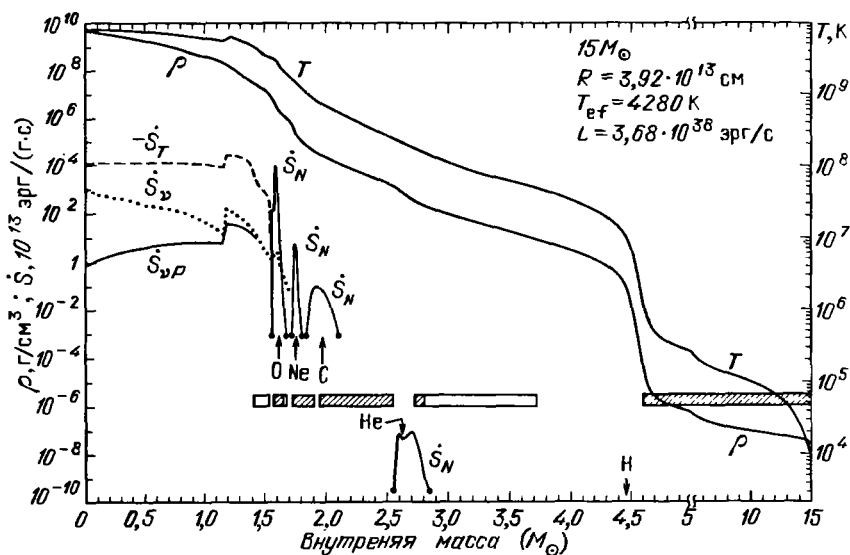


Рис. 61. Распределение параметров звезды с $M = 15M_{\odot}$ перед коллапсом ядра. Масштабы плотности ρ и температуры T выбраны таким образом, чтобы расстояние между кривыми сохранялось при $\rho \sim T^3$. Величина $-\dot{S}_T$ задает суммарную скорость потери энергии за счет нейтрино и фоторазрушения тяжелых элементов, \dot{S}_{ν} — полная скорость нейтринных потерь, $\dot{S}_{\nu p}$ — скорость нейтринных потерь за счет излучения плазменных нейтрино из [268] (см. § 19). Скорости выделения энергии при ядерном горении обозначены через \dot{S}_N с указанием основного ядерного горючего. Все величины \dot{S}_i имеют общий масштаб \dot{S} . Зоны сильной конвекции даны заштрихованной полосой, а полуконвекции — полосой без штриховки. Величины R , T_{ef} , L определяют радиус фотосферы, эффективную температуру и оптическую светимость соответственно, из [626]

углерода в центре и образования углеродного слоевого источника наряду с гелиевым и водородным. На рис. 59 приведены треки из [459], треугольники даны те модели из [626], у которых заметны отличия от [459]. В остальных частях эти треки неразличимы. При условии возникновения конвекции по критерию Шварцшильда горение гелия происходит в области голубых сверхгигантов, а петли отсутствуют. После стадии горения углерода эволюция ядра столь убыстряется из-за нейтринных потерь, что внешний радиус и оптическая светимость звезды практически не меняются вплоть до наступления коллапса (см. табл. 39). На рис. 60, 61 приведены распределения концентраций элементов и параметров звезды перед коллапсом для $15M_{\odot}$, а на рис. 62, 63 даны те же величины для $M = 25M_{\odot}$. В центре видно действие эндотермической реакции отщепления от элементов железного пика нейтронов и альфа-частиц. В более поздних расчетах [633, 640] треки на поздних стадиях слегка изменились, см. сноску к с. 338. В расчетах учитывалось более сотни изотопов различных элементов.

Исследование эволюции звезд с массами 9, 15, 30, 60, 120 M_{\odot} вплоть до конца стадии горения углерода в ядре проводилось в работах [476, 477]

Основные фазы ядерного горения при эволюции звезд с $M = 15$ и $25 M_{\odot}$ с начальным составом $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,28$, $x_Z = 0,02$ (из [626])

Стадия горения	T_c , К	ρ_c , г·см $^{-3}$	$\frac{L_{opt}}{L_{\odot}}$	$\frac{L_{\nu}}{L_{\odot}}$	T_{ef} , К	$\frac{R_f}{R_{\odot}}$	$t_{ЭВ}$, годы
Водород	3,4 (7)	5,9 (0)	2,1 (4)	...	3,26 (4)	4,6	1,2 (7)
	3,7 (7)	3,8 (0)	8,1 (4)	...	3,98 (4)	6,0	7,3 (6)
Гелий	1,6 (8)	1,3 (3)	6,0 (4)	1,0 (0)	1,59 (4)	31,6	1,3 (6)
	1,8 (8)	6,2 (2)	2,5 (5)	1,9 (1)	1,58 (4)	67,5	6,7 (5)
Углерод	6,2 (8)	1,7 (5)	8,6 (4)	8,9 (4)	4,26 (3)	532	6,3 (3)
	7,2 (8)	6,4 (5)	3,1 (5)	2,6 (6)	4,36 (3)	963	165
Неон	1,3 (9)	1,6 (6)	9,7 (4)	1,8 (8)	4,28 (3)	560	7,0
	1,4 (9)	3,7 (6)	3,1 (5)	2,0 (9)	4,36 (3)	963	1,2
Кислород	1,9 (9)	9,7 (6)	9,7 (4)	2,1 (9)	4,28 (3)	560	1,7
	1,8 (9)	1,3 (7)	3,1 (5)	6,0 (9)	4,36 (3)	963	0,51
Кремний	3,1 (9)	2,3 (8)	9,7 (4)	8,9 (10)	4,28 (3)	560	1,6 (-2)
	3,4 (9)	1,1 (8)	3,1 (5)	9,9 (11)	4,36 (3)	963	3,8 (-3)
Коллалс	8,3 (9)	6,0 (9)	9,7 (4)	1,8 (15)	4,28 (3)	560	9,5 (-9)
	8,3 (9)	3,5 (9)	3,1 (5)	2,1 (15)	4,36 (3)	963	1,1 (-8)

Все параметры, кроме $t_{ЭВ}$, определяют условия сразу после загорания каждого горючего, $t_{ЭВ}$ есть время до загорания следующего горючего. В верхних строках даны значения для $15 M_{\odot}$, нижних — $25 M_{\odot}$, нейтринная светимость при водородном горении не вычислялась.

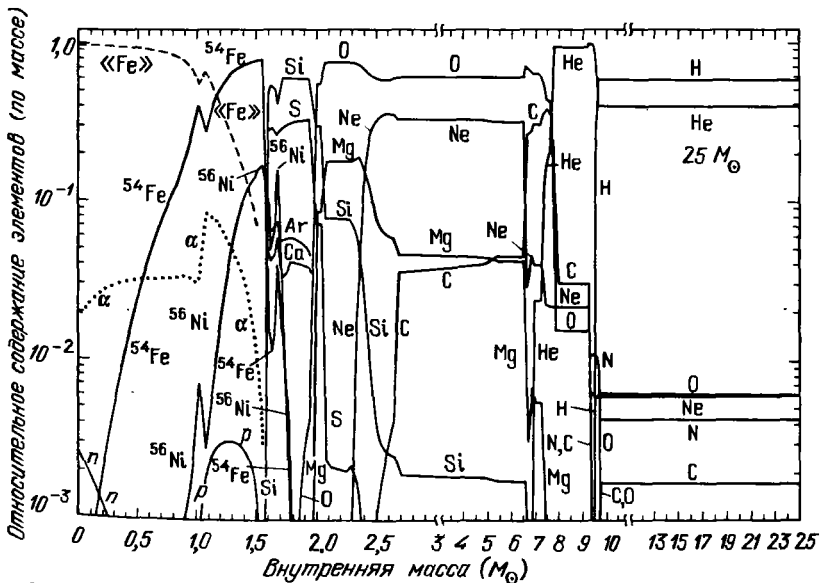


Рис. 62. Состав предсверхновой с $M = 25 M_{\odot}$. Внутри $M = 1,61 M_{\odot}$ принималось ЯКР, остальные обозначения соответствуют рис. 60 (из [626])

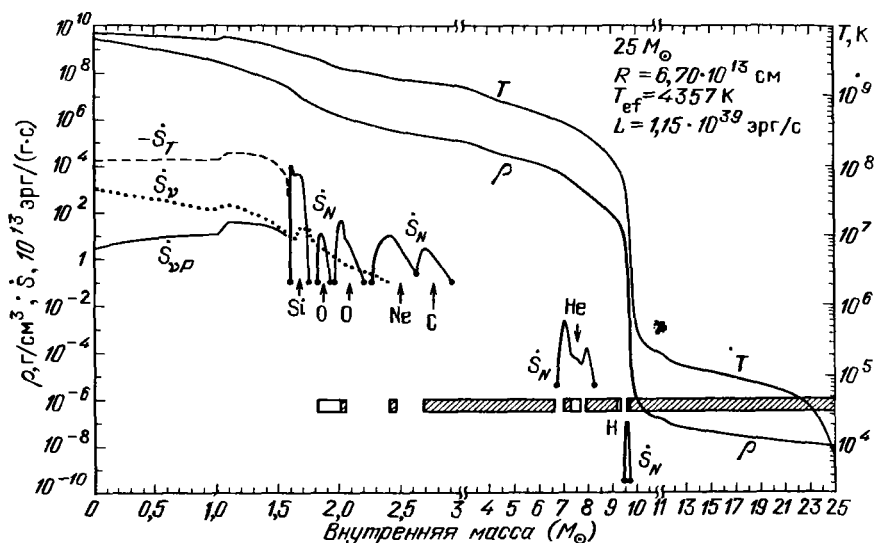


Рис. 63. Параметры предсверхновой с $M = 25 M_{\odot}$. Все обозначения соответствуют рис. 61, из [626]

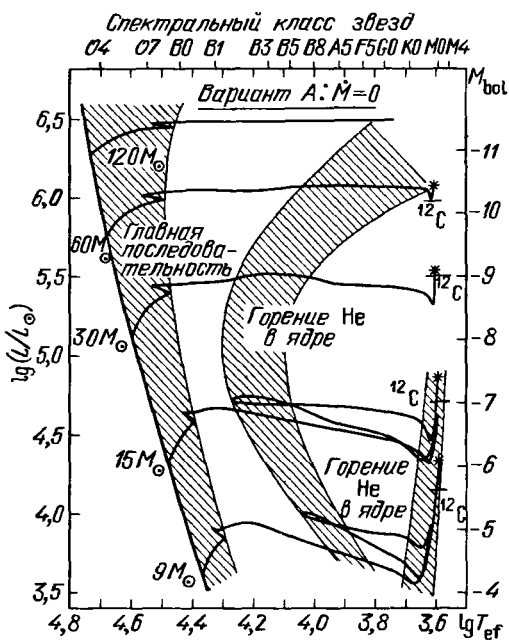


Рис. 64. Эволюционные треки звезд постоянной массы с начальным составом $x_{\text{H}} = 0,7$, $x_{\text{Z}} = 0,03$, критерием конвекции Шварцшильда на ГР диаграмме. Заштрихованы основные области медленного горения H и ${}^4\text{He}$. Звездочка указывает модель предсверхновой. Начало горения ${}^{12}\text{C}$ указано горизонтальной черточкой на треке (вариант А из [477], см. табл. 43)

для различных режимов потери массы. Эволюционные треки звезд с постоянной массой даны на рис. 64, результаты расчетов приведены в табл. 42. Принимался начальный состав $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,27$, $x_Z = 0,03$ и критерий конвекции Шварцшильда. В отличие от [459, 636] трек звезды с $15 M_\odot$ показывает наличие петель. Положения предсверхновых на треках указаны звездочками (рис. 64) и хорошо согласуются с расчетами работы [626] (рис. 59).

г) Эволюция массивных звезд с потерей массы. На истечение вещества в процессе эволюции указывают как прямые наблюдения [489], так и существование одиночных гелиевых звезд типа Вольфа–Райе, потерявших водородную оболочку [184]. Теория в общем случае не позволяет найти зависимость потока массы \dot{M} от параметров звезды L , R , x_i , поэтому в расчетах эволюции в основном используются эмпирические зависимости, получаемые из наблюдений [460]. На стадиях, ведущих к образованию звезд Вольфа–Райе, \dot{M} столь велико, что ускорение потока может происходить в оптически толстых областях. В работах [52, 290] развит метод, позволяющий в этих условиях проводить самосогласованный счет эволюции с определяемой теоретически величиной $\dot{M}(L, R, x_i)$.

Для описания стационарно истекающей оптически толстой атмосферы используются гидродинамические уравнения сферически-симметричного течения идеального газа в равновесии с излучением [52]

$$\dot{M} \left(E + \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} + \frac{u^2}{2} \right) + 4\pi\lambda r^2 \frac{dT}{dr} = -L, \quad (32.2)$$

$$u \frac{du}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM}{r^2}, \quad (32.3)$$

$$4\pi\rho u r^2 = -\dot{M}, \quad (32.4)$$

$$P = \rho \mathfrak{R} T + \frac{aT^4}{3}, \quad E = \frac{3}{2} \mathfrak{R} T + \frac{aT^4}{\rho} + \epsilon_i,$$

$$\lambda = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho}, \quad \mathfrak{R} = \frac{k}{\mu m_p}, \quad \mu = \mu(\rho, T), \quad (32.5)$$

$$\kappa = \kappa(\rho, T), \quad \epsilon_i = \epsilon_i(\rho, T).$$

Здесь λ – коэффициент лучистой теплопроводности (см. (7.32)), κ – непрозрачность (см. § 7), μ – молекулярный вес (см. (1.6)), ϵ_i – удельная внутренняя энергия, состоящая из энергии возбуждения, ионизации и диссоциации атомов и молекул (см. § 1). Первый член слева в (32.2) определяет поток кинетической энергии L_k , а второй – поток лучистой энергии L_r . При радиальном истечении вещество проходит изотермическую критическую точку, в которой выполняются соотношения, получаемые после

подстановки (32.2), (32.4) в (32.3) и записи явного выражения для производной,

$$u^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_T = u_T^2, \quad (32.6)$$

$$\frac{GM}{r} = 2u^2 + \frac{1}{4\pi\rho r^2\lambda} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho \left[L + \dot{M} \left(E + \frac{P}{\rho} - \frac{GM}{r} + \frac{u^2}{2} \right) \right].$$

В [52] развита теория истекающей атмосферы с произвольным соотношением между L_r и L_k . В эволюционных расчетах [290] использовалось приближение $L_r \gg L_k$, когда пренебрегалось первым членом в (32.2). Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштаба значения параметров в критической точке (32.6) ρ_{cr} , T_{cr} , r_{cr} . Из (32.2) – (32.5) получаем два уравнения относительно безразмерных переменных T и ρ при $L_r \gg L_k$:

$$\frac{dT}{dx} = A_4 \frac{\rho}{T^3} \frac{\kappa}{\kappa_{cr}}, \quad (32.7)$$

$$\frac{d\rho}{dx} = \left[A_3 - 2\gamma_{\rho, cr} \frac{x^3}{\rho^2} - \left(A_1 \frac{T^3}{\rho} + \gamma_T \frac{\mu_{cr}}{\mu} \right) \frac{\kappa}{\kappa_{cr}} \frac{\rho}{T^3} A_4 \right] \times$$

$$\times \left(\frac{T}{\rho} \frac{\mu_{cr}}{\mu} \frac{\gamma_\rho}{\gamma_{\rho, cr}} - \frac{x^4}{\rho^3} \right)^{-1} \frac{1}{\gamma_{\rho, cr}}. \quad (32.8)$$

Здесь

$$x = \frac{r_{cr}}{r}, \quad \gamma_\rho = 1 - \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln \rho} \right)_T, \quad \gamma_T = 1 - \left(\frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln T} \right)_\rho. \quad (32.9)$$

Введены также безразмерные параметры

$$A_1 = \frac{4}{3} \frac{aT_{cr}^3}{3\rho_{cr}(k/\mu_{cr}m_u)}, \quad A_3 = \frac{GM}{r_{cr}T_{cr}(k/\mu_{cr}m_u)},$$

$$A_4 = \frac{L}{4\pi} \frac{3\kappa_{cr}\rho_{cr}}{4acT_{cr}^4 r_{cr}} = \frac{L}{L_{c, cr}} \frac{A_3}{A_1}, \quad L_c = \frac{4\pi cGM}{\kappa}. \quad (32.10)$$

Индексом "cr" обозначены параметры в критической точке, условие прохождения через которую (32.6) приводит к соотношению между параметрами (32.10)

$$\frac{L}{L_{c, cr}} \frac{A_3}{A_1} = \frac{A_3 - 2\gamma_{\rho, cr}}{A_1 + \gamma_{T, cr}}. \quad (32.11)$$

Из (32.11) следует, что в критической точке $L/L_{c, cr} < 1$. При заданной массе звезды M стационарно истекающая атмосфера, как и статическая, определяется двумя параметрами, в качестве которых удобно принять L

и ρ_{cr} . Из выражения для A_4 в (32.10) и (32.11) получаем

$$r_{cr} = \frac{L}{4\pi} \frac{3\kappa_{cr}\rho_{cr}}{4acT_{cr}^4} \frac{A_1 + \gamma_{T, cr}}{A_3 - 2\gamma_{\rho, cr}}. \quad (32.12)$$

Используя (32.12) и выражения для A_1 и A_3 из (32.10), имеем

$$A_3 = 2\gamma_{T, cr} \left[1 - (A_1 + \gamma_{T, cr}) \frac{\mathfrak{R}_{cr} T_{cr}}{GM} \frac{L}{4\pi} \frac{3\kappa_{cr}\rho_{cr}}{4acT_{cr}^4} \right]^{-1} = f(\rho_{cr} T_{cr}). \quad (32.13)$$

Задавая T_{cr} при данных ρ и L , получаем все параметры (32.10). Интегрируя систему (32.7) – (32.8) наружу при $x < 1$, подбираем T_{cr} , удовлетворяющее условиям вдали от звезды. После этого из итерационной схемы счета эволюции (§ 22) находим однозначно все параметры стационарно истекающей модели, в том числе M .

Для выхода из критической точки при интегрировании уравнений (32.2), (32.3) необходимо использовать асимптотические формулы [52, 290]

$$\rho = 1 - \alpha(1 - x), \quad T = 1 - \beta(1 - x), \quad \beta = \frac{A_3 - 2\gamma_{\rho, cr}}{A_1 + \gamma_{T, cr}},$$

$$\alpha = \frac{Z_2}{2Z_1} + \sqrt{\left(\frac{Z_2}{2Z_1}\right)^2 - \frac{Z_3}{Z_1}}, \quad Z_1 = 1 + \gamma_{\rho, cr} + \left(\frac{\partial \ln \gamma_{\rho}}{\partial \ln \rho}\right)_{cr},$$

$$Z_2 = 8\gamma_{\rho, cr} - \beta \left\{ \gamma_{T, cr} \left[\gamma_{\rho, cr} + \left(\frac{\partial \ln \gamma_T}{\partial \ln \rho}\right)_{cr} \right] + \right. \quad (32.14)$$

$$\left. + \gamma_{\rho, cr} \left[\gamma_{T, cr} + \left(\frac{\partial \ln \gamma_{\rho}}{\partial \ln T}\right)_{cr} \right] + (A_1 + \gamma_{T, cr}) \left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln \rho}\right)_{cr} \right\},$$

$$Z_3 = \beta^2 \left\{ (A_1 + \gamma_{T, cr}) \left(\frac{\partial \ln \kappa}{\partial \ln T}\right)_{cr} - \right.$$

$$\left. - \gamma_{T, cr} \left[4 - \gamma_{T, cr} - \left(\frac{\partial \ln \gamma_T}{\partial \ln T}\right)_{cr} \right] \right\} + 6\gamma_{\rho, cr}.$$

Наиболее сложным является вопрос о внешних граничных условиях, определяющих T_{cr} (ρ_{cr} , L). Во внешних слоях при малой оптической толщине вместо уравнений радиационной гидродинамики (32.2) – (32.5) нужно использовать гидродинамику для описания газовой составляющей совместно с уравнением переноса излучения. В такой постановке получение решения сталкивается с большими трудностями, поэтому для описания прозрачных слоев в [652, 653] используется приближение, аналогичное используемому в статической атмосфере (6.34) из [520].

Если оптическая толща в области критической точки достаточно велика, то прозрачные слои мало влияют на определение $T_{cr}(\rho_{cr}, L)$. В этих обстоятельствах в [52, 290] использовались условия $T = \rho = 0$ при $r = \infty$ и уравнения (32.2) – (32.5) во всей области. В работе [356] интегрирование в истекающей оболочке обрывалось на оптической толще $\tau \approx 1$, где предполагалось условие $L = \pi r^2 c a T^4$, аналогичное статической атмосфере.

В области течения следует учитывать непрозрачность всех видов. При низких значениях температуры самым важным является вклад молекул и пыли, не учтенный в [652, 653]. К настоящему времени удовлетворительного решения для истекающей атмосферы вне критической точки не получено. В [52] для нахождения зависимости $T_{cr}(c, L)$ использовано приближенное решение, полученное в [45] для $k = \text{const}$, $\mu = \text{const}$ в сверхзвуковой области, где $L > L_c$ (см. (32.10)). При $L_r \gg L_{c, cr}$ и $u \gg u_T$ уравнения (32.2) – (32.5), записанные через переменные u и T , имеют решение [45], удовлетворяющее условиям $T = \rho = 0$ при $r = \infty$:

$$\frac{u^2}{2} + \left(\frac{L}{L_c} - 1 \right) \frac{GM}{r} = \left(\frac{L}{L_c} - 1 \right) \frac{GM}{r_{cr}},$$

$$T^4 = - \frac{3 \kappa \dot{M} L}{16 \pi^2 a c} \int_r^\infty \frac{dr}{r^4} \left[2 \left(\frac{L}{L_c} - 1 \right) GM \left(\frac{1}{r_{cr}} - \frac{1}{r} \right) \right]^{-1/2}, \quad (32.15)$$

$$\dot{M} = -4 \pi \rho_{cr} r_{cr}^2 u_{cr}, \quad u_{cr}^2 = \frac{k}{\mu_{cr} m_u} T_{cr} = u_{T, cr}^2.$$

Исключая \dot{M} из трех последних соотношений (32.15), получаем искомую связь $T_{cr}(\rho_{cr}, r_{cr}, L)$. Эту связь удобно записать в виде соотношения между безразмерными величинами (32.10):

$$A_1 = \frac{64}{15 \sqrt{2}} \sqrt{A_3} \frac{L}{L_{cr}} \left(\frac{L}{L_{cr}} - 1 \right)^{-1/2}. \quad (32.16)$$

При малых A_1 и $k = \text{const}$ для выполнения условия $T = \rho = x = 0$ требуется $A_3 = 3$ [25]. Связь $T_{cr}(\rho_{cr}, r_{cr}, L)$ эквивалентна связи между безразмерными параметрами (32.10) типа (32.16). Для переменного k и μ вместо (32.16) в [290] использовались следующие соотношения:

$$A_3 = (A + 3) \frac{\mu_0}{\mu_{cr}} \frac{\max k(T)}{3 \kappa_L} \Bigg|_{\rho_{cr}} \quad \text{при } A > 7 \quad \text{или } A > A_1, \quad (32.17a)$$

$$A_3 = (A_1 + 3) \frac{\mu_0}{\mu_{cr}} \frac{\max k(T)}{3 \kappa_L} \Bigg|_{\rho_{cr}} \quad \text{при } A < 7 \quad \text{и } A < A_1. \quad (32.17b)$$

Здесь

$$A = A_1^2 \left(\frac{L}{L_m} - 1 \right) \left(\frac{L_m}{L} \right)^2 \frac{450}{4096} \quad (= A_3 \text{ из (32.16) при } L_m = L_{cr}),$$

$$\kappa_L = \min \left[\frac{4 \pi c G M}{L}, \frac{\max \kappa(T)}{3} \right]_{\rho_{cr}}, \quad (32.17B)$$

$$L_m = \frac{4 \pi c G M}{\max \kappa(T)|_{\rho_{cr}}} \quad \text{при} \quad \max \kappa(T)|_{\rho_{cr}} < 3 \frac{4 \pi c G M}{L},$$

$$L_m = \frac{L}{3} \quad \text{при} \quad \max \kappa(T)|_{\rho_{cr}} > 3 \frac{4 \pi c G M}{L},$$

$\mu_0 = \max(\mu)$ соответствует нейтральному газу.

Процедура нахождения критической точки такова. При данных L и ρ_{cr} находим $\kappa_0 = 4\pi c G M / L$. После этого из таблиц $\kappa(\rho, T)$ находим T_{cr0} , а из (32.10), (32.17) получаем A_1 и A_3 . Из термодинамических соотношений определяются μ , γ_ρ и γ_T . Затем из (32.11) находится в следующем приближении κ_1 и итерации ведутся до определения параметров критической точки с заданной точностью. После этого находится r_{cr} из (32.12)

или из соотношения для A_3 в (32.10), величины $u_{cr} = \sqrt{\gamma_{\rho, cr} k T / \mu_{cr} m_u}$ и $\dot{M} = -4\pi \rho_{cr} u_{cr} r_{cr}^2$. После выхода из критической точки по разложению (32.14) интегрирование (32.7) и (32.8) внутрь звезды в [290] охватывает 3% массы звезды. На границе с ядром, которое рассчитывается методом Хенни, скорость столь мала ($u \ll u_T$), что шивка параметров ведется так же, как и в статическом случае (см. § 22).

Таблица 40

Эволюционные параметры звезд, представленных на рис. 65

Точка	Модель №	T_c , К	ρ_c , г·см ⁻³	L/L_\odot	L_H/L_\odot	L_{He}/L_\odot
A	0	3,1 (7)	1,1 (1)	3,5 (3)	3,5 (3)	0
	0	3,8 (7)	3,7(0)	1,1 (5)	1,1 (5)	0
B	20	4,0 (7)	2,0(1)	6,6 (3)	6,6 (3)	0
	133	5,1 (7)	7,5(0)	2,2 (5)	2,2 (5)	0
C	28	4,5 (7)	5,3 (1)	7,5 (3)	6,7 (3)	0
	244	8,2 (7)	3,6 (1)	2,5 (5)	1,9 (5)	0
D	64	7,8 (7)	1,9 (3)	8,1 (3)	8,5 (3)	0
	342	1,8 (8)	5,9 (2)	2,4 (5)	1,6 (5)	1,3 (5)
E	132	1,4 (8)	5,1 (3)	5,0 (3)	6,7 (3)	1,1 (3)
	452	1,8 (8)	5,8 (2)	2,3 (5)	1,6 (5)	1,3 (5)

Здесь $t_{эв}$ — время эволюции между данной и предыдущей точками на треках рис. 65, в верхних строчках даны значения для $M = 9 M_\odot$, в нижних — для $M = 30 M_\odot$, цифра в скобках в столбце R_f/R_\odot есть критический радиус первой истекающей модели.

Таблица 40 (окончание)

Точка	L_g/L_\odot	T_{ef}, K	R_f/R_\odot	$\frac{M_{сопв}}{M}$	$x_H [x_{12} C]$	$t_{эв}, \text{годы}$
A	0	2,43 (4)	3,4	0,29	0,75	0
	0	4,07 (4)	6,7	0,54	0,75	0
B	2,3	2,08 (4)	6,3	0,11	0,036	2,6 (7)
	4,5 (2)	3,10 (4)	16,4	0,28	0,02	5,9 (6)
C	7,5 (2)	2,24 (4)	5,7	0,037	2,8 (-4)	5,6 (5)
	5,8 (4)	3,44 (4)	14,0	0,12	0	8,0 (4)
D	-3,8 (2)	1,57 (4)	12,2	0	0	9,3 (4)
	-5,1 (4)	1,54 (4)	68,1	0,15	[6,8 (-3)]	1,5 (4)
E	-2,8 (3)	5,16 (3)	89,0	0,035	[4,4 (-3)]	8,5 (4)
	-5,5 (4)	5,16 (3)	607	0,18	[1,3 (-2)]	3,0 (3)
			(611)			

В [290] рассчитывается статическая эволюция звезд с $M = 9$ и $30 M_\odot$ до начала проникновения конвекции внутрь ядра ($9 M_\odot$) или до точки, где построение статических моделей принятым методом оказывается невозможным ($30 M_\odot$). Для $30 M_\odot$ здесь предполагается начало истечения, эволюция на стадии которого рассчитывается по изложенному выше методу. Начальный состав выбирался в виде $x_H = 0,75$, $x_{He} = 0,22$, $x_Z = 0,03$. Конвекция рассчитывалась с длиной перемешивания $l = R_p$, использовался критерий конвекции Леду, что дало отсутствие перемешивания между конвективным ядром и зоной полуконвекции благодаря лучистому слою между ними.

Результаты расчетов приведены в табл. 40 и на рис. 65, 66. После точки E трека для $30 M_\odot$ в выбранных физических условиях не удалось построить статической модели, поэтому здесь предполагалось начало истечения. Штриховой линией указан примерный трек на стадии истечения. Всего было построено 23 истекающих модели за 15 лет эволюции звезды. За это время масса звезды уменьшилась до $23 M_\odot$, так что получился гигантский поток массы $\dot{M} \approx 0,5 M_\odot/\text{год}$. Несомненно, что такой поток \dot{M} явился следствием не совсем удачного выбора связи (32.17). Реальное \dot{M} может быть на 2–4 порядка меньше. Интервалы изменения параметров в критической точке за время эволюции таковы:

$$\begin{aligned} \dot{M} &= (0,5 - 0,4) M_\odot/\text{год}, \quad u_{cr} = 18 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}, \\ T_{cr} &= (2,5 - 2,4) \cdot 10^4 \text{ К}, \quad \rho_{cr} = 8 \cdot 10^{-10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \\ R_{cr} &= (610 - 550) R_\odot. \end{aligned} \quad (32.18)$$

Малое изменение критических параметров в ходе истечения указывает на то, что оно должно продолжаться, пока звезда не потеряет почти всю свою водородную оболочку, а оставшееся гелиевое ядро станет звездой

типа Вольфа–Райе. Такой механизм образования звезд типа Вольфа–Райе предложен в [290]. Там же предложен проверочный тест: поиск протяженной газовой оболочки с массой, сравнимой с массой гелиевой звезды. Подобные оболочки найдены вокруг многих звезд этого типа, которые не показывают явных признаков двойственности [149]. В [290] отмечалось также, что на начальных стадиях истечения непрозрачность

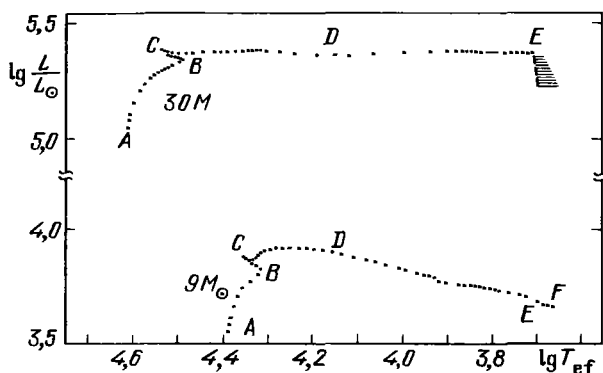


Рис. 65. Эволюционные треки звезд с массами 9 и $30M_{\odot}$ от главной последовательности до начальных стадий горения ${}^4\text{He}$ в ядре с начальным составом $x_{\text{H}} = 0,75$, $x_{\text{He}} = 0,22$, $x_{\text{Z}} = 0,03$, критерия Леду и $l = H_{\text{P}}$ из [290]. На треке с $M = 30M_{\odot}$ в точке E предполагается начало сильного истечения, стадия с истечением указана штрихованной линией

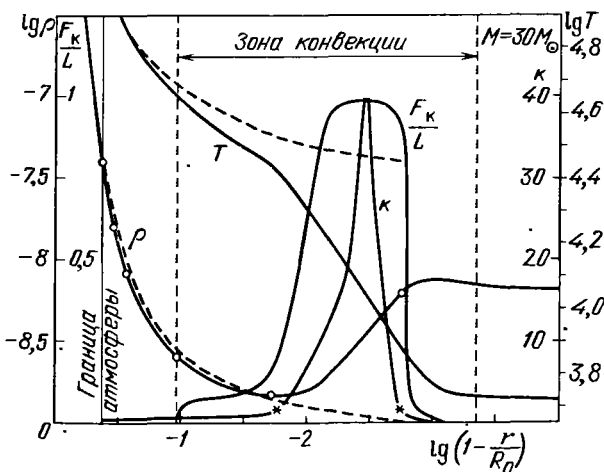


Рис. 66. Структура статической (сплошные линии) и истекающей (штриховые) оболочки в точке E для $30M_{\odot}$. Истекающая оболочка построена с помощью соотношения (32.16), вместо внешнего граничного условия. Приведены распределения плотности ρ , температуры T ; отношение светимости к критической $k = L/L_{\text{ст}}$, доля потока, переносимого конвекцией F_{K}/L , R_0 – радиус статической звезды. Звездочками указаны точки с $k = 1$. Даны только части истекающих моделей, примыкающих к статическому ядру. Видно близкое совпадение кривых $\rho(r)$ и $T(r)$ у статической и истекающей моделей вблизи ядра

Эволюционные параметры звезд на рис. 67

Начальная масса, M_{\odot}	Вариант	$\lg T_{\text{ef}}, \text{K}$	$\tau_{\text{H}},$ годы	$\frac{\tau_{\text{He}}}{\tau_{\text{H}}}$	$\tau_{\text{bl}}/\tau_{\text{He}}$	$\tau_{\text{y}}/\tau_{\text{He}}$	Конечная масса, M_{\odot}
15	A	...	1,2 (7)	0,092	0,040	0,002	15
15	C	4,56	1,2 (7)	0,092	0,760	0,009	4,4
30	A	...	5,8 (6)	0,082	0,034	0,005	30
30	C	4,67	5,8 (6)	0,083	0,831	0,015	11,3
30	D	4,81	5,8 (6)	0,082	1,000	...	11,6
60	A, C, D	4,22	3,7 (6)	0,086	1,000	...	60

T_{ef} — максимальная эффективная температура при горении ${}^4\text{He}$ в ядре, τ_{H} — время горения H в ядре, τ_{He} — время горения ${}^4\text{He}$ в ядре, τ_{bl} — время горения ${}^4\text{He}$ в голубой стадии, τ_{y} — время горения ${}^4\text{He}$ в желтой стадии.

оболочки может быть очень большой и все излучение звезды переизлучится в инфракрасном диапазоне, давая яркий инфракрасный объект. Возможно, такого типа объекты уже наблюдались на инфракрасном спутнике IRAS [402]. На рис. 66 приведено распределение параметров в оболочке последней статической модели и первой истекающей той же массы. В истекающей оболочке отсутствует инверсия плотности, ρ падает быстрее, а T медленнее, чем в статической. Вблизи ядра имеется хорошее совпадение решений для статической и истекающей оболочки. Это свидетельствует о том, что процессы в атмосфере слабо влияют на структуру статического ядра.

Исследование эволюции массивных звезд с истечением при заданном эмпирически потоке $\dot{M}(L, R)$ проводилось многими авторами. В [588] рассчитывалась эволюция звезд с начальными массами 15, 30, 60 M_{\odot} до исчерпания гелия в центре звезды. Результаты представлены на рис. 67 и в табл. 41. Треки с постоянной массой существенно отличаются от других треков звезды той же массы с тем же критерием конвекции Леду (см. рис. 57 [587] и рис. 58 [651]) полным отсутствием петель. Почти весь гелий для $M = 15$ и 30 M_{\odot} сгорает в области красных гигантов (см. табл. 41). Отличие от [587] состоит только в длине перемешивания $l = H_p$ вместо $l = 0,4H_p$ в [587]. Отличие от [651] состоит в химическом составе и в некоторых деталях критерия конвекции. В целом, сравнение этих результатов свидетельствует в пользу наличия элемента случайности в механизме образования петель. При учете потери массы (в тех же физических предположениях) трек еще на стадии горения гелия в ядре уходит обратно в область голубых гигантов, где звезда и проводит большую часть этой стадии (см. табл. 4). Оба варианта потери массы по закону

$$\dot{M} = -\frac{LR}{M} \cdot 10^{-11} \frac{M_{\odot}}{\text{год}} \quad (32.19)$$

при $\lg T_{\text{ef}} < 3,85$ (вариант C),

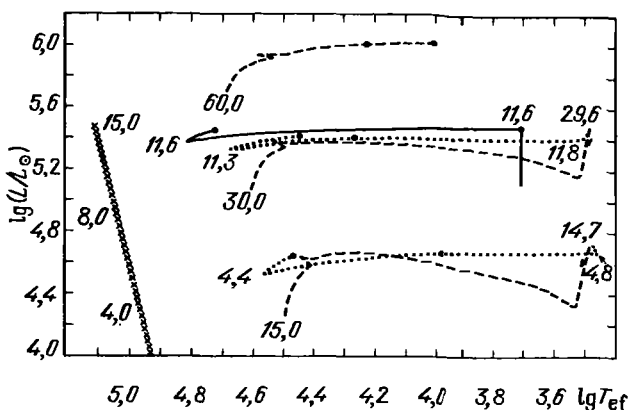


Рис. 67. Эволюционные треки звезд с начальными массами 15, 30 и $60M_{\odot}$ от главной последовательности до исчерпания ${}^4\text{He}$ в центре для начального состава $x_{\text{H}} = 0,739$, $x_{\text{He}} = 0,24$, $x_{\text{Z}} = 0,021$, критерия конвекции Леду и $l = H_p$. А — — — — эволюция с постоянной массой; С ····· $\dot{M} = -10^{-11} (LR/M)$ в $M_{\odot}/\text{год}$ при $\lg T_{\text{ef}} < 3,85$; D — — — — $\dot{M} = -10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ при $\lg T_{\text{ef}} < 3,7$, L, R, M даны в солнечных единицах, точки определяют начало и конец медленного горения ${}^4\text{He}$ в голубой области для $60M_{\odot}$ и случаев с $\dot{M} \neq 0$. Слева указано местоположение однородных гелиевых звезд, из [588]

и быстрой потери массы с $\dot{M} = -10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$ при $\lg T_{\text{ef}} < 3,7$ (вариант D), аналогично [290], дают качественно похожие треки (L, R, M — в солнечных единицах).

Различные варианты потери массы рассматривались в работах [476, 477]. Физические условия в этих работах обсуждались выше. Результаты расчетов приведены на рис. 68, 69 и в табл. 42. Здесь использована зависимость для \dot{M} , отличная от [588]: $\dot{M} = NL/c^2 M_{\odot}/\text{год}$, $N = 65-150$. Для варианта С с наибольшим \dot{M} качественно треки совпадают с [588], т.е. в обоих случаях они поворачивают влево к области голубых гигантов. Детали расчетов сравнивать трудно, так как использовались разные критерии конвекции, то топологическое сходство очевидно.

Вопрос о потере массы при эволюции массивных звезд является весьма важным, так как при разных \dot{M} треки эволюции и наблюдательные проявления этих звезд качественно различаются. Для теоретического решения этой проблемы требуется самосогласованный расчет эволюции с истечением при более точной по сравнению с [290] методикой определения \dot{M} , где внешние граничные условия были бы строго удовлетворены как с физической, так и с математической точек зрения.

Задача 1. Для непрозрачности в виде

$$\kappa = \kappa_0 \text{ при } T > T_c,$$

$$\kappa = \kappa_1 \left(\frac{T}{T_c} \right)^n, \quad n > 0, \quad (1)$$

$$\text{при } T < T_c, \quad \kappa_1 \gg \kappa_0$$

Т а б л и ц а 42

Основные фазы ядерного горения при эволюции звезд на рис. 64, 68, 69

Стадия горения	Вариант	$\frac{M}{M_{\odot}}$	$\dot{M}, M_{\odot}/\text{год}$	T_c, K	$\rho_c, \text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	L/L_{\odot}	T_{ef}, K	$t_{\text{эв}}, \text{годы}$
Водород	A	9	0	2,9 (7)	8,9 (0)	3,9 (3)	2,32 (4)	2,3 (7)
	B	9	1,3 (-8)	2,9 (7)	8,9 (0)	3,9 (3)	2,32 (4)	2,4 (7)
Гелий	A	9	0	1,4 (8)	4,3 (3)	8,8 (3)	4,04 (3)	3,7 (6)
	B	8,55	6,8 (-7)	1,4 (8)	4,6 (3)	8,3 (3)	3,97 (3)	3,8 (6)
^{12}C и ^{16}O	A	9	0	6,3 (8)	3,5 (5)	2,1 (4)	3,77 (3)	3,6 (5)
	B	6,2	1,9 (-6)	6,1 (8)	3,2 (5)	1,8 (4)	3,65 (3)	6,4 (5)
Водород	A	15	0	3,2 (7)	5,2 (0)	1,9 (4)	3,00 (4)	1,1 (7)
	B	15	7,1 (-8)	3,2 (7)	5,2 (0)	1,9 (4)	3,00 (4)	1,2 (7)
	C	15	1,3 (-7)	3,2 (7)	5,2 (0)	1,9 (4)	3,00 (4)	1,2 (7)
Гелий	A	15	0	1,6 (8)	1,5 (3)	4,3 (4)	3,82 (3)	1,2 (6)
	B	13,7	2,2 (-7)	1,5 (8)	1,9 (3)	2,8 (4)	7,66 (3)	1,2 (6)
	C	12,2	1,0 (-5)	1,6 (8)	1,8 (3)	4,1 (4)	3,76 (3)	1,3 (6)
^{12}C и ^{16}O	A	15	0	7,3 (8)	2,1 (5)	6,1 (4)	3,78 (3)	7,6 (4)
	B	11,1	8,5 (-6)	7,2 (8)	2,2 (5)	5,5 (4)	3,72 (3)	3,8 (4)
	C	3,5	4,2 (-7)	7,1 (8)	1,6 (5)	5,2 (4)	5,30 (4)	9,6 (4)

Водород	A	30	0	3,6 (7)	2,9 (0)	1,2 (5)	3,93 (4)	5,7 (6)
	B	30	5,1 (-7)	3,6 (7)	2,9 (0)	1,2 (5)	3,93 (4)	6,8 (6)
	C	30	2,9 (-6)	3,6 (7)	2,9 (0)	1,2 (5)	3,94 (4)	6,8 (6)
Гелий	A	30	0	1,9 (8)	5,6 (2)	3,0 (5)	1,76 (4)	4,6 (5)
	B	24,8	3,1 (-6)	1,8 (8)	6,1 (2)	2,5 (5)	9,55 (3)	5,0 (5)
	C	21,25	6,6 (-5)	1,8 (8)	6,7 (2)	1,8 (5)	3,94 (3)	5,1 (5)
¹² C и ¹⁶ O	A	30	0	9,1 (8)	8,2 (4)	3,5 (5)	3,83 (3)	7,9 (3)
	B	12,5	7,2 (-5)	9,3 (8)	1,2 (5)	3,2 (5)	4,06 (3)	4,6 (3)
	C	10,15	2,9 (-6)	9,7 (8)	2,3 (5)	3,0 (5)	5,98 (4)	8,3 (3)
Водород	A	60	0	3,9 (7)	1,9 (0)	5,3 (5)	4,72 (4)	3,7 (6)
	B	60	2,7 (-6)	3,9 (7)	1,9 (0)	5,3 (5)	4,72 (4)	4,2 (6)
	C	60	5,4 (-6)	3,9 (7)	1,9 (0)	5,3 (5)	4,72 (4)	4,2 (6)
Гелий	A	60	0	2,0 (8)	3,2 (2)	1,1 (6)	1,02 (4)	2,8 (5)
	B	45,2	2,6 (-4)	1,9 (8)	2,7 (2)	8,8 (5)	4,23 (3)	3,1 (5)
	C	34,8	4,6 (-4)	1,9 (8)	3,4 (2)	8,1 (5)	4,43 (3)	3,2 (5)
¹² C и ¹⁶ O	A	60	0	9,4 (8)	6,9 (4)	1,1 (6)	3,95 (3)	1,3 (2)
	B	24,8	4,0 (-5)	9,5 (8)	6,8 (4)	1,1 (6)	2,16 (5)	1,2 (2)
	C	14,6	1,0 (-4)	2,1 (8)	5,6 (2)	3,4 (5)	1,24 (5)	...

Параметры определяют условия вблизи начала горения водорода и гелия и в конце горения углерода, $t_{зв}$ есть время до загорания следующего элемента. В последней строке таблицы приведена последняя модель данного варианта, где углерод еще не загорался.

Спектральный класс звезд
 O4 O7 B0 B1 B3 B5 B8 A5 F5 G0 K0 M0M4

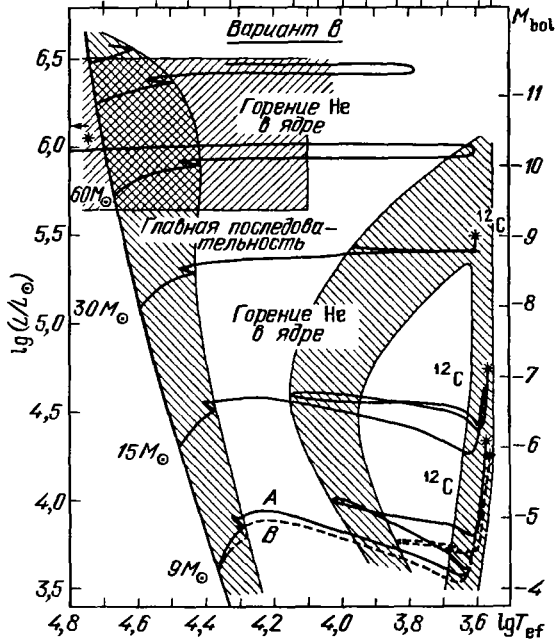


Рис. 68. То же, что на рис. 64 при учете потери массы $M = NL/c^2$, $N = 65-80$ (вариант В из [477], см. табл. 42). Для $M = 9 M_{\odot}$ для сравнения приведен трек без потери массы (А).

Спектральный класс звезд
 O4 O7 B0 B1 B3 B5 B8 A5 F5 G0 K0 M0M4

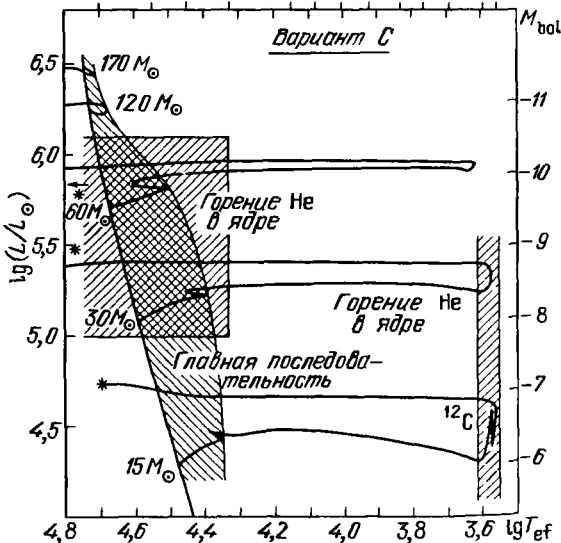


Рис. 69. То же, что на рис. 68 при $N = 135-150$ (вариант С из [477], см. табл. 42).

найти границу статических и истекающих моделей в отсутствие конвекции.

Решение [277]. Считая $m = M = \text{const}$ в уравнении (22.1) и $L = \text{const}$ в (22.4а), поделим (22.1) на (22.4а) и, используя $P(\rho, T)$ из (32.5) и граничное условие $P = 0, \rho = 0$ при $T = 0$, получим решение в виде

$$P = \frac{L_{c0}}{L} \frac{a(T^4 - T_c^4)}{3} + \frac{aT_c^4}{3} \frac{L_{c1}}{L} \frac{4}{4-n} \quad \text{при } T > T_c, \quad (2)$$

$$P = \frac{L_{c1}}{L} \frac{aT^4}{3} \frac{4}{4-n} \left(\frac{T_c}{T}\right)^n \quad \text{при } T < T_c,$$

$$\rho(T) = \left(P - \frac{aT^4}{3}\right) / \mathfrak{R}T, \quad (3)$$

$$L_{c0} = \frac{4\pi cGM}{\kappa_0}, \quad L_{c1} = \frac{4\pi cGM}{\kappa_1}. \quad (4)$$

Для одновременного обращения в нуль T и P из (2) требуется

$$n < 4. \quad (5)$$

Для одновременного обращения в нуль T, ρ и P из (3) требуется

$$n < 3, \quad \frac{L_{c1}}{L} \frac{4}{4-n} > 1. \quad (6)$$

После подстановки (2), (3) в (22.4а), решение с граничными условиями $\rho(R) = T(R) = P(R) = 0$ записывается в виде

$$\frac{1}{R} \frac{GM}{4\mathfrak{R}} + C_1 = \int \left[1 - \frac{L}{L_{c0}} + \left(\frac{T_c}{T}\right)^4 \left(\frac{4}{4-n} \frac{\kappa_0}{\kappa_1} - 1\right) \right]^{-1} dT \quad \text{при } T > T_c; \quad (7)$$

$$\frac{1}{R} \frac{GM}{4\mathfrak{R}} + C_2 = \int \left[\frac{4}{4-n} - \alpha \left(\frac{T}{T_c}\right)^n \right]^{-1} dT \quad \text{при } T < T_c,$$

$$\alpha = L/L_{c1}.$$

Постоянные C_1 и C_2 находятся из условия $T = T_c$ при $R = R_c$. Для $n = 1$ получаем

$$T = \frac{T_c}{\alpha} \left\{ \frac{4}{3} - \left(\frac{4}{3} - \alpha\right) \exp \left[\frac{\alpha}{T_c} \frac{GM}{4\mathfrak{R}} \left(\frac{1}{R_c} - \frac{1}{R}\right) \right] \right\}, \quad T < T_c. \quad (8)$$

Для обращения в нуль T при конечном радиусе R требуется выполнение условия

$$\frac{GM}{4\mathfrak{R}R_c} > -\frac{T_c}{\alpha} \ln \left(1 - \frac{3\alpha}{4} \right). \quad (9)$$

Условия (6) при $n = 1$ и (9) требуются для существования статической оболочки звезды. При нарушении условий (9) лучистая оболочка может быть только истекающей.

Задача 2. Показать, что при нарушении условий (6), (9) существует область, где имеется статическое решение с конвекцией и истекающее лучистое.

Решение. Так как конвекция (например, по теории пути перемешивания (22.46)) эффективно уменьшает α , то статическое решение имеет место и при формальном нарушении условия (9) или аналогичного ему при $n \neq 1$. Одновременно при нарушении этих условий существует истекающее на бесконечность решение для лучистого случая, полученное численно в [277] из уравнений (32.2) – (32.5) с учетом (1) для случаев $n = 1, \alpha = 5, L/L_{c0} = 1/2$, и $n = 1, \alpha = 2, L/L_{c0} = 1/2$.

§ 33. Эволюция при наличии вырождения, тепловые вспышки

В звездах малой массы $M \leq 2,25 M_{\odot}$ образуется вырожденное гелиевое ядро, в котором начало горения гелия происходит в виде тепловой вспышки. Вспышка является следствием тепловой неустойчивости, связанной с тем, что в вырожденном веществе рост температуры почти не сопровождается ростом давления. Теплоемкость звезды при этом положительна и отсутствует стабилизирующая обратная связь, имеющаяся у нормальных звезд с отрицательной теплоемкостью.

В результате тепловой вспышки гелиевое ядро становится невырожденным и снова наступает спокойная фаза эволюции с дальнейшим горением гелия в ядре. Эта стадия протекает качественно также, как и у звезд промежуточной массы $2,25 \leq M/M_{\odot} \leq \sim 8$, у которых вырождение в центральных областях впервые наступает только после образования углеродного ядра и двух слоевых источников: гелиевого и водородного.

Эволюция звезд на стадии горения слоевых источников как малой, так и промежуточной массы (МП-звезды) оказывается удивительно похожей. На этой стадии наблюдаемые свойства звезды – ее положение на ГР диаграмме – слабо зависят от полной массы звезды и определяются, в основном, массой углеродного ядра. Все звезды движутся в среднем по одному и тому же треку, называемому конвергентным. Звезды, попадающие на этот трек, называют также принадлежащими асимптотической ветви гигантов (АВГ). Движение по конвергентному треку сопровождается тепловыми вспышками в гелиевых слоевых источниках, количество вспышек растет с ростом массы звезды. Природа этих вспышек отличается от природы гелиевой вспышки в ядре, так как вещество в гелиевом слоевом источнике невырождено. Общим свойством является положительная теплоемкость, которая в данном случае связана с формой источника энергии в виде тонкого слоя. Эволюция вдоль конвергентного трека сопровождается потерей массы, что в итоге ведет к образованию белого карлика из вырожденного углеродного ядра. Непосредственно перед образованием белого карлика происходит быстрый сброс оставшейся части оболочки, которая затем наблюдается в виде туманности, освещаемой излучением горячей центральной звезды (планетарная туманность). В наиболее массивных звездах углеродное ядро достигает массы $M = 1,39 M_{\odot}$, когда в нем развивается тепловая неустойчивость, результатом которой обычно считается наблюдаемый взрыв сверхновой I типа. Рассмотрим подробнее упомянутые выше стадии эволюции МП-звезд.