

18.2. НАСТУПЛЕНИЕ КОЛЛАПСА

Как сейчас полагают, в недрах массивных звезд ($8-10 \leq M/M_{\odot} \leq 70$) в течение $\sim 10^7$ лет эволюции происходит термоядерное сгорание все более и более тяжелого ядерного горючего. Этот процесс начинается с синтеза водорода в гелий (температура начала горения $T_{H, ig} \sim 2 \cdot 10^7$ К), протекает при последовательно возрастающих температурах благодаря сгоранию ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{32}\text{Si}$ (температура начала горения $T_{Si, ig} \sim 3 \cdot 10^9$ К) и завершается образованием ${}^{56}\text{Fe}$ — ядер с максимальной энергией связи на нуклон. Практически все расчеты этого процесса показывают, что у эволюционирующих массивных звезд образуются центральные ядра с массой $M_{\text{core}} \sim 1,5 M_{\odot}$, которые состоят в основном из элементов группы железа и удерживаются в равновесии прежде всего давлением вырожденных электронов.

Арнетт [19] предложил простое объяснение того, почему все модельные расчеты эволюции массивных звезд приводят к сходным конечным состояниям («конвергенция ядер»). Из-за большого градиента температуры (т.е. градиента энтропии) тепло в ядре передается в основном путем конвекции. Если устанавливается конвективный режим, то возникают течения, которые перемешивают вещество ядра и выравнивают температуру¹⁾. По этой причине ядро относительно однородно по составу.

Обратим теперь внимание на уравнение состояния, в котором главную роль играют электроны:

$$\frac{P}{\rho} \approx \frac{Y_e k T}{m_B} + K_{\Gamma} Y_e^{\Gamma} \rho^{\Gamma-1}. \quad (18.2.1)$$

Уравнение (18.2.1) представляет собой приближенную интерполяцию между описаниями газа Максвелла—Больцмана и вырожденного вещества. Здесь $Y_e = n_e/n$ — число электронов на барион, а K_{Γ} — постоянная для нерелятивистского ($\Gamma = 5/3$) и крайне релятивистского ($\Gamma = 4/3$) пределов вырождения (см. разд. 2.3). Для сферической конфигурации с массой M и радиусом R уравнения гидростатического равновесия (3.2.1) и (3.2.2) требуют выполнения приближенного соотношения

$$\frac{P_c}{\rho_c} \approx \frac{GM}{R} \approx fGM^{2/3}\rho_c^{1/3}, \quad (18.2.2)$$

где индексом «с» отмечены значения величины в центре, а f — структурный множитель, зависящий от эффективного показателя по-

¹⁾ В работе [135] приводится обсуждение конвекции и вывод критерия Шварцшильда [514] для конвекции $|(dT/dr)_{\text{star}}| > |(dT/dr)_{\text{ad}}|$, где $(dT/dr)_{\text{star}}$ — фактический градиент температуры в недрах звезды, а $(dT/dr)_{\text{ad}} = (T/P)(1 - 1/\Gamma)dP/dr$ — так называемый адиабатический градиент температуры; Γ — показатель адиабаты. Ясно, что, если температура изменяется с расстоянием слишком быстро, возникает конвекция.

литропы или от зависимости плотности от радиуса. Комбинация уравнений (18.2.1) и (18.2.2) дает

$$\frac{Y_e k T_c}{m_B} = fGM^{2/3} \rho_c^{1/3} - K_\Gamma Y_e \Gamma \rho_c^{\Gamma-1}. \quad (18.2.3)$$

Рассмотрим теперь максимальную температуру, которая возможна для конфигурации с данной массой. Результат укажет, какая масса требуется для поджига данного вида ядерного горючего.

При больших значениях M в правой части уравнения (18.2.3) главную роль играет первый член, так что $T_c \propto \rho_c^{1/3}$. Следовательно, в этом случае непрерывное сжатие приводит ко все более высоким температурам, так что со временем загорается любое горючее. Однако при малой массе и $\Gamma > 4/3$ температура T_c снижается до нуля, когда плотность ρ увеличивается до

$$\rho_{\text{crit}} \approx \left(\frac{fGM^{2/3}}{K_\Gamma Y_e \Gamma} \right)^{1/(\Gamma-4/3)}. \quad (18.2.4)$$

При $\rho_c < \rho_{\text{crit}}$ имеем $T_c \propto \rho_c^{1/3} M^{2/3}$, хотя большие значения ρ_c не имеют физического смысла ($T_c < 0$). Таким образом, в этом случае конфигурация в процессе сжатия проходит через максимум T , а затем охлаждается, когда равновесие поддерживается давлением вырожденных электронов. Какой из этих вариантов эволюции реализуется для данной конфигурации, зависит от соотношения ее массы и предельной массы Чандрасекара, для которой в уравнении (18.2.3) $T_c = 0$, а $\Gamma = 4/3$:

$$M_{\text{Ch}} = \left(\frac{K_{4/3}}{fG} \right)^{3/2} Y_e^2 \approx 5,83 Y_e^2 M_\odot \quad (18.2.5)$$

[сравните с уравнением (3.3.17)]. Реакции между ядрами кремния — последний этап сгорания ядерного топлива — начинаются при высоких температурах $kT \geq 0,6 m_e c^2$. Поэтому неудивительно, что для достижения столь высоких максимальных температур и начала горения кремния требуется масса с $M_{\text{Si, ig}} \sim M_{\text{Ch}}$. Если после исчерпания более легких элементов в ядре окажется, что $M_{\text{core}} < M_{\text{Si, ig}}$, то реакции с участием кремния начнутся не раньше, пока сгорание легких элементов в оболочке не приведет к увеличению M_{core} . Поскольку в начале сгорания кремния $Y_e = 0,42$ [сравните с уравнением (18.2.7)], условие завершения ядерного синтеза в центре звезды выглядит следующим образом¹⁾:

¹⁾ В звездах малой массы с полной массой $M \leq 1,2 M_\odot$ ядерное горение не может дойти до завершения, поскольку требуемые для этого высокие температуры не достигаются. Такие звезды образуют белые карлики, недра которых состоят из нестолбчатых ^{12}C и ^{16}O (см. гл. 3.)

$$M_{\text{core}} \geq M_{\text{Si, ig}} \approx M_{\text{Ch}}(Y_e \approx 0,42) \approx 1,2 M_{\odot}. \quad (18.2.6)$$

Если же, напротив, $M_{\text{core}} > M_{\text{Si, ig}}$ на некоторой более ранней стадии эволюции массивной звезды, гидростатическое сжатие будет продолжаться до достижения достаточно высоких центральных температур. Между последовательными этапами ядерного синтеза важную роль играет нейтринное охлаждение вблизи центра, сильно зависящее от температуры T . Нейтринное охлаждение уменьшает энтропию, приводя к положительному градиенту энтропии в ядре. Влияние этого эффекта в конечном счете заключается в подавлении роста конвективного ядра на каждой последовательной стадии ядерного синтеза, что приводит к сокращению области, в пределах которой происходит химическое перемешивание. Термоядерный «пепел» будет в этом случае заключать в себе *меньшую* массу, чем содержалась в начальном невыгоревшем ядре.

При любом сценарии эволюции, т.е. независимо от того, превышает ли отношение $M_{\text{core}}/M_{\text{Ch}}$ единицу до начала сгорания кремния или нет, конечный ее результат состоит в приближении M_{core} к M_{Ch} . Этот факт подтверждается всеми детальными расчетами эволюции. Вещество звездного ядра («пепел» от сгорания кремния) состоит в основном из обогащенных нейтронами ядер группы железа (т.е. ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т.п.).

Таким образом, звезда с массой $15 M_{\odot}$ будет иметь к началу коллапса ядро с массой около $1,5 M_{\odot}$, а значения температуры $T_{c, i}$, плотности $\rho_{c, i}$, доли лептонов в центре $Y_{e, i}$ и энтропии на барион s_i приближенно определяются следующими соотношениями¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} T_{c, i} &\approx 8,0 \times 10^9 \text{ К} = 0,69 \text{ Мэв/к} \\ \rho_{c, i} &\approx 3,7 \times 10^9 \text{ г/см}^3 \\ Y_{e, i} &\approx 0,42 \\ s_i/k &\approx 0,91 \end{aligned} \right\} M_{\text{core}} \approx 1,5 M_{\odot} \geq M_{\text{Ch}}. \quad (18.2.7)$$

После сгорания кремния сочетание двух разных физических эффектов подводит ядро звезды к состоянию динамической неустойчивости и возникновению гравитационного коллапса. Вначале коллапс стимулируется *частичной диссоциацией ядер железа*. При этом расходуется энергия связи ядер и в результате понижается давление. По мере развития коллапса растет плотность, увеличивая химический потенциал электронов. Это приводит к *нейтронизации* ядра по мере того, как электроны захватываются находящимися в ядрах протонами (см. разд. 2.6 и 8.2). Как диссоциация, так и нейтронизация уменьшают показатель адиабаты для звездного вещества до значений ниже $4/3$, приводя тем самым к коллапсу.

¹⁾ См. [17, 601]. Отметим, что чем дальше от центра ядра, тем ниже плотность и температура, в то время как энтропия слегка выше, чем в центре, но во всем ядре близка к единице. Поскольку величины s и Y_e изменяются в пределах ядра незначительно, индекс «с» у этих переменных отброшен.