

**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  $\alpha$ , 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.

а) Гелиевая вспышка в ядре (ГВЯ). Развитие тепловой неустойчивости в вырожденном ядре звезды было предсказано Местелом [484] и впервые рассчитано в работах Шварцшильда с соавторами [573, 569, 388, 386]. В [386] рассматривалась звезда второго населения (обедненная металлами) с  $M = 1 M_{\odot}$ , начальным химическим составом  $x_H = 0,9$ ,  $x_{He} = 0,099$ ,  $x_Z = 0,001$  и критерием конвекции Шварцшильда. Конвекция в ядре всегда принималась адиабатической, включая момент максимума вспышки. Максимальная центральная температура при вспышке составила  $2 \cdot 10^8$  К, а максимальная скорость энерговыделения из-за горения гелия  $\sim 10^{11} L_{\odot}$ . Светимость звезды за время вспышки мало меняется от  $2720 L_{\odot}$  до  $2740 L_{\odot}$  в максимуме, а затем через  $3,5 \cdot 10^5$  лет уменьшается до  $170 L_{\odot}$ . За это время эффективная температура проходит значения 4500, 4060 и 4610 К, а радиус — 105, 106 и 20  $R_{\odot}$ . Последние цифры соответствуют модели, в которой гелий горит уже в невырожденном ядре. В максимуме вспышки  $x_Z$  в центре достигает значения 0,0077, что соответствует выгоранию 0,7% гелия в центре ядра. Скорость выделения энергии такова, что ядро продолжает оставаться в состоянии, близком к статическому равновесию. Конвекция, развивающаяся в ядре во время вспышки, не достигает водородного слоевого источника, остановившись от него в двух шкалах высот по плотности.

В дальнейшем расчеты гелиевой вспышки проводились неоднократно (см. обзор [561]) и всегда конвекция из ядра не достигала водородного слоя. Важным неучтенным фактором является нестационарность конвекции во время вспышки. Неясной в этих условиях остается и стабилизирующая роль градиента химического состава  $\nabla \mu$ . Второй тип перемешивания, который может произойти при вспышке, связан с проникновением внешней конвективной оболочки вглубь ядра. Результаты разных авторов здесь противоречивы, причем они сильно зависят от принятой формы нейтринных потерь из-за плазменных нейтрино, для которых имеются расхождения (см. [268]) [561]. Основной общий результат всех расчетов состоит в том, что после вспышки возникает звезда с невырожденным ядром, где горит гелий, а количество гелия, сгоревшего во время вспышки, не превышает 1%. Длительность вспышки  $5 \cdot 10^4$  лет, в процессе ее положение звезды на ГР-диаграмме меняется слабо. В [415] на основе численных расчетов получены интерполяционные формулы для массы гелиевого ядра  $M_{CHe}$  перед вспышкой (в  $M_{\odot}$ ):

$$M_{CHe} = 0,475 + 0,23 (0,3 - x_{He}) - 0,01 (\lg x_Z + 3) + 0,035 (0,8 - M), \quad (33.1)$$

и времени эволюции звезды  $t_{RG}$  на стадии красных гигантов от светимости  $L_{RG}$  до ГВЯ:

$$\lg (t_{RG}/10^7 \text{ лет}) = 2,351 - 0,84 \lg (L_{RG}/L_{\odot}) - \quad (33.2)$$

$$- 0,04 (\lg x_Z + 3) + 1,36 \lg (1 - x_{He}) - 0,27 \lg M,$$

где  $M$  — масса звезды в  $M_{\odot}$ ,  $x_{He}$  и  $x_Z$  — начальные концентрации. Приведем также формулу, определяющую время жизни звезды  $t_t$  до точки поворота с главной последовательности (см. рис. 56), как функцию светимости в

точке поворота  $L_t$  и начальных концентраций  $x_{\text{He}}$  и  $x_Z$ :

$$\lg \left( \frac{t_t}{10^{10} \text{ лет}} \right) = 0,42 - 1,1 \lg L_t + 0,59 (0,3 - x_{\text{He}}) - 0,14 (\lg x_Z + 3),$$

$$-4 \leq \lg x_Z \leq -3. \quad (33.3)$$

Эта формула полезна для оценки возраста скоплений по их ГР диаграмме.

б) Горизонтальная ветвь (ГВ). Звезды небольшой массы с невырожденным гелиевым ядром и водородной оболочкой, образующиеся в результате гелиевой вспышки, располагаются на ГР диаграмме вблизи линии, которая называется горизонтальной ветвью гигантов (ГВ). Ввиду слабой зависимости массы гелиевого ядра во время вспышки  $M_{\text{СHe}}$  о массы звезды, модели звезд на горизонтальной ветви представляют собой гелиевые ядра почти одной и той же массы, окруженные водородными оболочками разной массы. В [590] рассчитана эволюция моделей с  $M_{\text{СHe}} = 0,475 M_{\odot}$  и различными водородными оболочками. Результаты представлены на рис. 70. Начальные модели лежат на горизонтальной ветви нулевого возраста (ГВНВ). В них горит гелий в ядре и водород в слоевом источнике. По мере выгорания гелия модели отходят от ГВНВ и располагаются на ГВ. После выгорания в ядре гелия начинается стадия быстрого сжатия ядра (штриховая линия на рис. 70) до загорания гелиевого слоевого источника. После этого звезды занимают на ГР диаграмме место, которое называется верхней горизонтальной ветвью (ВГВ). Движение вдоль ВГВ сопровождается ростом роли водородного слоевого источника, сближением обоих слоевых источников, увеличением светимости звезды, и приводит к выходу на асимптоти-

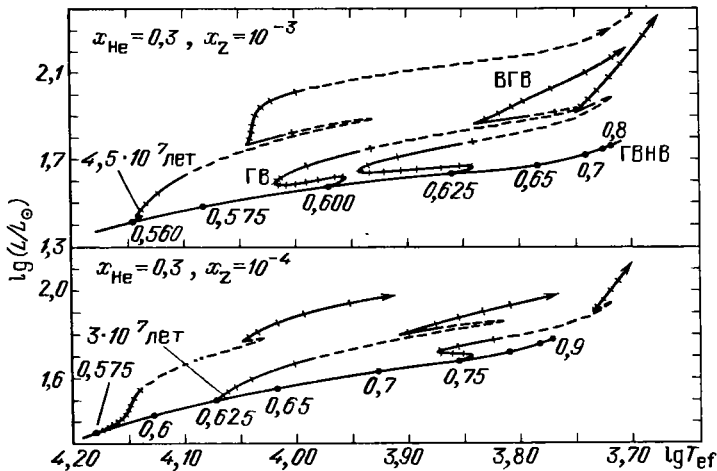
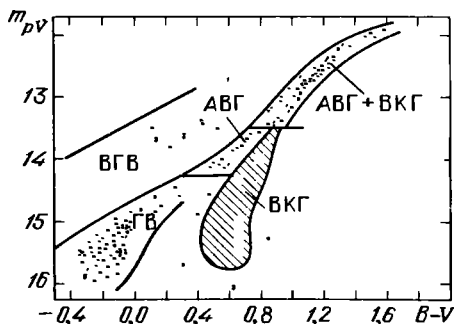


Рис. 70. Эволюционные треки звезд на стадии горения гелия в ядре и стадии двойного слоевого источника для двух химических составов в оболочке. ГВНВ – горизонтальная ветвь нулевого возраста, цифры на ней дают полные массы звезд, масса гелиевого ядра равна везде  $0,475 M_{\odot}$ . Сплошными линиями обозначены ГВ – горизонтальная ветвь, отходящая от ГВНВ, и ВГВ – верхняя горизонтальная ветвь. Штриховые линии – стадии быстрой эволюции. Между поперечными штрихами время эволюции равно  $5 \cdot 10^6$  лет. После ВГВ звезды идут в АГВ – асимптотическую ветвь гигантов, из [590]

Рис. 71. Схематическая диаграмма цвет ( $B - V$ ) – светимость ( $m_{pV}$ ) для шарового скопления М 13. Выделены следующие группы звезд:

ВКГ – ветвь красных гигантов,  
ГВ – горизонтальная ветвь,  
ВГВ – верхняя горизонтальная ветвь,  
АВГ – асимптотическая ветвь гигантов (из [590])



ческую ветвь гигантов АВГ. На АВГ приходят почти все звезды с ГВ, кроме звезд левого конца, упирающегося в гелиевую главную последовательность, с малой водородной оболочкой. Эти звезды превращаются в белые карлики, не заходя на АВГ. Звезды с  $M \geq M_{\odot}$  после гелиевой вспышки не покидают ветви красных гигантов ВКГ с которой они, как и звезды промежуточной массы, почти непрерывно переходят на АВГ.

На рис. 71 из [415] на диаграмме для шарового скопления М 13 цвет ( $B - V$ ) – светимость ( $m_{ph}$ )\*, которая подобна ГР диаграмме, указано расположение звезд на различных эволюционных стадиях, отмеченных выше. Время эволюции звезды на ГВ аппроксимируется формулой [415]

$$\lg(t_{ГВ}/10^7 \text{ лет}) = 0,74 - 2,2(M_{CNe} - 0,5), \quad (33.4)$$

причем зависимость  $M_{CNe}(M, x_{He}, x_Z)$  дана в (33.1).

в) Асимптотическая ветвь гигантов (АВГ). Для звезд с вырожденным углеродным ядром и двумя очень близко расположенными гелиевым и водородным слоевыми источниками положение на ГР диаграмме почти не зависит от полной массы звезды и определяется, в основном массой углеродного ядра. АВГ представляет собой конвергентный трек, на который выходят все звезды МП. Существование конвергентного трека было установлено в работах Пачиньского [521, 523] и Ууса [204, 205]. Сходимость всех звезд к этому треку видна, например, на рис. 56 из [521]. Наличие двух тонких, близко расположенных слоевых источников создаст большие вычислительные трудности при расчете эволюции на АВГ обычными методами (§ 22). Ситуация осложняется еще и тем, что на большей части АВГ гелиевый слоевой источник является неустойчивым и в нем происходят тепловые вспышки (ТП). Так же как и при ГВЯ, звезда при ТП остается в статическом равновесии. Для расчета одной вспышки тре-

\*) Звездная величина  $M$  определяется логарифмом светимости звезды. Боллометрическая (полная) абсолютная величина  $M_{bol} = 4,74 - 2,5 \lg(L/L_{\odot})$ . Видимая величина (без учета межзвездного поглощения)  $m = M - 5 + 5 \lg d_{пк}$ ,  $d_{пк}$  расстояние до звезды в парсеках. Для грубой оценки спектра используют звездные величины в отдельных спектральных диапазонах, задаваемых фильтрами:  $m_U$  вокруг  $\lambda = 3650 \text{ \AA}$ ,  $m_B$  вокруг  $\lambda = 4400 \text{ \AA}$ ,  $m_V$  вокруг  $\lambda = 5500 \text{ \AA}$  с  $\Delta\lambda \approx 800 \text{ \AA}$ . Фотовизуальная величина  $m_{ph} \approx m_V$ . Показатель цвета  $B - V$  ( $\equiv m_B - m_V$ ) не зависит от расстояния до звезды и отражает ее температуру,  $B - V \approx (7300 \text{ K}/T_e) - 0,60$ . Более точные определения звездных величин с учетом кривых прозрачности фильтров, распределения энергии в спектре звезды и межзвездного поглощения даны в [5].

буется несколько тысяч моделей, а количество вспышек для звезд промежуточной массы составляет порядка тысячи, так что прямой счет эволюции становится невозможным из-за больших затрат времени.

Было предложено несколько приближенных методов расчета эволюции на АВГ, позволяющих подавить ТП и получить усредненный эволюционный трек. Метод, используемый Пачинским и Уусом при открытии конвергентного трека, состоит в принятии приближения квазистационарности при протекании вещества через два тонких слоевых источника. Впервые такое приближение было применено в работе [344] для расчета тонкого водородного слоевого источника. Приближение основано на малости эйлеровых временных производных  $(\partial/\partial t)_r$  по сравнению с лагранжевыми  $(\partial/\partial t)_m$ . Это связано с тем, что все параметры сильно меняются при переходе через слой горения, но параметры до и после слоевого источника со временем меняются слабо. Имеем [523]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_m = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_r + \left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)_m \left(\frac{\partial}{\partial r}\right)_t = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_r - \left(\frac{\partial m}{\partial t}\right)_r \left(\frac{\partial}{\partial m}\right)_t. \quad (33.5)$$

На границе ядра \*)  $\left(\frac{\partial m}{\partial t}\right)_r \approx \frac{dM_c}{dt} = \dot{M}_c$ , поэтому учитывая малость  $(\partial/\partial t)_r$ , имеем из (33.5)

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_m = -\dot{M}_c \left(\frac{\partial}{\partial m}\right)_t. \quad (33.6)$$

При выводе (33.5) учитывались соотношения

$$\left(\frac{\partial}{\partial r}\right)_t = \left(\frac{\partial}{\partial m}\right)_t \left(\frac{\partial m}{\partial r}\right)_t \quad \text{и} \quad \frac{dm}{dt} = \left(\frac{\partial m}{\partial t}\right)_r + \left(\frac{\partial m}{\partial r}\right)_t \left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)_m \equiv 0. \quad (33.7)$$

Соотношение (33.6) позволяет свести уравнения звездной эволюции, в которых имеются частные производные в уравнениях для изменения химического состава и в выражении для гравитационной энергии (§ 22), к обыкновенным дифференциальным уравнениям. Уравнения химической эволюции (22.5)–(22.7) заменяются уравнениями [204]

$$\frac{dx_H}{dm} = 4m_p \frac{\epsilon_{\text{CNO}}}{Q_{\text{CNO}}} \frac{1}{\dot{M}}, \quad \frac{dx_{\text{He}}}{dm} = -\frac{dx_H}{dm}, \quad \frac{dx_C}{dm} = 0 \quad (33.8)$$

в зоне горения водорода и уравнениями

$$x_H = 0, \quad \frac{d}{dm} (x_{\text{He}} + x_{1^2\text{C}} + x_{1^6\text{O}} + x_{2^0\text{Ne}}) = 0, \quad (33.9)$$

$$\frac{dx_{\text{He}}}{dm} = \left( \frac{3m_\alpha \epsilon_{3\alpha}}{Q_{3\alpha}} + \frac{m_{1^2\text{C}} \epsilon_{1^2\text{C}\alpha}}{Q_{1^2\text{C}\alpha}} + \frac{m_{1^6\text{O}\alpha}}{Q_{1^6\text{O}\alpha}} \right) \frac{1}{\dot{M}_c},$$

\*) Масса ядра  $M_c$  определяется, как массы на середине водородного слоевого источника [521].

$$\frac{dx_{12C}}{dm} = \left( -\frac{3m_\alpha \epsilon_{3\alpha}}{Q_{3\alpha}} + \frac{m_{12C} \epsilon_{12C\alpha}}{Q_{12C\alpha}} \right) \frac{1}{\dot{M}_c},$$

$$\frac{dx_{12O}}{dm} = \left( \frac{m_{16O} \epsilon_{16O\alpha}}{Q_{16O\alpha}} - \frac{(m_\alpha + m_{12C}) \epsilon_{12C\alpha}}{Q_{12C\alpha}} \right) \frac{1}{\dot{M}_c}$$

в зоне горения гелия. В (33.8) опущена реакция pp-цикла, а в (33.9) добавлена, по сравнению с (22.6), реакция  $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$  (см. (14.32) и табл. 16). Член с гравитационной энергией из (22.3) примет вид

$$\epsilon_{\text{ГР}} = -\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \left[ \left( \frac{\partial E}{\partial \rho} - \frac{P}{\rho^2} \right) \frac{d\rho}{dm} + \frac{\partial E}{\partial T} \frac{dT}{dm} \right] \dot{M}_c. \quad (33.10)$$

В [205] модели с двойными слоевыми источниками строились без учета гравитационной энергии при  $\epsilon_{\text{ГР}} = 0$ . Запишем первое уравнение (33.8) и третье (33.9) в виде

$$\frac{dx_{\text{H}}}{dm} = \frac{\epsilon_{\text{H}}}{E_{\text{H}}} \frac{1}{\dot{M}_c}, \quad (33.11a)$$

$$\frac{dx_{\text{He}}}{dm} = \frac{\epsilon_{\text{He}}}{E_{\text{He}}} \frac{1}{\dot{M}_c}. \quad (33.11b)$$

Здесь  $\epsilon_{\text{H}} = \epsilon_{\text{CNO}}$ ,  $E_{\text{H}} = Q_{\text{CNO}}/4m_{\text{p}}$ ,  $\epsilon_{\text{He}} = \epsilon_{3\alpha}$ ,  $E_{\text{He}} = Q_{3\alpha}/3m_\alpha$  определяет энергию, выделяющуюся при превращении одного грамма гелия в углерод. Из (22.3) при  $\epsilon_{\nu} = \epsilon_{\text{ГР}} = 0$  и (33.11), интегрируя, имеем

$$x_{\text{H}} = x_{\text{H}0} + \frac{L(m) - L}{E_{\text{H}} \dot{M}_c}, \quad L_{\text{He}} = L - x_{\text{H}0} E_{\text{H}} \dot{M}_c, \quad (33.12)$$

$$x_{\text{He}} = x_{\text{H}0} + x_{\text{He}0} + \frac{L(m) - L_{\text{He}}}{E_{\text{He}} \dot{M}_c},$$

$$L_i = L_{\text{He}} - (x_{\text{H}0} + x_{\text{He}0}) E_{\text{He}} \dot{M}_c.$$

Здесь  $L_{\text{He}}$  – светимость на границе между слоевыми источниками,  $L$  – внешняя светимость,  $L_i$  – светимость углеродного ядра. Из (33.12) получается связь между  $L$ ,  $L_i$ ,  $\dot{M}_c$ :

$$\dot{M}_c = \frac{L - L_i}{x_{\text{H}0} E_{\text{H}} + (x_{\text{H}0} + x_{\text{He}0}) E_{\text{He}}}. \quad (33.13)$$

С учетом (33.13) из (33.12) получается распределение  $x_{\text{H}}$  и  $x_{\text{He}}$  в слоевых источниках, как функция светимости  $L(m)$  с полной светимостью  $L$  в виде параметра. Процедура построения равновесной модели с двумя квазистационарными источниками с  $\epsilon_{\text{ГР}} = 0$  сводится к следующему [205]. Внутри углеродного ядра выбирается место сшивки при  $m = m_f$ . Для данного  $L$  и эффективной температуры  $T_{\text{ef}}$  уравнения (22.1)–(22.4) с учетом (33.12) и (33.13) интегрируются внутрь до  $m = m_f$ , где  $\rho = \rho_f$ ,  $T = T_f$ ,  $r = r_f$ . Считая углеродное ядро изотермическим с нулевой светимостью  $L_j = 0$ , выполняем интегрирование из центра с данными  $\rho_c$  и  $T_c = T_f$ . В точке сшивки  $m_f$  получаем рассогласование по  $\rho$  и  $r$ . Построение модели с данными  $L$  и  $M$  сводится к поиску  $T_{\text{ef}}$  и  $\rho_c$ , удовлетворяющих условиям сшивки по  $\rho$  и  $T$ . Метод нахождения  $T_{\text{ef}}$  и  $\rho_c$  аналогичен методу Шварцшильда из § 22, но вместо четырех параметров в § 22 здесь ищется только два.

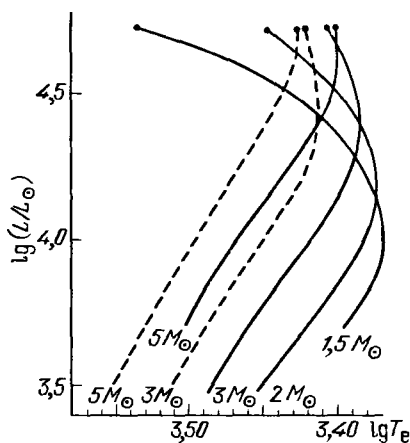


Рис. 72. Треки звезд промежуточной массы на АВГ из [205]. Для сравнения штриховыми линиями приведены треки из [521]

В [205] начальный состав выбирался в виде  $x_H = 0,7$ ,  $x_{He} = 0,26$ ,  $x_Z = 0,04$ , а путь перемешивания  $l = H_p$ . Эволюционные треки приведены на рис. 72. Полученные модели имеют очень разреженную, почти полностью конвективную оболочку с большой областью инверсного градиента плотности. Все эволюционные треки при большой светимости поворачивают налево, причем  $T_{ef, min} = 2300 - 2400$  К. Замечательной особенностью моделей является однозначная линейная зависимость светимости звезды от массы углеродно-кислородного ядра  $M_{CO}$ , полученная в [205] в виде

$$L/L_{\odot} = 59100 (M_{CO}/M_{\odot} - 0,51). \quad (33.14)$$

Подставляя в (33.13) численные значения констант и учитывая (33.14), имеем

$$\begin{aligned} \dot{M}_C &= 0,47 \cdot 10^{20} (M_{CO}/M_{\odot} - 0,51) \text{ г} \cdot \text{с}^{-1} = \\ &= 0,71 \cdot 10^{-6} (M_{CO}/M_{\odot} - 0,51) M_{\odot}/\text{год}. \end{aligned} \quad (33.15)$$

Масса ядра и светимость звезды экспоненциально растут со временем, причем длительность стадии роста ядра до загорания углерода  $^{12}\text{C}$  составляет несколько миллионов лет. Масса вещества между слоевыми источниками на АВГ уменьшается со временем от  $0,015 M_{\odot}$  при  $M_{CO} = 0,6 M_{\odot}$  до  $5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$  при  $M_{CO} = 1,39 M_{\odot}$ . Метод счета эволюции на стадии АВГ с подавлением тепловых вспышек, основанный на пренебрежении гравитационной энергией, рассматривался в [597].

Эволюция звезд на АВГ с использованием метода Хеньи рассчитывалась в [521, 523]. В оболочке с  $T_m \leq 10^6 - 10^7$  К система (22.1)–(22.4) интегрировалась снаружи до  $T = T_m$  при  $L = \text{const}$  и  $\epsilon_{gr} = 0$  так же, как в [205]. При  $T = T_m$  к этой системе добавлялись уравнения (33.8), (33.9). При этом  $\epsilon_{gr} \neq 0$  бралось из (33.10), в отличие от [205]. В этом, более полном виде система интегрировалась дальше до точки сшивки в ядре при  $m = m_f$ . Величина  $\dot{M}_C$  здесь не является однозначной функцией  $L$ , как в (33.13), а находится в результате сшивки с ядром, которое не считается изотермичным. Температура ядра в точке сшивки также находится при этой процедуре. Результаты интегрирования оболочек считались граничными условиями при определении структуры ядра методом Хеньи (§ 22). В связи с большой светимостью звезд на АВГ, в [523] вводилось еще одно упрощение, связанное со слабой зависимостью параметров в области  $T > T_m$  от эффективной температуры. Результаты расчетов треков для начального состава  $x_H = 0,7$ ,  $x_{He} = 0,27$  и  $x_Z = 0,03$  при  $l = H_p$

даны на рис. 56 [521], сравни с рис. 72 [205]. Различие треков связано, видимо, с различием в начальных составах, так как вычислительная точность в этих работах примерно одинакова. Зависимость светимости от массы ядра определяется соотношением [521]

$$L/L_{\odot} \approx 59250 (M_c/M_{\odot} - 0,52). \quad (33.16)$$

Она также не зависит от полной массы  $M$  и очень близка к (33.14) из [205]. Для звезд промежуточной массы  $M \geq 2,25 M_{\odot}$  выделение гравитационной энергии становится существенным и светимость между вспышками определяется соотношением [423] ( $M$  в  $M_{\odot}$ )

$$L \approx (L_H + L_g) = 6,34 \cdot 10^4 (M_c - 0,44) (M/7)^{0,19}, \quad (33.17)$$

где учитывается слабая зависимость от полной массы  $M$ . Усредненное изменение радиуса звезды на АВГ определяется аппроксимационной формулой [420]

$$R = 312 (L/10^4 L_{\odot})^{0,68} \left( \frac{1,175}{M} \right)^{0,31S} \left( \frac{x_Z}{0,001} \right)^{0,088} (l/H_p)^{-0,52}, \quad (33.18)$$

$$\text{где } S = \begin{cases} 0 & \text{при } M \leq 1,175 \\ 1 & \text{при } M > 1,175 \end{cases}.$$

г) **Тепловые вспышки в гелиевом слоевом источнике (ТВ).** Последовательный расчет эволюции звезды с  $M = 1 M_{\odot}$  без упрощающих условий предыдущего раздела привел [570] к открытию тепловой неустойчивости гелиевого слоевого источника при отсутствии в нем вырождения. Наличие этой неустойчивости является общим свойством звезд на большей части АВГ. В [570] дано подробное теоретическое объяснение этого явления (см. также § 47). Возможность развития тепловой неустойчивости в тонких невырожденных слоях горения была предсказана Гурвичем и Либединским еще в 1947 г. ((см. [95]).

Подробное исследование 13 ТВ при расчете эволюции звезды в  $1 M_{\odot}$  на АВГ с начальным составом  $x_H = 0,9$ ,  $x_{He} = 0,099$ ,  $x_Z = 0,001$ , критерием конвекции Леду,  $l = H_p$  в оболочке и приближением адиабатической конвекции в области ядерного горения сделано в [571]. Было последовательно построено более 25000 равновесных моделей на протяжении  $4 \cdot 10^6$  лет эволюции звезды. Первая вспышка произошла, когда середина гелиевого слоевого источника находилась при  $m_{He} = 0,465 M_{\odot}$ , а последняя из рассчитанных, тринадцатая — при  $m_{He} = 0,539 M_{\odot}$ . Соответствующие массы для середины водородного слоевого источника  $M_c$  составляли 0,55 и 0,60  $M_{\odot}$  соответственно. Число вспышек в ходе дальнейшей эволюции может быть значительно больше.

На спокойной стадии эволюции основную роль в светимости играет горение водорода в силу его большей калорийности. Во время вспышек выделение энергии за счет горения гелия может превысить водородное более чем на пять порядков. Основные характеристики тепловых вспышек из [571] таковы. Центральные температуры на спокойных стадиях равнялись  $(1,92 \div 2,14) \cdot 10^8$  К, а в максимумах вспышек  $(1,84 \div 2,04) \cdot 10^8$  К; соответственно, центральные плотности равнялись  $(4,35 \div 7,08) \cdot 10^5$  г · см<sup>-3</sup> и  $(4,11 \div 6,64) \cdot 10^5$  г · см<sup>-3</sup>, т.е. в процес-



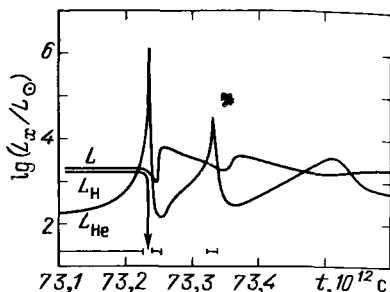
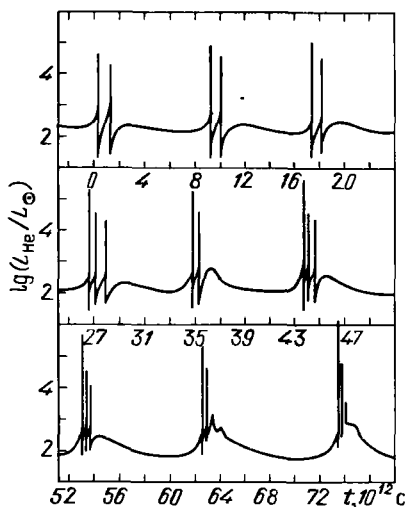


Рис. 73. Скорость горения гелия  $L_{\text{He}}$  в зависимости от времени для первых девяти релаксационных циклов, вызванных тепловой неустойчивостью в гелиевом слоевом источнике звезды с  $M = 1M_{\odot}$  населения II ( $x_{\text{H}} = 0,9$ ,  $x_{\text{He}} = 0,099$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,001$ ). Масса ядра, где выгорел водород, меняется от 0,554 до 0,6  $M_{\odot}$  при переходе от первой до тринадцатой вспышки, из [571]

Рис. 74. Скорость горения гелия  $L_{\text{He}}$ , водорода  $L_{\text{H}}$  и поверхностная светимость звезды в процессе девятого цикла, см. рис. 73. Значком \* указаны области неустойчивости из [571]

се ТП ядро немного расширяется и охлаждается. В середине гелиевого слоевого источника температуры на спокойных стадиях равны  $(1,26-1,29) \cdot 10^8$  К, при вспышках  $(1,69-2,54) \cdot 10^8$  К; соответствующие плотности равны  $(1,38-3,46) \cdot 10^4$  г · см<sup>3</sup> и  $(4,06-4,88) \cdot 10^3$  г · см<sup>-3</sup>. Изменение скорости выделения энергии за счет горения гелия  $L_{\text{He}}$  для первых девяти вспышек представлено на рис. 73, а  $L_{\text{He}}$ ,  $L_{\text{H}}$  и светимость звезды  $L$  в процессе девятой вспышки даны на рис. 74 из [571].

Каждая вспышка состоит из двух-трех пиков, время между которыми меняется от 30 000 лет для первой вспышки до 1000 лет для тринадцатой. Длительность главного пика уменьшается при этом от 300 лет до одного года,  $L_{\text{He}}$  в максимуме меняется от  $\sim 10^5$  до  $\sim 10^7 L_{\odot}$ . Время между вспышками примерно равно 300 000 годам. Отметим, что со временем интенсивность вспышек растет, увеличивается конвекция в зоне горения и, начиная с девятой вспышки, конвекция проникает в области, богатые водородом, приводя к существенным изменениям химического состава в результате появления свободных нейтронов в реакции  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+ \nu)^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ .

Эволюция звезд с массами  $M = 0,6$  и  $0,8 M_{\odot}$  населения II с  $x_{\text{H}} = 0,732$ ,  $x_{\text{He}} = 0,266$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,001$  рассчитывалась в [598] вплоть до АВГ, где подробно изучено несколько ТВ. Результаты изменения  $L$ ,  $L_{\text{H}}$  и  $L_{\text{He}}$  качественно совпали с [571]. Впервые показано, что при изменении  $L$  во время вспышки эффективная температура почти не меняется:  $\Delta \lg T_{\text{e}} \leq \leq 10^{-2}$ , так что на ГР диаграмме звезда ходит почти вертикально (см.

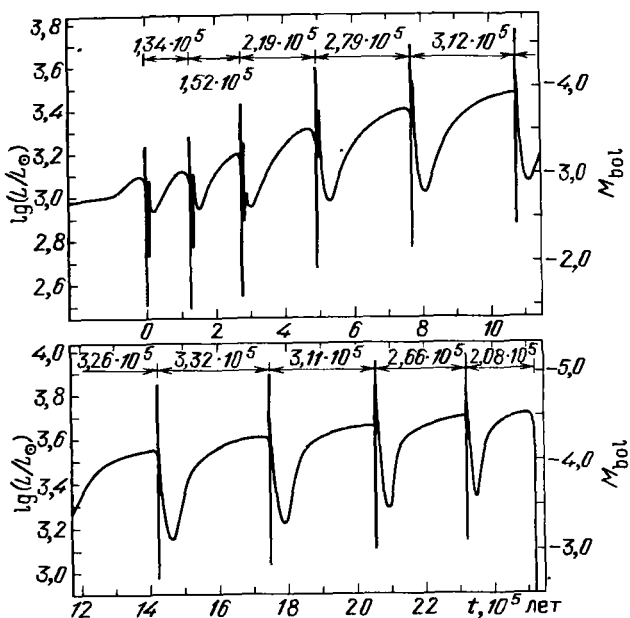


Рис. 75. Светимость и болометрическая звездная величина во время тепловых вспышек у звезды с  $M = 0,6 M_{\odot}$  и начальным составом  $x_{\text{H}} = 0,749$ ,  $x_{\text{He}} = 0,25$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,001$ . Цифры у горизонтальных стрелок показывают время между вспышками в годах, путь перемешивания принимался равным  $l = 1,5 \text{ Нр}$ ,  $M_{\text{bol}} = -2,5 \lg(L/L_{\odot}) + 4,77$ , из [419]

рис. 75 из [419]). ТВ возможны лишь у звезд с  $M \geq 0,52 - 0,53 M_{\odot}$ , причем общее число вспышек растет с массой звезды. Эволюция звезды с  $M = 0,6 M_{\odot}$  рассчитывалась в [419]. На АВГ стадии эта звезда претерпела всего десять вспышек, представленных на рис. 75, прежде чем сойти с АВГ и направиться в область белых карликов (см. подробнее п. е). В максимумах вспышек при переходе от первой к десятой масса ядра меняется от  $0,5272$  до  $0,5901 M_{\odot}$ , скорость выделения энергии за счет горения гелия  $L_{\text{He}}$  — от  $3,3 \cdot 10^4$  до  $2,9 \cdot 10^7 L_{\odot}$ . Светимость звезды изменяется при этом гораздо слабее (см. рис. 75). Временная структура вспышек на звезде с  $M = 0,6 M_{\odot}$  качественно такая же, как для  $1 M_{\odot}$  (ср. рис. 74 и 75), однако, начиная с шестой вспышки последующие становятся однопиковыми, что, возможно, связано с малостью массы оболочки над  $M_c$ .

Зависимость временного интервала между вспышками  $\Delta t_{\text{ТВ}}$  от массы ядра  $M_c$  исследовалась в [529, 530]. В [530] получена следующая приближенная зависимость (для  $x_{\text{H}} = 0,7$ ,  $x_{\text{He}} = 0,27$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,03$ ):

$$\lg \Delta t_{\text{ТВ}} \approx 3,06 - 4,5 \left( \frac{M_c}{M_{\odot}} - 1 \right). \quad (33.19)$$

Здесь  $t_{\text{ТВ}}$  измеряется в годах.

Зависимость светимости звезды в максимуме вспышки  $L_m$  от массы  $M_c$  ядра, полученная на основе численных расчетов, приведена в [636]

$$\frac{L_m}{L_\odot} = 97000 \left( \frac{M_c}{M_\odot} - 0,52 \right). \quad (33.20)$$

д) Потеря массы на АВГ. Убедительным свидетельством потери вещества звездами малой и промежуточной массы МП в процессе эволюции являются наблюдения скоплений, состоящих из звезд примерно равного возраста. Точка поворота с главной последовательности для скопления Плеяды соответствует  $M = M_t > 6M_\odot$ . В то же время в этом скоплении найдены одиночные белые карлики, которые заведомо образовались из звезд с начальной массой  $M > M_t$  и, следовательно, потеряли в ходе эволюции большую часть своей массы [631]. Таким образом, все одиночные МП звезды с  $M \leq 8M_\odot$  превращаются в белые карлики, теряя в ходе эволюции до  $7M_\odot$ . Основная потеря массы происходит на стадии, когда звезда находится на АВГ. После сброса оболочки остается ядро в виде горячей звезды, которая нагревает улетающее вещество и делает его наблюдаемым в виде планетарной туманности. После остывания ядро превращается в белый карлик. Эволюционная схема красный гигант — планетарная туманность — белый карлик была предложена И.С. Шкловским в 1956 г. [233] на основе анализа наблюдательных данных.

Предложено несколько механизмов потери массы МП звездами, но окончательно этот вопрос еще не решен. В [472, 536] рассматривалась возможность сброса протяженной оболочки красного гиганта за счет энергии ионизации водорода, выделение которой делает энергетически выгодным улет оболочки на бесконечность. В отсутствие динамических расчетов подобного сброса нет возможности судить о том, насколько важен этот механизм.

Другим механизмом может быть истечение вещества под действием светового давления при большой непрозрачности в оболочке [356, 452, 453]. Этот механизм аналогичен рассмотренному в [45] для гигантов (см. § 32, п. г, а также [44]). Отметим, что уравнения в [452] остаются справедливыми, если критическая точка расположена при оптической толще  $\tau < 1$ .

Наиболее вероятным в последнее время считается механизм потери массы, связанной с колебательной неустойчивостью звезд и генерацией ударных волн, ведущих к порционному сбросу вещества. Численные расчеты подобного сброса проводились в [634, 200, 208, 635] на основе уравнений одномерной нестационарной гидродинамики. Расчеты, проведенные для вполне реалистических условий, показали достаточную эффективность данного механизма. В работах [200, 208] учитывалась дополнительная потеря массы за счет давления на пылинки. Наблюдательные аргументы в пользу эволюционной схемы Шкловского [233] приведены в [454].

Рассмотренные выше механизмы потери массы не включены пока, как составная часть, в эволюционную схему расчета. Если для первых квазистационарных механизмов можно использовать схему, аналогичную § 32 п.г, то для третьего механизма неясны даже принципы его самосогласованного учета.

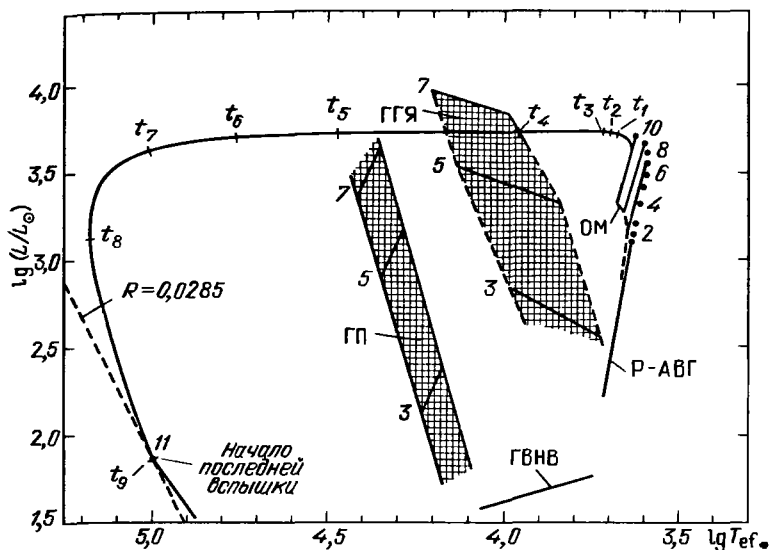


Рис. 76. Эволюционный трек звезды, превращающейся в белый карлик, с  $M = 0,6 M_{\odot}$ , начиная от Р-АВГ; начальный состав -  $x_{\text{H}} = 0,749$ ,  $x_{\text{He}} = 0,25$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,001$ . Точками обозначены положения звезды перед очередной тепловой вспышкой, номер которой указан. Штриховая линия ОМ - огибающая продолжительных минимумов светимости (dip's) при вспышках (см. рис. 75), указаны треки звезды в области минимумов вспышек № 7, 9 и 10. Времена эволюции  $t_i$  на штриховых отметках и соответствующие массы оболочек, богатых водородом, равны

$i$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$t_i (10^4 \text{ лет})$	-3,0	-2,0	-1,0	-0,5	0	0,5	1,0	1,5	1,86
$M_{e, \text{H}} (10^{-3} M_{\odot})$	3,15	2,53	1,84	1,47	1,13	0,80	0,49	0,27	0,27

Р-АВГ - ранняя асимптотическая ветвь гигантов (без вспышек), куда звезда приходит после исчезновения гелия в ядре. Заштрихованы области ГП - главная последовательность и ГГЯ - область горения гелия в ядре, где даны приближенные эволюционные треки звезд с  $M = 3, 5, 7 M_{\odot}$  и  $x_{\text{H}} = 0,719$ ,  $x_{\text{He}} = 0,28$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,001$ . ГВНВ - горизонтальная ветвь нулевого возраста, где начинается горение гелия в статическом ядре. Штриховая линия слева соответствует звезде постоянного радиуса  $R = 0,0285 R_{\odot}$  (горячий белый карлик), из [419, 421]

Эмпирическая зависимость  $\dot{M}$  от параметров звезды получена Ламмерсом [460]:

$$\lg F_m = -5,23 (\pm 0,06) + 4,60 (\pm 0,45) \lg (T_{\text{ef}} / 3 \cdot 10^4 \text{ K}) - 0,48 (\pm 0,11) \lg (g_{\text{ef}} / 10^3) \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (33.21)$$

$$\lg \dot{M} = -4,83 (\pm 0,28) + 1,42 (\pm 0,40) \lg (L / (10^6 L_{\odot})) - 0,99 (\pm 0,47) \lg (M / 30 M_{\odot}) + 0,61 (\pm 0,13) \lg (R / 30 R_{\odot}) M_{\odot} / \text{год}. \quad (33.22)$$

Другое соотношение проиводит Реймерс (см. [423], наблюдательные

данные см. в [549]) :

$$\dot{M} = -4 \cdot 10^{-13} \eta \left( \frac{L}{L_{\odot}} \frac{g_{\odot}}{g} \frac{R_{\odot}}{R} \right) \frac{M_{\odot}}{\text{год}}. \quad (33.23)$$

е) Эволюция с потерей массы: от АВГ к белому карлику. Эволюционный трек звезды с  $M = 0,6 M_{\odot}$  от АВГ к белому карлику представлен на рис. 76 из [419, 421]. Ввиду малой массы эволюцию удалось просчитать точно, пройдя десять вспышек в галиевом слоевом источнике. Последняя, одиннадцатая вспышка происходит уже при движении звезды в область белого карлика при  $M = 0,5997 M_{\odot}$ . Так как положение звезды на АВГ определяется в основном массой  $M_c$ , данный трек, за исключением количества и некоторых особенностей вспышек, пригоден и для описания эволюции звезды начально большей массы.

Анализ наблюдений звезд на АВГ, планетарных туманностей и их ядер привел к представлению о двух типах потери массы на АВГ: спокойный звездный ветер, мощность которого выражается эмпирическими формулами (33.22) или (33.23) и стадия быстрого сброса (сверхветер), которая имеет место непосредственно перед уходом звезды с АВГ [423]. Из наблюдений получена формула (см. [423]) связывающая массу планетарной туманности  $M_{PN}$  с массой ее ядра (ЯПТ)  $M_{PNN}$ :

$$M_{PN} \approx b(1,69 - 8,09 M_{PNN} + 11,69 M_{PNN}^2 - 4,34 M_{PNN}^3). \quad (33.24)$$

Здесь  $b = 0,5 \div 1$  — эмпирический коэффициент. В процессе эволюции звезды на АВГ со спокойной потерей массы  $M_c$  растет, а масса водородной оболочки  $M_e$  падает. Когда достигается равенство  $M_e = M_{PN}$ , предполагается быстрый сброс оболочки, которая позже, после освещения ее горячей центральной звездой с массой  $M_{PNN}$ , превратится в планетарную туманность. Если для  $\dot{M}$  использовать (33.23), то с учетом (33.24) можно найти максимальное значение  $\dot{M}$  в ходе эволюции для спокойного истечения в зависимости от начальной массы звезды  $M_i$ . Эта зависимость приведена на рис. 77 из [423]. Для масс  $M_i$  перед пиком на рис. 77 при  $M_i < M_W$  спокойное истечение кончается сверхветром, который начинается при  $M_e = M_{PN}$  из (33.24). В пике  $M_i = M_W$  ядро успевает в точке быстрого сброса достичь массы  $M_{Ch} = 1,39 M_{\odot}$ , при которой начинается взрывное горение углерода. Для больших масс  $M_i > M_W$  равенство  $M_c = M_{Ch}$  достигается раньше, чем равенство  $M_e = M_{PN}$ . В этом случае стадия спокойного истечения заканчивается загоранием углерода, максимальная  $\dot{M}$  спокойного истечения падает с ростом  $M_i$  из-за роста  $gR$  в (33.23) при том же  $L$ .

С учетом потери вещества трек на рис. 76 описывает эволюцию звезды с массой  $\sim 2 M_{\odot}$ . При этом  $\sim 1,2 M_{\odot}$  звезда теряет спокойно, а затем по достижении  $M_e = M_{PN}$  быстро сбрасывается  $\sim 0,2 M_{\odot}$ . С учетом быстрого сброса время эволюции от его начала до появления звезды на горизонтальной части трека может быть существенно меньше времени, указанного на рис. 76, которое определяется скоростью выгорания водорода.

Звезда с  $M_i > M_W$  должна заканчивать эволюцию развитием тепловой неустойчивости и взрывным процессом (возможно сверхновой); белые карлики получаются, в основном, при  $M_i < M_W$ . В [423] приве-

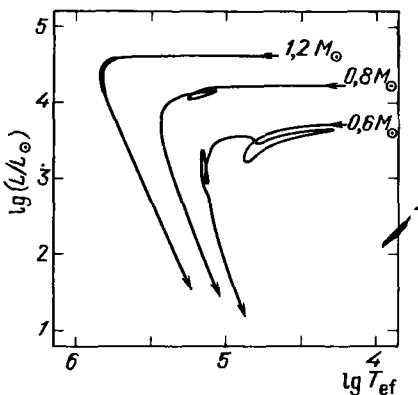
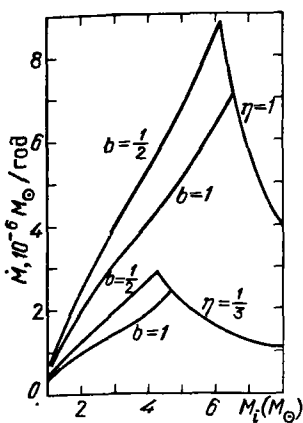


Рис. 77. Максимальная скорость "спокойной" потери массы  $\dot{M}$  звездой с начальным составом  $x_{\text{H}} = 0,7$ ,  $x_{\text{He}} = 0,28$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,02$  на АВГ, достигаемая перед загоранием углерода и взрывом при  $M_c = M_{\text{Ch}}$  для  $M_i > M_W$  ( $M_W$  – масса, соответствующая пику) или перед быстрым сбросом оболочки и образованием белого карлика для  $M_i < M_W$ ;  $\dot{M}$  вычислялась по формуле (33.23), а быстрый сброс оболочки происходит, когда ее масса падает до  $M_e = M_{\text{PN}}$  из (33.24). Величина  $M_W$  зависит от начального состава, неопределенностей в формулах (33.23) и (33.24) для  $M$  и  $M_{\text{PN}}$ , а также других факторов, указанных в § 31, из [423]

Рис. 78. Эволюционные треки моделей звезд с массами 0,6, 0,8 и  $1,2 M_{\odot}$ , проходящих стадию планетарных туманностей, из [525]

дена зависимость массы белого карлика  $M_f$  от начальной массы звезды  $M_i$  и параметра  $\eta$  из (33.23) для  $x_{\text{He}} = 0,28$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,02$

$$M_f \approx 0,53\eta^{-0,082} + 0,15\eta^{-0,35} (M_i - 1). \quad (33.25)$$

Значение  $M_W$  есть  $M_i$  из (33.25) при  $M_f = M_{\text{Ch}} = 1,39 M_{\odot}$  и определяется, (с учетом зависимости от  $b$ ), формулой [423]

$$M_W = 1,0 + 9,33\eta^{0,35} - 3,53\eta^{0,27} + 0,8(b - 1,0).$$

Отсюда имеем  $M_W/M_{\odot} = 4,7, 4,3, 8$  для  $(\eta, b) = (1/3, 1); (1/3, 1/2); (2, 1)$ . Наблюдениям лучше соответствует значение  $M_W = 8 M_{\odot}$  (см. п. д), однако значение  $\eta = 2$  приводит к отсутствию гигантов при  $M_i \leq 1,15 M_{\odot}$ , что противоречит их наблюдениям. Подобное противоречие свидетельствует, видимо, о грубости формулы (33.23) с  $\eta = \text{const}$  при эволюции. Учет переменности  $\eta$  или использование других, более точных и сложных формул для  $\dot{M}$  должны привести к непротиворечивому значению  $M_w = 8 M_{\odot}$ .

Один из первых эволюционных расчетов от АВГ к белому карлику был сделан в работе [552], где рассматривалась эволюция звезды постоянной массы  $M = M_i = 0,85 M_{\odot}$ ;  $x_{\text{H}} = 0,7$ ,  $x_{\text{He}} = 0,29$ ,  $x_{\text{Z}} = 0,01$ ,  $l = 0,7 H_P$ . Подавление ТВ достигалось за счет пренебрежения горением гелия в слоевом источнике.

Более реалистичское рассмотрение, в котором учитывалась предшествующая потеря массы, было сделано Пачиньским в [521, 525]. В этих работах проводился расчет эволюции звезд с  $M_c = 0,6, 0,8$  и  $1,2 M_{\odot}$ , окруженных

водородными оболочками с  $M_e = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ,  $1,4 \cdot 10^{-4}$  и  $4 \cdot 10^{-6} M_\odot$  соответственно, т.е. практически голых ядер. Расчет проводился обычным методом Хенли (§ 22) без требования стационарности (п.в.) для начального состава  $x_H = 0,7$ ,  $x_{He} = 0,27$ ,  $x_Z = 0,03$  при  $l = H_p$ . Логарифмы эффективных температур начальных моделей произвольно выбирались равными 4,191, 4,202 и 4,728 соответственно. На основе [536], где рассматривалась роль энергии ионизации в сбросе оболочки, предполагалось, что начальные массы звезд равнялись, соответственно, 0,8, 1,5 и  $3,0 M_\odot$ , однако эта последняя связь весьма неопределенна. Полученные в результате расчетов эволюционные треки представлены на рис. 78 из [525]. Выбранные массы оболочек были столь малыми, что модели сразу отправились в область белых карликов, но по пути испытали по одной вспышке в гелиевом слоевом источнике. Эта последняя вспышка, открытая в [521, 525], сопровождается быстрым петлеобразным движением звезды на ГР диаграмме, особенно заметным на треке звезды с  $M = 0,6 M_\odot$ . Стадия расширения от левого конца петли к правому длится несколько сот лет, а возвращение на старое место  $\sim 10^3$  лет. Наблюдаемые быстрые изменения (уменьшение  $T_e$ ) у звезды FG Стрелы (Sagittae) связывались в [521, 525] с проявлением этой вспышки.

После расчетов Пачиньского, последняя вспышка на пути движения звезды от АВГ к белым карликам исследовалась многими авторами [599, 563, 422, 565]. Пример трека приведен на рис. 79 из [422] с указанием временного хода. Детальное изучение формы последней вспышки в зависимости от точки на эволюционном треке (фаза выброса), где начинается быстрый сброс оболочки (сверхветер), формирующий планетарную туманность, а также от массы водородной оболочки, оставшейся после окончания сверхветра, проведено в работах [420, 636]. Треки эти весьма разнообразны, что отмечалось также в [563]. Ожидаемая случайность в распределении по фазам выброса и оставшимся массам оболочек делает допустимыми любые из эволюционных треков звезд во время последней вспышки, полученных в [420, 636].

Эволюционный расчет с учетом эмпирической зависимости для  $\dot{M}$ , аналогичный расчетам для звезд большой массы (§ 32, п.г), впервые выполнен в работе [387]. Было исследовано влияние на эволюцию быстрой потери массы  $\sim 10^{-3} M_\odot/\text{год}$ , начинающейся в максимуме одной из ТП. За короткое время от звезды в  $1 M_\odot$  остается ядро с массой  $0,65 M_\odot$ . Это ядро в процессе дальнейшей эволюции оставалось очень ярким ( $\geq 10^3 L_\odot$ ) в течение времени, существенно превышающего времена жизни известных планетарных туманностей. Эволюционные расчеты для более реалистических законов потери массы при переходе от АВГ к белым карликам проводились в [563, 565]. Сравнение расчетов с наблюдениями ядер планетарных туманностей проведено в [564, 566]. В работе [565] рассчитывалась эволюция звезд с  $M = 0,8$  и  $1 M_\odot$  с начальным составом  $x_H = 0,739$ ,  $x_{He} = 0,240$ ,  $x_Z = 0,021$  от АВГ к белым карликам с учетом спокойной и быстрой стадий потери массы. Для получения остатков с массой  $M < 0,6 M_\odot$  начало быстрой потери массы задавалось достаточно рано, при  $L = 1400 L_\odot$  для  $M = 0,8 M_\odot$  до наступления ТВ и при  $L = 4500 L_\odot$  для  $M = 1 M_\odot$  после пятой ТВ. На рис. 80 приведена зависимость  $\dot{M}(T_{ef})$ , принятая в расчетах, вместе

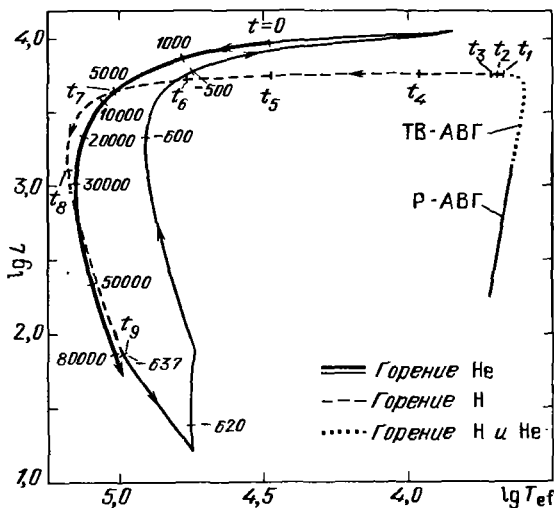


Рис. 79. Последняя гелиевая вспышка в звезде с  $M = 0,6 M_{\odot}$ , представленная петлей на ГР диаграмме, началу вспышки соответствует момент времени  $t = -637$  лет. Приведен также трек, предшествующий вспышке, начиная с Р-АВГ (см. рис. 76). Времена  $t_i$  на этом треке те же, что и в подписи к рис. 76, из [422]

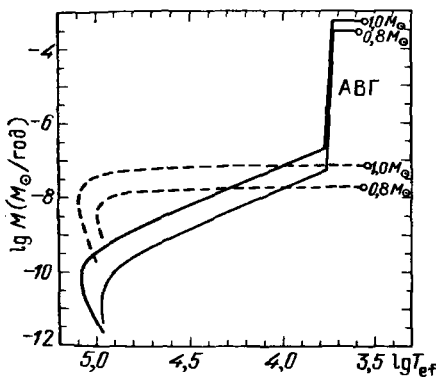


Рис. 80. Принимаемая в расчетах [565] скорость потери массы  $|M\dot{M}|$  в зависимости от  $T_{\text{ef}}$  (сплошные линии). Для сравнения дана скорость роста ядра  $M_c\dot{M}_c$  из-за горения водорода (штриховые линии)

со скоростью роста ядра  $M_c\dot{M}_c$ . При  $T_{\text{ef}} < 10^{3,7}$  К принималось  $M\dot{M} = (2 \div 4) \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ , а при большей  $T_{\text{ef}}$  использовался закон Реймерса (33.23) с  $\eta = 1$ .

Результаты расчетов представлены на рис. 81. Из-за быстрой потери массы модели движутся влево на ГР диаграмме. Слабые отклонения от теплового равновесия вызывают небольшой спад светимости ( $\sim 20\%$  для  $0,8 M_{\odot}$ ). Быстрая потеря массы длится  $\sim 10^3$  лет, после чего остаются звезды с массами  $0,546$  и  $0,565 M_{\odot}$  от  $0,8$  и  $1 M_{\odot}$  соответственно, т.е. практически голые ядра, эволюционирующие в белые карлики. Из сравнения времен остывания для двух моделей на рис. 81 следует очень сильная зависимость от конечной массы. Увеличение массы на  $0,019 M_{\odot}$  ведет к уменьшению времени остывания в  $\sim 20$  раз (см. также [563, 525], рис. 76, 79).

Линейная связь (33.14) или (33.16) и между  $L$  и  $M_c$  непригодна для  $M_c < 0,6 M_{\odot}$ , так как горение гелия здесь дает существенный вклад в светимость:  $\sim 30\%$  для  $0,546 M_{\odot}$ . Для малых ядер не выполняется



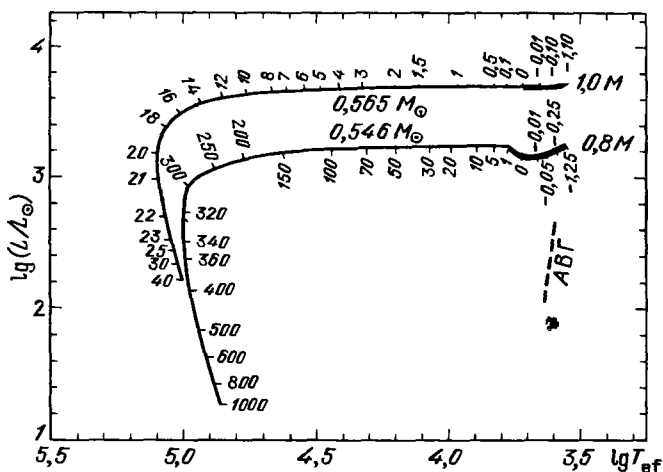


Рис. 81. Эволюционные треки звезд при движении от АВГ к белому карлику из [565]. Числа указывают возраст модели в  $10^3$  лет, начало отсчета соответствует  $T = 5000$  К. Жирные части кривых соответствуют стадиям быстрой потери массы. Указаны начальные (справа) и конечные массы звезд

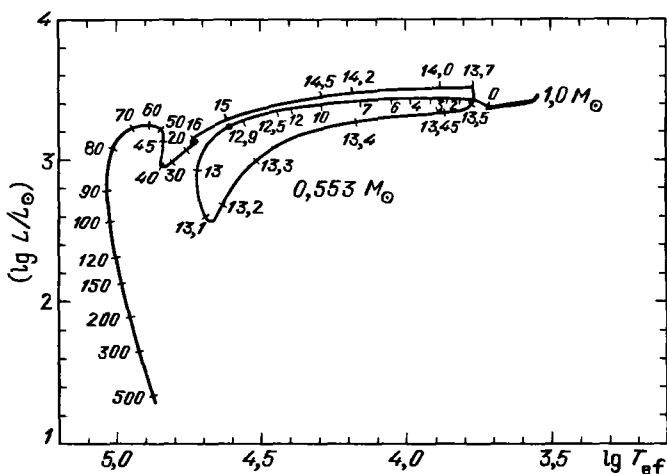


Рис. 82. То же, что на рис. 81 при конечной массе  $0,553 M_{\odot}$ , где последняя гелиевая вспышка происходит вдали от АВГ (см. рис. 79). Точке  $\bullet$  соответствует максимальная скорость горения гелия с  $L_{\text{He}} = 6,3 \cdot 10^4 L_{\odot}$ . Видна также маленькая петля, соответствующая при  $T_{\text{ef}} = 5 \cdot 10^4$  К малой дополнительной гелиевой вспышке с  $L_{\text{He}} < 1,8 \cdot 10^5 L_{\odot}$ , из [565]

также соотношение (33.19) для  $\Delta t_{ТВ}$ . Для  $M_c = 0,56 M_\odot$  время между вспышками составляет  $\sim 7 \cdot 10^4$  лет и увеличивается до  $\sim 10^5$  лет при  $M_c = 0,57 \div 0,58 M_\odot$ . Только для больших  $M_c$  время  $\Delta t_{ТВ}$  уменьшается с ростом  $M_c$  по закону (33.19).

Помимо треков на рис. 80в [565] получен также трек с последней ТВ, дающей петлю на ГР диаграмме, путем небольшого изменения начальных условий. Этот трек, приведенный на рис. 82, возникает, когда результатом действия сверхветра при эволюции звезды с  $M = 1 M_\odot$  является остаток массы  $0,553 M_\odot$ .

Факт появления петли на ГР диаграмме зависит от фазы между двумя последовательными ТВ, на которой звезда начинает отходить от АВГ. Если эта фаза соответствует моменту вскоре после очередной ТВ, то звезда имеет запас времени до следующей ТВ, в течение которого водородная оболочка через слоевой источник перейдет в ядро и ТВ не возникает. Если же отход от АВГ совершается недалеко от очередной ТВ, то водородная оболочка не успевает спокойно перейти в ядро и возникает явление последней вспышки. Вероятность появления последней вспышки для звезд, ушедших с АВГ, оценивается в 20% в [565]. Помимо возможности интерпретации явлений, наблюдаемых в звезде FG Sge, последняя вспышка может вызвать дополнительное перемешивание из-за развития конвекции и обогащение поверхностных слоев гелием, что наблюдается в ядрах планетарных туманностей А 30 и А 78 [422, 565, 420], а также может увести звезду в область малых  $T_{ef}$  и вызвать сброс второй оболочки меньшей массы в режиме сверхветра [420].

ж) О перемешивании на АВГ и вблизи нее. В теории звездной эволюции проблемы конвекции и вызванного ею перемешивания относятся к числу самых трудных и неопределенных. Это связано с отсутствием надежной теории конвекции и далеко идущими упрощениями при ее описании в эволюционных задачах. Обычно в центральных областях звезды, включая слоевые источники, используется приближение адиабатической конвекции и не рассматриваются эффекты не только нестационарности и проникновения, но и неадиабатичности. Обычно выводы, связанные с развитием конвекции и перемешиванием, проверяются наблюдательно и считаются удовлетворительными при подтверждении какого-либо наблюдательного факта, связанного в основном с химическим составом звездных атмосфер.

Излагаемые ниже результаты являются в этом смысле удовлетворительными, однако следует иметь в виду, что теория, из которой эти результаты получены, весьма ненадежна, а возможность объяснения тех же наблюдательных данных другой теоретической моделью встречается довольно часто.

Основным механизмом перемешивания, приводящим к обогащению внешних слоев звезды тяжелыми элементами, является проникновение конвекции из оболочки вглубь звезды. Первое перемешивание имеет место после исчерпания водорода в центральном ядре и перехода звезды в область красных гигантов для звезд с начальными массами  $M_i$ , равными [423]

$$M_i < M_i^{\max} = 8,95 + 69,4(x_Z - 0,02) - 31,3(x_{He} - 0,28)(M_\odot). \quad (33.26)$$

Второе перемешивание наступает после исчерпания гелия в центре при выходе на АВГ для звезд с начальными массами  $M_i$ , равными [423]

$$M_i > M_i^{\min} = 4,59 + 82,5(x_Z - 0,02) - 6,88(x_{He} - 0,28)(M_\odot). \quad (33.27)$$

Для звезд с  $M_i < M_i^{\text{min}}$  при выходе на АВГ второе перемешивание не происходит. Масса ядра  $M_c$ , согласно расчетам [270], до второго перемешивания равнялась (для  $x_{\text{He}} = 0,28, x_Z = 0,02$ )

$$M_c^{(1)} = 0,2954 M_i - 0,5(M_c), \quad (33.28)$$

а после него

$$M_c^{(2)} = 0,0526 M_i + 0,59(M_c). \quad (33.29)$$

Для  $M_i = 5 M_\odot$  и других химических составов

$$(x_{\text{He}}; x_Z) = (0,2; 0,02); (0,36; 0,02); (0,2; 0,001); \\ (0,28; 0,01); (0,28; 0,001); (0,28; 0,02) \quad (33.30)$$

соответствующие массы равны (в  $M_\odot$ )

$$(M_c^{(1)}; M_c^{(2)}) = (0,86; 0,855); (1,176; 0,900); \\ (1,129; 0,906); (1,18; 0,967); (1,283; 0,930); (0,977; 0,853). \quad (33.31)$$

Последние значения (33.30) и (33.31) получены из формул (33.28) и (33.29). Тепловые вспышки на АВГ начинаются вскоре после второго перемешивания. Они, в свою очередь, приводят к третьему перемешиванию.

Во время ТП в гелиевом слоевом источнике образуется конвективный слой с массой  $\Delta M_{\text{csh}}$  и максимальной температурой  $T_{\text{csh}}^{\text{max}}$  [423]:

$$\lg \Delta M_{\text{csh}} = -1,835 + 1,73 M_c - 2,67 M_c^2 \quad (33.32)$$

$$T_{\text{csh}}^{\text{max}} = [3,1 + 2,85(M_c - 0,96)] \cdot 10^8 \text{ К для } M_c > 0,9, \text{ все } M \text{ даны в } M_\odot.$$

Перемешивание во время ТВ может быть связано как с проникновением конвекции из гелиевого слоевого источника в водородную оболочку, как после девятой вспышки в расчетах [571], так и с проникновением вглубь конвекции из оболочки. Своеобразие данного типа перемешивания состоит в том, что конвективная оболочка и конвективный слой горения гелия, согласно расчетам, никогда не соприкасаются. В процессе эволюции они попеременно заходят в один и тот же слой вещества, приводя к существенным изменениям состава. Это видно из рис. 83 для  $7 M_\odot$  из работы

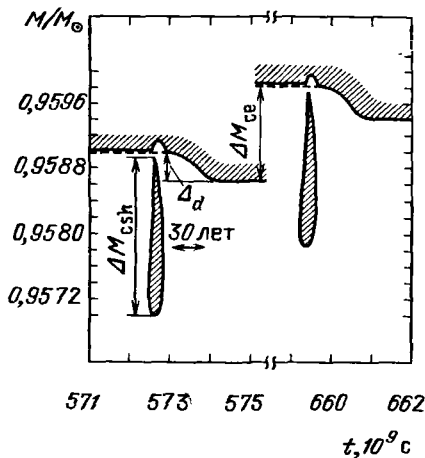


Рис. 83. Конвективные области (заштрихованы) во время 15-й и 16-й вспышек на стадии АВГ в модели с  $M = 7 M_\odot$  и начальным химическим составом  $x_{\text{H}} = 0,7, x_{\text{He}} = 0,28, x_Z = 0,02$ . Конвективный слой в области гелиевого слоевого источника имеет максимальную массу  $\Delta M_{\text{csh}} = 1,98 \cdot 10^{-3} M_\odot$ , его внешняя граница не достигает внутренней границы конвективной оболочки, но конвективная оболочка проникает в область, занимаемую ранее конвективным слоем на глубину  $\Delta d = 3,9 \cdot 10^{-4} M_\odot$ , вызывая обогащение поверхности тяжелыми элементами (dredge-up),  $\Delta M_{\text{ce}} = 1,13 \cdot 10^{-3} M_\odot$  — массовый слой, пройденный водородным слоевым источником между вспышками, штриховая линия указывает границу ядра, в котором отсутствует водород перед началом "dredge-up" из [418, 423]

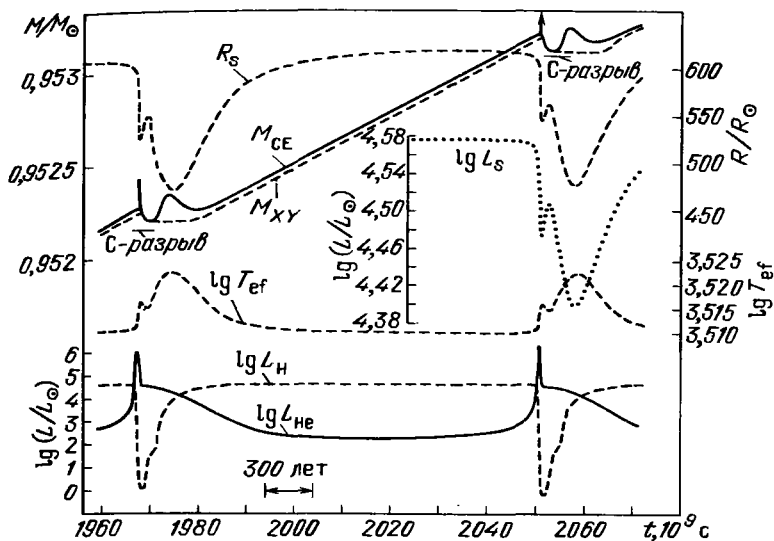


Рис. 84. Временные изменения параметров звезды с  $M = 7 M_{\odot}$  и начальным составом  $x_H = 0,7$ ,  $x_{He} = 0,28$ ,  $x_Z = 0,02$  при эволюции на стадии АВГ между седьмой и восьмой тепловыми вспышками (ТП-АВГ),  $L_H$ ,  $L_{He}$  – скорости выделения энергии при горении водорода и гелия,  $L_s$ ,  $R_s$  – светимость и радиус звезды,  $T_{ef}$  – эффективная температура,  $M_{XY}$  – масса ядра, где отсутствует водород,  $M_{CE}$  – масса внутри конвективной оболочки, С-разрыв определяет массу ядра, где отсутствует гелий, из [416, 423]

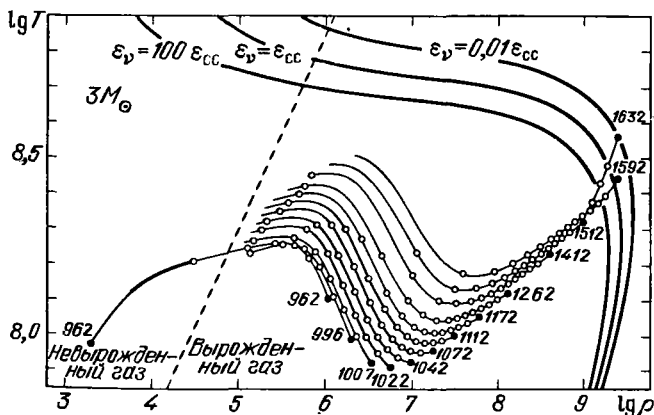


Рис. 85. Эволюция углеродно-кислородного ядра звезды с  $M = 3 M_{\odot}$  на плоскости  $\lg T - \lg \rho$ . Каждая модель представлена линией с номером, кружки разделяют массовые слои с  $0,1 M_{\odot}$ . Положение гелиевого слоевого источника отмечено жирным отрезком. Указаны также линии с постоянным отношением  $\epsilon_{\nu}/\epsilon_{CC}$ ,  $\epsilon_{\nu}$  – скорость нейтринных потерь,  $\epsilon_{CC}$  – скорость выделения энергии при горении  $^{12}C$  для  $x_{^{12}C} = 0,5$ . Углерод загорается, когда линия модели пересечет линию  $\epsilon_{\nu} = \epsilon_{CC}$ , из [524]

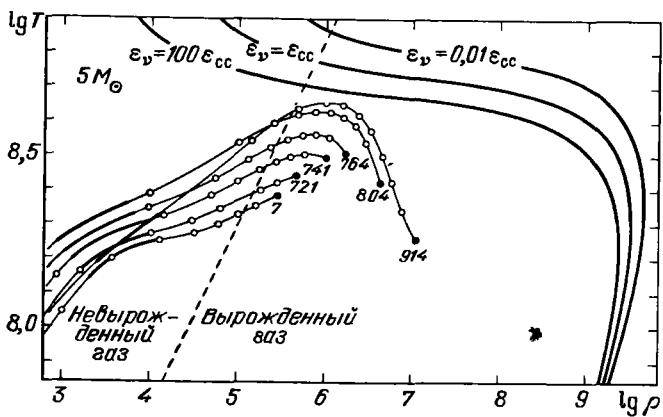


Рис. 86. То же, что на рис. 85 для  $M = 5 M_{\odot}$ , из [524]

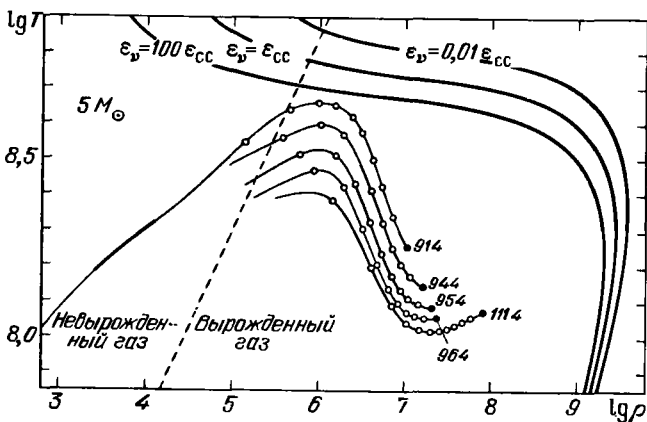


Рис. 87. То же, что на рис. 85 для  $M = 5 M_{\odot}$ , из [524]

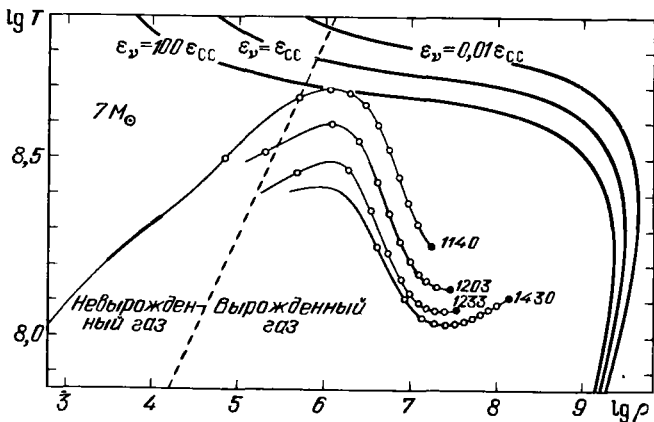


Рис. 88. То же, что на рис. 85 для  $M = 7 M_{\odot}$ , из [524]

[418], где конвективная оболочка проникает в область, занимаемую ранее конвективным слоем, на глубину  $\Delta_d = 3,9 \cdot 10^{-4} M_\odot$ . Изменение параметров во время ТВ с перемешиванием данного типа на звезде с  $M = 7 M_\odot$  приведено на рис. 84 из [416].

Следует отметить, что количественные характеристики перемешивания и сам факт его в различные фазы эволюции сильно зависят от принятых параметров, например пути перемешивания  $l$ , непрозрачности, скоростей реакций. Сильное влияние могут оказать учет неадиабатичности конвекции в слое, нелокальность и проникновение конвекции в устойчивую область. Имеются также расхождения при описании пересечения конвективной зоны границы с разрывом химического состава [561]. Приведенный здесь вариант перемешивания считается удовлетворительным, так как дает наблюдательные следствия, близкие к реальности [423].

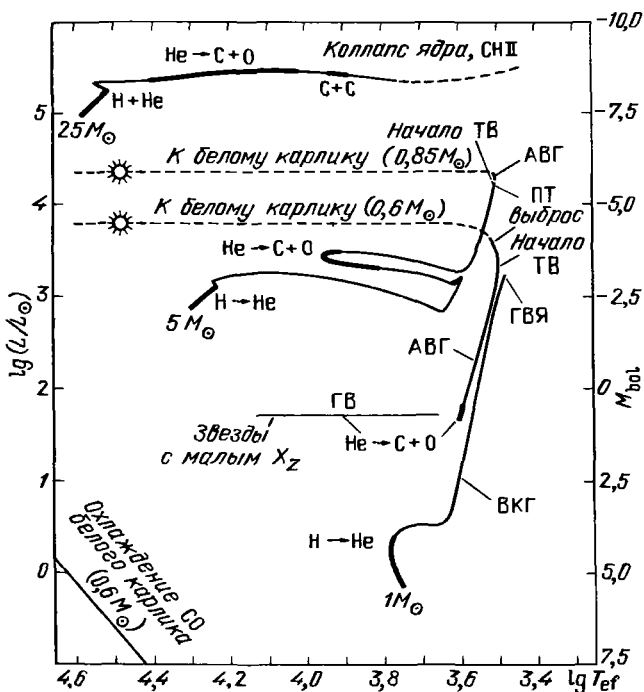


Рис. 89. Огрубленные эволюционные треки звезд с  $M_i = 1, 5, 25 M_\odot$ . Жирные отрезки соответствуют основным стадиям горения в ядре. Для  $M_i < 2,3 M_\odot$  происходит ГВЯ (гелиевая вспышка в ядре), после чего начинается спокойное горение  ${}^4\text{He}$ . После выгорания  ${}^4\text{He}$  в ядре звезды переходит на Р-АВГ (ранняя асимптотическая ветвь гигантов). Когда ядро, свободное от  ${}^4\text{He}$  достигает массы  $\sim 0,53 M_\odot$  начинаются ТВ (тепловые вспышки в слоевом источнике  ${}^4\text{He}$ ). На стадии АВГ происходит потеря массы, которая заканчивается быстрым сбросом остатка водородной оболочки в виде ПТ (планетарной туманности). СО ядро с  $M_f \approx 0,6 M_\odot$  превращается в белый карлик. Эволюция более массивных звезд с  $M_i < 9 M_\odot$  на стадии АВГ и дальше происходит аналогично,  $M_f$  растет с ростом  $M_i$  и равно  $\sim 1,08 M_\odot$  при  $M_i = 8,8 M_\odot$ . Знаком  $\odot$  отмечено начало свечения планетарной туманности, когда  $T_{\text{ef}}$  звезды достигает  $3 \cdot 10^4$  К и начинается ионизация газа в ПТ, из [421]

з) Тепловая неустойчивость в вырожденном углеродном ядре. Если углеродное ядро звезды на АВГ достигает массы чандрасекаровского предела  $\sim 1,39 M_{\odot}$  (см. § 40), то давление вырожденных электронов уже не в силах поддерживать равновесие. Ядро начинает сжиматься, температура в нем вырастает до температуры загорания углерода и ввиду вырождения происходит тепловая вспышка, которая при определенных условиях может выделить энергию порядка энергии сверхновой. Момент загорания углерода определяется конкуренцией между выделением тепла в реакции  $^{12}\text{C} (^{12}\text{C}, \gamma) ^{24}\text{Mg}$  и потерями энергии за счет излучения нейтрино, в основном, плазменных. Эволюционные изменения моделей без потери массы до загорания  $^{12}\text{C}$  для масс  $M = 3, 5, 7 M_{\odot}$  приведены на рис. 85–88 из [524]. Во всех моделях линия  $\epsilon_{\nu} = \epsilon_{\text{CC}}$  (см. (15.1) и § 19 пп. в, г), которую естественно считать началом тепловой неустойчивости, пересекается сначала в центре звезды, хотя для  $7 M_{\odot}$  периферийные области были близки от нее (рис. 88). Структура ядер на момент начала неустойчивости у всех звезд примерно одинакова и дана в табл. 43 из [524].

Т а б л и ц а 43

Модели углеродио-кислородных ядер с массой  $1,4 M_{\odot}$  для моделей звезд в 3, 5, 7  $M_{\odot}$  в момент загорания углерода, из [524]

Номер зоны	$M_r/M_{\odot}$	$r/0,001R_{\odot}$	$L_r/L_{\odot}$	$\lg T$	$\lg \rho$
Центр	0,0	0	0	8,443	9,428
2	0,0017	0,097	1,05	8,438	9,420
11	0,0065	0,152	1,86	8,431	9,408
18	0,0181	0,216	0,23	8,418	9,388
25	0,0489	0,306	0,26	8,405	9,348
31	0,110	0,414	0,47	8,390	9,285
36	0,208	0,531	0,80	8,372	9,199
39	0,295	0,617	1,13	8,357	9,125
42	0,408	0,717	1,49	8,338	9,031
44	0,498	0,792	1,72	8,323	8,953
46	0,598	0,876	2,04	8,306	8,863
48	0,706	0,968	2,20	8,287	8,759
50	0,818	1,070	2,51	8,265	8,638
52	0,923	1,175	2,51	8,243	8,507
54	1,014	1,277	2,55	8,222	8,377
56	1,089	1,376	2,47	8,204	8,247
57	1,123	1,424	2,29	8,195	8,182
60	1,205	1,566	1,67	8,175	7,987
63	1,265	1,702	0,32	8,165	7,792
66	1,307	1,831	-2,26	8,172	7,597
72	1,3513	2,032	-13,72	8,240	7,269
76	1,3620	2,105	-21,97	8,288	7,140
81	1,3705	2,179	-32,40	8,348	6,999
86	1,3793	2,285	-42,16	8,436	6,777
94	1,3849	2,393	-29,35	8,496	6,517
106	1,3872	2,460	-6,80	8,511	6,327
	1,3903	3,4	200	8,40	4,95
H и He слоевые источники					
	1,3904	8,4	5,21 (4)	7,0	-3,5

Увеличение нейтринной светимости за счет урка-оболочек (см. § 19) может существенно изменить характер развития неустойчивости. Согласно упрощенной модели [349] урка-оболочки могут привести к истощению углерода в центре вырожденного ядра звезды спокойным образом.

В заключение главы приведем рис. 89, взятый из [421], где дана полусхематическая общая картина эволюции звезд различной массы от главной последовательности до образования белого карлика, или взрыва сверхновой.

## ГЛАВА 10

### КОЛЛАПС И СВЕРХНОВЫЕ

Взрывы сверхновых являются самыми грандиозными событиями в мире звезд. Время выделения основной доли энергии ( $\leq 1$  с) очень мало не только по меркам звездной, но и человеческой жизни, а количество ее на порядок и более превышает энергию, излученную звездой за все время ее существования, достигающего  $\sim 10^{10}$  лет для звезд типа Солнца. При образовании нейтронной звезды основная доля ( $\geq 99\%$ ) энергии вылетает в виде труднонаблюдаемых нейтрино.

Вспышкой сверхновой заканчивают существование большинство массивных звезд с  $M > 8 M_{\odot}$ . Сама вспышка является результатом либо развития тепловой неустойчивости в вырожденном ядре, либо результатом выделения гравитационной и части ядерной энергий при коллапсе с образованием нейтронной звезды. Существенную роль в преобразовании гравитационной энергии в энергию наблюдаемой вспышки может играть вращение и магнитное поле. Небольшая часть звезд (наиболее массивные) видимо заканчивает свое существование коллапсом с образованием черной дыры. В этом случае коллапс может быть "беззвучным" и не сопровождаться вспышкой сверхновой.

Исследованию сверхновых, как наблюдательному, так и теоретическому, посвящена огромная литература, охватить которую здесь не представляется возможным. Наблюдения различают сверхновые I типа (СН I), в спектре которых не видно водорода, а имеются многочисленные линии поглощения различных тяжелых элементов, и сверхновые II типа (СН II), в которых много водорода и химический состав близок к нормальному. Установлено также, что СН II являются результатом эволюции массивных звезд, а прародителями СН I были звезды менее массивные, многие вспышки СН I, возможно, происходят в двойных системах. Считается, хотя и не с полной достоверностью, что пульсары рождаются в результате вспышек СН II, а СН I сопровождается полным разлетом звезды. Такое положение позволяет допустить, что СН I являются продуктом ядерного взрыва, а СН II — результатом гидродинамического коллапса.

Наличие водорода в спектрах СН II свидетельствует о том, что взрыв произошел до потери звездой водородной оболочки. Форма кривой блеска указывает на то, что перед взрывом эта оболочка была чрезвычайно протяженной,  $10^3 - 10^4 R_{\odot}$  [116]. Наблюдения СН 1987А в Большом Магелла-