

ращен после начала расширения облака. Изменение формы облака со временем представлено на рис. 34. Сложное распределение плотности и появление вокруг центра уплотнения типа гантели могут быть связаны с появлением зависимости $\omega(z)$ при коллапсе и формированием поля скоростей циркуляционного типа. Очевидно, что и в этом расчете формируется диск, а не тор, в то время как в [310] образование тора получено и при больших начальных давлениях с $\alpha_0 = 0,0085$ и тем же вращением $\beta_0 = 0,324$. Распределение плотности вдоль полюса и на экваторе на последний счетный момент $t = 1,27$ представлены на рис. 35. Гантельная структура (рис. 35, а) содержит ~ 10 ячеек при общем их числе 396. Размер ее очень мал $\sim 0,01$. Она не была замечена в расчетах [296, 297, 502, 307–311, 610, 606, 305], возможно, из-за грубости счетной сетки вблизи центра. Раннее образование гантельной структуры в расчетах указывает на то, что она физически реальна и не является следствием численных ошибок. Образование протозвезд при коллапсе вращающихся облаков сильно обусловлено тепловыми процессами, рассмотренными в § 26. Однако их учет при наличии вращения по-настоящему не проводился.

ГЛАВА 8

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД ДО ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Как следует из расчетов коллапса облаков, изложенных в § 26, звезды с массами $M \geq 3M_{\odot}$ появляются в оптике сразу вблизи главной последовательности. Объекты меньшей массы часть времени существуют как оптические звезды, излучающие за счет энергии гравитационного сжатия. Рассмотрим эволюцию звезды от начала ее появления в оптике до прихода на главную последовательность, когда температура в центре становится достаточной для протекания ядерной реакции превращения водорода в гелий (см. обзор [281]).

§ 28. Стадия Хаяши

Эволюция звезд до главной последовательности происходит в условиях не очень высоких температур, когда неполная ионизация вещества и большая непрозрачность приводит к почти полной конвективности таких звезд. Впервые это было установлено в работах Хаяши [390, 391], который учел конвекцию при построении эволюционных треков сжимающихся звезд на ГР диаграмме (см. рис. 30, взятый из [583], построенный с учетом расчетов [406]). Эволюционные расчеты в рассмотренных ниже работах проводились методом Хэни, решая уравнения (22.1) – (22.4).

а) Ядерные реакции. Хотя на стадии сжатия к главной последовательности скорости реакций недостаточны для установления теплового равновесия, реакции с легкими элементами могут давать определенный вклад в тепловой баланс звезды. В [391] учитывались реакции горения ${}^2\text{D}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, малые количества которых образовались в начале расширения вселенной. Скорость энерговыделения в реакции ${}^2\text{D}(p, \gamma){}^3\text{He}$ дана в (14.7),

(14.8). Для двух других реакций имеем из [361] с учетом (13.3), (13.4), (13.16)

$${}^7\text{Li} (p, \alpha) {}^4\text{He}, \quad Q_6 = 17,348$$

$$N_A \langle {}^7\text{Li} p \rangle_\alpha = 8,04 \cdot 10^8 T_9^{-2/3} \exp \left[-\frac{8,471}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{30,068} \right)^2 \right] \times \\ \times (1 + 0,049 T_9^{1/3} + 0,23 T_9^{2/3} + 0,079 T_9 - 0,027 T_9^{4/3} - \\ - 0,023 T_9^{5/3}) + 1,54 \cdot 10^6 T_9^{-3/2} \exp \left(-\frac{4,479}{T_9} \right) + \\ + 1,07 \cdot 10^{10} T_9^{-3/2} \exp \left(-\frac{30,443}{T_9} \right),$$

$$\epsilon_{7\text{Li} p \alpha} = 2,391 \cdot 10^{18} x_{7\text{Li}} x_{\text{H}} \rho N_A \langle {}^7\text{Li} p \rangle_\alpha;$$

$${}^9\text{Be} (p, \alpha) {}^6\text{Li}, \quad Q_6 = 2,125$$

$$N_A \langle {}^9\text{Be} p \rangle_\alpha = 2,11 \cdot 10^{11} T_9^{-2/3} \exp \left[-\frac{10,359}{T_9^{1/3}} - \left(\frac{T_9}{0,520} \right)^2 \right] \times \\ \times (1 + 0,040 T_9^{1/3} + 1,09 T_9^{2/3} + 0,307 T_9 + 3,21 T_9^{4/3} + 2,30 T_9^{5/3}) + \\ + \frac{4,51 \cdot 10^8}{T_9} \exp \left(-\frac{3,046}{T_9} \right) + \frac{6,70 \cdot 10^8}{T_9^{3/4}} \exp \left(-\frac{5,160}{T_9} \right);$$

$$\epsilon_{9\text{Be} p \alpha} = 2,278 \cdot 10^{17} x_{9\text{Be}} x_{\text{H}} \rho N_A \langle {}^9\text{Be} p \rangle_\alpha.$$

В [406] проведены детальные расчеты эволюции к главной последовательности звезд с массами 0,5; 1,0; 1,25; 1,5; 2,25; 3,0 M_\odot . Здесь учитывались реакции р-р цикла (14.2)–(14.3а) и горение ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ в CNO-цикле (14.11). Соответствующие скорости реакций и энерговыделения определены формулами

$$p (p, e^+ \nu) {}^2\text{D} \text{ в (14.5) и (14.6) с } Q_6 = 1,192;$$

$${}^3\text{He} (\text{He}^3, 2p) {}^4\text{He} \text{ в (14.9), (14.10); } {}^{12}\text{C} (p, \gamma) {}^{13}\text{N} \text{ в (14.24);}$$

$${}^{14}\text{N} (p, \gamma) {}^{15}\text{O} \text{ в (14.13) и } {}^{16}\text{O} (p, \gamma) {}^{17}\text{F} \text{ в (14.28).}$$

Приведем также скорость реакции [389]

$${}^4\text{He} ({}^3\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be}, \quad Q_6 = 1,586$$

$$N_A \langle {}^4\text{He} {}^3\text{He} \rangle_\gamma = 5,79 \cdot 10^6 (1 + 4,95 \cdot 10^{-2} T_9)^{-5/6} \times \quad (28.3)$$

$$\times T_9^{-2/3} \exp \left[-\frac{12,826}{T_9^{1/3}} (1 + 4,95 \cdot 10^{-2} T_9)^{1/3} \right],$$

$$\epsilon_{4\text{He}^3\text{He}} = 1,275 \cdot 10^{17} x_{4\text{He}} x_{3\text{He}} \rho N_A \langle {}^4\text{He} {}^3\text{He} \rangle_\gamma.$$

Для остальных реакций рр- и CNO-циклов в [406] учитывалось тепловыделение, но они предполагались протекающими мгновенно. Например, продуктом реакции $p(p, e^+ \nu) {}^2\text{D}$ предполагается не ${}^2\text{D}$, а ${}^3\text{He}$, который появляется в быстротекающей реакции (14.2) ${}^2\text{D}(p, \gamma) {}^3\text{He}$, а в результате

реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ в итоге появляется ^{14}N за счет быстрого протекания реакции 2 и 3 из (14.11). В [381] рассматривались также реакции $^6\text{Li}(p, \alpha)^3\text{He}$, $^{10}\text{B}(p, \alpha)^7\text{Be}$, $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{Be}$, роль которых в энерговыделении невелика. Исползованные в расчетах скорости всех реакций умножались на фактор экранирования (см. (17.20), (17.33) и (17.25)). Времена достижения главной последовательности t_{ms} звездами различной массы составили [406]

t_{ms} , годы	2,514 (6)	5,855 (6)	1,821 (7)	2,954 (7)	5,016 (7)	1,550 (8)
M/M_{\odot}	3,0	2,25	1,5	1,25	1,0	0,5

Поясним причины появления экстремумов на эволюционных треках [406] (рис. 30). Первый минимум справа связан с ростом лучистого ядра. По мере дальнейшего сжатия у звезд с $M \geq 0,8 M_{\odot}$ быстрое накопление ^3He в реакциях горения H и ^2D (14.5) – (14.8) и уменьшение ^{12}C в реакции (14.24) приводит к избытку градиента давления, замедляющего сжатие звезды, и к развитию конвекции в центре. В результате светимость звезды проходит через максимум; звезда с $M \leq M_{\odot}$ достигает главной последовательности после исчезновения конвективного ядра.

Для $M = 1,5 M_{\odot}$ уменьшение концентрации ^{12}C сопровождается уменьшением относительного вклада ядерной энергии в светимость. Роль гравитационной энергии начинает возрастать, когда звезда еще не достигла главной последовательности, что приводит к прохождению светимости через вторичный минимум и ее дальнейшему росту. После того, как концентрация ^{12}C достигнет равновесного значения, роль ядерной энергии вторично увеличивается, сжатие замедляется, светимость снова проходит через максимум и звезда достигает главной последовательности при ненулевой массе конвективного ядра. Появление новых экстремумов вблизи главной последовательности для $M \geq 1,25 M_{\odot}$ связано с увеличением роли CNO-цикла горения водорода в звездах большой массы, по сравнению с pp-циклом.

б) Неидеальность вещества. При рассмотрении эволюции звезд малых масс $M \leq 0,2 M_{\odot}$ учитывались кулоновские поправки к уравнению состояния и ионизация давлением ([403], см. § 4, п. ж). В работах [380–383, 210] учет ионизации давлением проводился более упрощенно. Сдвиг уровней учитывался путем умножения правой части в уравнении Саха (1.8) на множитель

$$\phi(r_0) = e^{(r_p/r_0)^3}, \quad (28.4)$$

где

$$r_0 = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3} \text{ — среднее расстояние между ионами,}$$

$$r_p = \gamma \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \text{ — величина, близкая к боровскому радиусу; приведенная в табл. 25 из [380].}$$

В $K(T)$ в правой части (1.8), как и в [403], учитывалось вырождение пу-

Значения радиусов r_p

Элемент	$r_p, \text{Å}$	Элемент	$r_p, \text{Å}$	Элемент	$r_p, \text{Å}$
H	0,795	N	0,53	Ni	1,07
H ⁻	2,12	O	0,45	Ca	2,03
H ₂	1,18	C	0,66	Al	1,21
H ₂ ⁺	1,30	S	0,82	Na	1,55
He	0,475	Si	1,06	K	2,06
He ⁺	0,400	Fe	1,22		
Ne	0,32	Mg	1,32		

тем использования соответствующих выражений для химического потенциала, см. § 2.

в) Эволюция звезд малых масс, минимальная масса звезды на главной последовательности, роль различных факторов. Эволюционные расчеты звезд малой массы, идущих к главной последовательности, проводились методом Хенли (см. § 22). Помимо различия в способе учета неидеальности, рассматривались различные химические составы и коэффициенты α при выборе пути перемешивания в (10.22). Зависимость эволюционных треков от α исследовалась в [381]. В [382, 383] исследовалась роль способа учета неидеальности, выбора граничных условий и горения дейтерия на эволюционный трек звезды, сжимающейся к главной последовательности.

Эволюционные треки звезд с $M = 0,07 - 0,11 M_{\odot}$, рассчитанные в [210], начиная от границы Хаяши, приведены на рис. 36. Химический состав соответствовал $x_H = 0,7$, $x_{He} = 0,27$, $x_Z = 0,03$. Атмосфера и оболочка

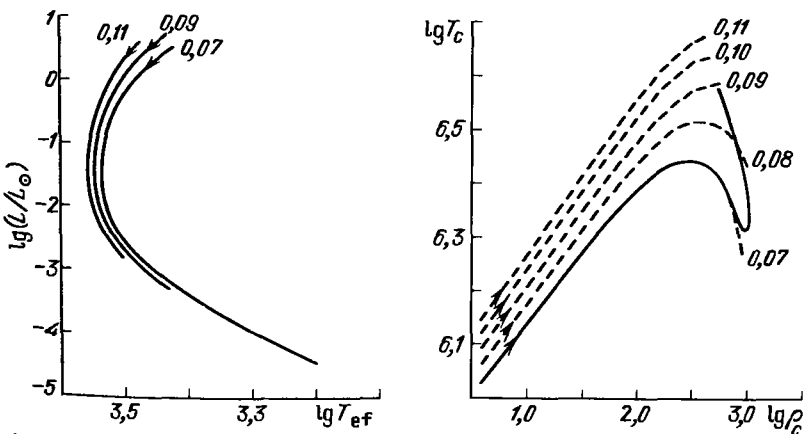


Рис. 36. Треки сферически симметричных звезд с массами 0,07, 0,09, 0,11 M_{\odot} на диаграмме ГР

Рис. 37. Зависимость $\lg T_c (\lg \rho_c)$ для звезды с начальной массой 0,07 M_{\odot} и темпом увеличения массы $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$ вблизи главной последовательности. Пунктирными линиями показаны кривые для сферически симметричных звезд с постоянными массами 0,07, 0,08, 0,09, 0,10, 0,11 M_{\odot}

Параметры звезд при максимальной центральной температуре T

$\frac{M}{M_{\odot}}$	t , годы	$\lg T_c$	$\lg \rho_c$	$(\beta - \alpha)_c$	$\frac{L_{\text{grav}}}{L}$	$\lg T_{\text{ef}}$	$\lg \frac{L}{L_{\odot}}$	$\lg \frac{R}{R_{\odot}}$
0,07	2,2 (8)	6,448	2,5	4,2	0,96	3,41	-3,27	-0,94
0,08	3,3 (8)	6,524	2,62	4,2	0,78	3,42	-3,28	-0,96

рассчитывались аналогично [520] путем решения уравнений (6.34), (22.17), (22.18); масса оболочки равнялась 3% от массы звезды. Конвекция в ней учитывалась по теории пути перемешивания $s \cdot l = P/\nabla P$ ($\alpha = 1$), учет неидеальности проводился аналогично [380], см. (28.4), рассматривались реакции горения водорода в протон-протонном цикле с учетом экранирования.

Расчеты показали, что звезды с массами $0,09 M_{\odot}$, $0,1 M_{\odot}$ и $0,11 M_{\odot}$ достигают главной последовательности, а звезды с массами $0,08 M_{\odot}$ и меньше в ходе сжатия достигают состояния максимальной температуры в центре T_c и далее остывают, превращаясь в вырожденные водородные карлики.

В табл. 26 из [210] приведены параметры звезд в максимуме T_c , а в табл. 27 — параметры звезд на главной последовательности, когда $L_{\text{grav}}/L = 0,01$. Минимальная масса звезды на главной последовательности лежит в интервале $0,08 M_{\odot} \leq M \leq 0,09 M_{\odot}$. Для звезд малой массы, достигающих главной последовательности (табл. 26), сохраняется состояние полной конвективности. Линия на диаграмме ГР, вдоль которой эволюционирует полностью конвективная звезда данной массы в отсутствие вырождения получена в [390, 391] и называется границей или треком Хаяши. В [390, 391] показано, что наличие радиативного ядра смещает звезду влево от этой границы (см. рис. 30). При наличии аккреции звезда малой массы с $M < M_{\text{min}}$ может повернуть к главной последовательности после прохождения минимума T_c . Характерный эволюционный трек представлен на рис. 37 для начальной массы $0,07 M_{\odot}$ и скорости аккреции $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$.

Т а б л и ц а 27*)

Параметры звезд на главной последовательности

$\frac{M}{M_{\odot}}$	t , годы	$\lg T_c$	$\lg \rho_c$	$(\beta - \alpha)_c$	$\lg T_{\text{ef}}$	$\lg \frac{L}{L_{\odot}}$	$\lg \frac{R}{R_{\odot}}$
0,09	1,6 (9)	6,596	2,74	4,41	3,42	-3,30	-0,27
0,10	8,9 (8)	6,645	2,67	3,35	3,46	-3,07	-0,93
0,11	5,7 (8)	6,684	2,59	2,57	3,49	-2,88	-0,89

*) Здесь β и α определены в § 2. С ростом радиуса и светимости начальной эволюционной модели время эволюции t практически не меняется.

Характеристики звезды в момент максимума T_c (первые две строки) или по достижении главной последовательности (последние две строки); $\beta - \alpha$ определено в § 2, $\beta_m = P_m / (P + P_m)$, P и P_m — давление вещества и излучения соответственно

$\frac{M}{M_\odot}$	t , годы	$\frac{E_M}{E_{\text{grav}}}$	$(\beta_m)_c$	$\lg T_{\text{ef}}$	$\lg \frac{L}{L_\odot}$	$\lg \frac{R}{R_\odot}$	$\lg T_c$	$\lg \rho_c$	$(\beta - \alpha)_c$	$\frac{L_{\text{grav}}}{L}$
0,11	2,9 (8)	0,28	0,22	3,41	-3,00	-0,80	6,454	2,52	4,2	0,96
0,12	3,8 (8)	0,27	0,20	3,42	-3,01	-0,82	6,520	2,60	4,2	0,85
0,12	7,6 (9)	0,27	0,20	3,30	-3,72	-0,94	6,457	2,94	8,43	0,01
0,13	2,9 (9)	0,25	0,19	3,40	-3,20	-0,88	6,575	2,81	5,13	0,01

Модели звезд малой массы с мелкомасштабным магнитным полем, учет которого сводился к добавлению магнитного давления

$$P_m = C \rho^{4/3} \quad (28.5)$$

к уравнению состояния, рассчитывались в [209]. Магнитное давление уменьшает значение температуры, необходимое для равновесия звезды той же массы, и ее плотности и увеличивает значение минимальной массы звезды на главной последовательности $M_{\text{min}}^{(H)} > M_{\text{min}}$. Расчеты для $C = 2,4 \cdot 10^{13}$ в (28.5) привели к значению $M_{\text{min}}^{(H)} = 0,12 M_\odot$ (см. табл. 28). Отметим, что звезда с $M = 0,12 M_\odot$ достигает главной последовательности после прохождения максимума центральной температуры. Влияние вращения на величину M_{min} рассмотрено в § 29.

г) Эволюционная роль потери массы. Наблюдательные свидетельства потери массы звездами типа Т Тельца, которые отождествляются с молодыми сжимающимися звездами, были получены Кухи [449], см. также [330]. Имеются наблюдательные данные (см., например, [318]), свидетельствующие о том, что истечение вещества из некоторых молодых звезд происходит в виде двух струй. Возможно, что это связано с наличием протопланетных дисков.

Эмпирический учет потери массы в расчетах эволюции звезд, сжимающихся к главной последовательности, был сделан в работе [353]. Поток массы задавался в виде

$$\frac{dM}{dt} = -\alpha \frac{R^3}{M} \quad (28.6)$$

Будем массу M и радиус R звезды выражать в солнечных единицах, время t в годах, α в $M_\odot/\text{год}$. Для солнечного ветра $\alpha = 3 \cdot 10^{-14} M_\odot/\text{год}$. Для звезд типа Т Тельца поток массы может быть на несколько порядков выше. На рис. 38 из [353] приведены эволюционные треки звезд с начальными массами 2,93 и 2,31 M_\odot и различными значениями α с химическим составом $x_H = 0,739$, $x_{He} = 0,24$, $x_Z = 0,021$. В отличие от [406], где $l = \rho/2|\nabla\rho|$, в теории пути перемешивания средней пробы конвективного элемента равнялся удвоенной шкале высот по давлению: $l = 2P/|\nabla P|$ (см. (10.22)). Рассматривалось также горение дейтерия, концентрация

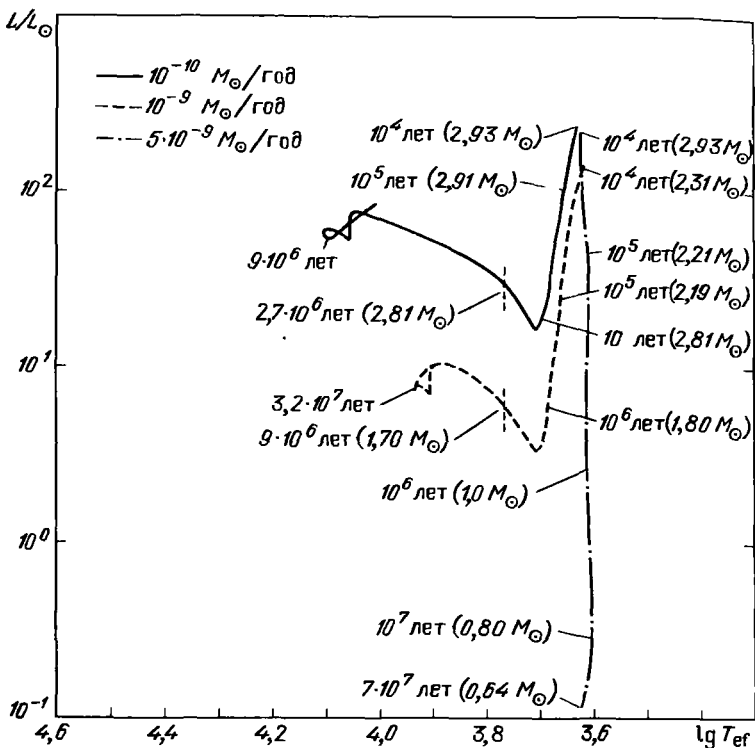


Рис. 38. Эволюционный трек на диаграмме ГР сжимающихся звезд с потерей массы и учетом горения дейтерия. Начальные массы звезд равны $2,93 M_{\odot}$ и $2,31 M_{\odot}$. Вертикальная штриховая линия указывает точку, где исчезает внешняя конвективная зона и дальнейшая эволюция идет с постоянной массой. Массы и возрасты моделей, указанных стрелками, даны на рисунке. Стрелки в левой части рисунка (без указания массы) указывают на главную последовательность нулевого возраста.

которого в начальный момент принималась равной земной: $x_D/x_H = 1,4 \cdot 10^{-4}$ [97]. Как показано в [353], линии равного возраста (см. рис. 30) на диаграмме ГР слабо зависят от задаваемой величины α скорости потери массы.

§ 29. Эволюция быстровращающихся звезд на стадии гравитационного сжатия

Скорости вращения звезд типа Т Тельца трудно определимы из-за отсутствия широких линий излучения. Оценка скорости вращения таких звезд проводилась по узким линиям поглощения [394], при интерпретации наблюдений флюоресцентной линии железа FeI $\lambda\lambda$ 4063, 4132 [632] и составила $\langle v \sin i \rangle = 20-65 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

При теоретическом исследовании эволюции быстровращающихся звезд на стадии гравитационного сжатия использовалось политропное уравнение состояния $P = K \rho^{\gamma}$ с $\gamma = 4/3$ для звезд с массами $3 - 12 M_{\odot}$ в [303] и $\gamma = 5/3$ для $M \leq 1 M_{\odot}$ в [491]. В [303] рассматривалось фиксированное