

Интегралы J_{pr}								
r	p							
	1	2	3	4	5	6	7	8
1	4,848	2,132	1,293	0,9144	0,7043	0,5718	0,4809	0,4148
2	14,19	4,327	2,018	1,181	0,7881	0,5709	0,4372	0,3482
3	52,47	11,67	4,224	2,037	1,170	0,7517	0,5216	0,3823
4	222,8	37,94	10,85	4,318	2,127	1,207	0,7559	0,5080

вычисляются после численного интегрирования уравнения (34.3) для нахождения $\theta(\xi)$. Результаты численного расчета интегралов даны в таблице 46.

Дополнение. В энергетическом методе исследования устойчивости вращающихся звезд в ОТО встречаются двойные интегралы [292] типа

$$I_{mn,pq} = \int_0^{\xi_1} \theta^m \xi^n d\xi \int_0^{\xi} \theta^p \xi^q d\xi, \quad I_{mn,(pq)^2} = \int_0^{\xi_1} \theta^m \xi^n d\xi \left(\int_0^{\xi} \theta^p \xi^q d\xi \right)^2, \dots$$

которые для встречающихся в [292] значений равны

$$\begin{aligned} I_{3-1,12} &= 0,4745 & I_{31,74} &= 0,4117 \\ I_{31,34} &= 2,096 & I_{4-4(12)^2} &= 0,08089 \\ I_{31,42} &= 0,6609 & I_{5-1,12} &= 0,2139 \\ I_{31,52} &= 0,5161 & I_{71,52} &= 0,09474. \end{aligned}$$

§ 35. Взрывы при развитии тепловой неустойчивости вырожденных углеродных ядер

а) Основные уравнения. В сферически-симметричном случае уравнения динамики звезд с учетом тепловых процессов имеют вид (см. § 26, п. б)

$$\frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -4\pi r^2 \frac{\partial P}{\partial m} - \frac{Gm}{r^2}, \quad \frac{\partial r^3}{\partial t} = \frac{3}{4\pi\rho}, \quad (35.1)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + P \frac{\partial}{\partial t} (1/\rho) = \epsilon_n - \epsilon_\nu + \epsilon_{\nu d} - \frac{\partial L_{\text{conv}}}{\partial m}, \quad (35.2)$$

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} = -\sum_j \frac{\epsilon_{nj}}{E_{ij}}, \quad E_{ij} = \frac{Q_j}{a_{ij} A_i m_u}. \quad (35.3)$$

Здесь в уравнении энергии (35.2) ϵ_n — скорость энерговыделения, ϵ_ν — скорость нейтринных потерь, $\epsilon_{\nu d}$ — скорость нагрева из-за взаимодействия с нейтрино, идущими из внутренних областей звезды. Последний процесс был назван депозитией в первых расчетах гидродинамического коллапса железного ядра [331]. При учете этого нагрева, способствующего поджиганию ядерного топлива в расчетах теплового взрыва [325] он был назван игнитацией. В (35.2) оставлен только конвективный тепловой поток

L_{conv} (эрг · с⁻¹), так как на динамических стадиях переносом тепла теплопроводностью обычно можно пренебречь. В уравнениях (35.3) i – элементы, участвующие в горении; суммирование проводится по j реакциям, в которых участвуют элементы i ; Q_j – выделение энергии на одну j -ю реакцию (см. § 22, 23), a_{ij} – число ядер i -го элемента, участвующих в j -й реакции, $a_{ij} < 0$ для образующихся ядер.

Решение уравнений (35.1)–(35.3) проводилось во всех работах по изучению тепловой вспышки, начиная с [255]. Помимо отличий в численных схемах счета, в разных работах выбирались различные начальные центральные плотности, профили температуры, способы учета конвективного переноса. Рассмотрим кратко результаты, классифицируя их по режимам горения.

б) **Детонация.** В работе [255] предполагалось, что горение, начавшись в центре, будет распространяться по звезде в виде детонационной волны, удовлетворяющей условию Чепмена – Жуге, т.е. движущейся относительно горячего газа со скоростью звука в этом газе. Последующие расчеты (см. обзор в [593]) показали, что режим детонации является самоподдерживающимся. Результатом взрыва звезды на границе тепловой устойчивости (рис. 93, 94) с детонацией является ее полный разлет. Такой результат ясен из простых энергетических оценок. Так как распределение плотности в звезде перед взрывом близко к политропе $n = 3$, ввиду основного вклада давления вырожденных электронов, энергия связи $\bar{\epsilon}_b = 5 \cdot 10^{50}$ эрг много меньше гравитационной энергии звезды $\bar{\epsilon}_g = 3,1 \cdot 10^{51}$ эрг. Энергия, выделяющаяся в результате полного выгорания углерода до элементов железного пика с $Q = 7,7 \cdot 10^{17}$ эрг · г⁻¹, есть $\bar{\epsilon}_n = 2,2 \cdot 10^{51}$ эрг для $M = 1,4 M_\odot$, что много больше $\bar{\epsilon}_b$ и величины нейтринных потерь $\bar{\epsilon}_\nu = 6 \cdot 10^{49}$ эрг.

в) **Дефлаграция.** В работе [435] был исследован численно процесс развития тепловой неустойчивости в вырожденном углеродном ядре. Получено, что детонация не устанавливается, а фронт горения распространяется с дозвуковой скоростью в режиме дефлаграции. По мере движения наружу фронта горения развиваются колебания, приводящие в итоге к разлету всей звезды. В последующих расчетах той же группы [325] была учтена нейтринная инициация, связанная с нагревом при нейтрино-электронном рассеянии. Расчеты были проведены для нескольких начальных центральных плотностей. Обзор этих расчетов дан в [116]. При $\rho_{c0} = 5,03 \times$

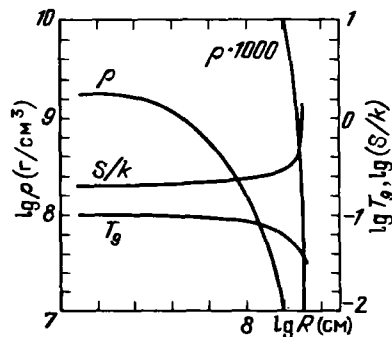


Рис. 94. Распределение плотности ρ , температуры T и энтропии S в начальной гидростатической модели, ($T_g = T/10^8$ К). из [66]

$\times 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ за мелкими пульсациями следуют сильное расширение и сильное сжатие, заканчивающееся образованием мощной ударной волны и полным разлетом звезды. Горение углерода в самом конце происходит в режиме детонации. Кинетическая энергия разлета $\bar{\epsilon}_{kin} = 1,8 \cdot 10^{51}$ эрг достаточна для объяснения энергетики сверхновых. В варианте с $\rho_{c0} = 9,22 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ волна горения при выходе в оболочку также становится детонационной, но она приводит лишь к слабому выбросу $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ с $\bar{\epsilon}_{kin} = 1,4 \cdot 10^{49}$ эрг. Основная часть $\sim 1,4 M_{\odot}$ коллапсирует с образованием нейтронной звезды. Для объяснения наблюдаемой энергетики взрывов сверхновых с остатком в виде нейтронной звезды здесь предполагается последующее действие магниторотационного механизма [31, 291, 280, 12], см. § 38. Центральная плотность $\rho_{c0} = \rho_c^* = 9 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ считается в [325] граничной, отделяющей модели с полным разлетом и мощным выходом энергии ($\rho_{c0} < \rho_c^*$) от коллапсирующих моделей со слабым выбросом и малым энерговыходом. Как видно из рис. 92, вариант с $\rho_{c0} > \rho_c^*$ может реализоваться только при малой скорости аккреции в двойной системе, если для пикноядерной реакции горения применимо приближение полной релаксации (см. § 17).

В изложенных выше расчетах пренебрегалось конвекцией, а все диссипативные процессы были связаны со схемой вязкостью из-за достаточно грубой расчетной сетки. Расчеты с различными параметрами конвекции в теории пути перемешивания показали большую чувствительность результатов к этому параметру (см. обзоры [593, 65]). Грубость расчетных сеток, связанная с ограниченными возможностями даже самых мощных компьютеров, а также отсутствие строгой теории конвекции не позволяют считать завершенной теорию термоядерных взрывов. Различные ограничения на модели термоядерных взрывов можно получить из сравнения с наблюдениями сверхновых I типа (СН1), с которыми связываются эти взрывы, и на основе расчетов нуклеосинтеза в вырожденном веществе [65]:

– "Радиоактивная" модель кривой блеска из-за распада ${}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}$ требует производства большого количества ${}^{56}\text{Ni}$ в выброшенном веществе. Такое производство имеет место как в дефлаграционной, так и в детонационной модели, хотя последние описывают кривую блеска несколько хуже.

– В модели дефлаграции внешние области звезды успевают сильно расшириться до приближения к ним фронта горения. Это приводит к тому, что ядерное статистическое равновесие не успевает установиться и в выброшенном веществе оказывается много, $\sim 0,3 M_{\odot}$, промежуточных элементов ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{36}\text{Ar}$, ${}^{40}\text{Ca}$, наблюдаемых в СН1 вблизи максимума блеска. Модель детонации дала бы промежуточные элементы только в условиях пониженной плотности, например, при быстром вращении.

– Существенное расхождение с наблюдениями дает дефлаграционная модель для изотопного состава элементов железного пика. Медленное горение при дефлаграции приводит к тому, что с повышением температуры успевает пройти много электронных захватов и увеличивается степень нейтронизации – отношение N_n/N_p . В выброшенном веществе отношение ${}^{54}\text{Fe}/{}^{56}\text{Fe}$ оказывается в 3 – 5 раз выше наблюдаемого, равного 0,061 для Солнечной системы, отношение Ni/Fe по всем стабильным изотопам повышено также в ~ 5 раз, а отношение ${}^{58}\text{Fe}/{}^{56}\text{Fe}$ в варианте с $\rho_{c0} =$

$= 2,5 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ получается выше солнечного в ~ 40 раз.*) Столь сильное расхождение подвергает сомнению модель дефлаграции, которая возникает в большинстве расчетов углеродного взрыва. Новый подход к проблеме и возможный путь разрешения этой трудности предложен в работе [68].

г) **Спонтанное горение и детонация.** В отсутствие сколько-нибудь убедительных расчетов, естественным начальным профилем температуры является адиабатический, который возможен из-за действия конвекции в начале горения углерода при $T \geq 3 \cdot 10^8 \text{ К}$. Тогда распределение температуры вблизи центра имеет вид

$$T = T_c \left[1 - \left(\frac{2}{3} \pi G \rho_c^2 P_c^{-1} \gamma_{2c} \right) r^2 \right]. \quad (35.4)$$

Здесь $\gamma_2 = (\partial \ln T / \partial \ln P)_S$ (см. (1.12)). Разложение (35.4) следует из уравнений (22.1), (22.2), которые дают вблизи центра

$$m = \frac{4\pi}{3} \rho_c r^3, \quad P = P_c - \frac{2\pi G}{3} \rho_c^2 r^2, \quad (35.5)$$

и разложения для T при адиабате

$$T = T_c + \frac{1}{2} \frac{d^2 T}{dr^2} r^2 = T_c + \frac{1}{2} \frac{T_c}{P_c} \gamma_{2c} \frac{d^2 P}{dr^2} r^2. \quad (35.6)$$

В случае плавного изменения T скорость горения слабо меняется с радиусом и фронт горения перемещается со скоростью, определяемой начальным профилем температуры, причем, возможно, $v_\Phi \gg v_s$. В пределе $T \rightarrow \text{const}$ скорость $v_\Phi \rightarrow \infty$, т.е. выгорание может произойти одновременно во всей области. При $v_\Phi > v_s$ режим распространения фронта горения называется спонтанным [106]. Возможность реализации этого режима при углеродных вспышках отмечена в работе [68], где рассмотрена модель с $\rho_{c0} = 3 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, состоящая из равного количества ^{12}C и ^{16}O . Время τ_b (см. (13.6)) выгорания ^{12}C при $0,6 < T_9 < 0,9$ определяется формулой (см. (15.1))

$$\tau_b = 10^{-3} T_9^{-2.0} \text{ с}. \quad (35.7)$$

Вычисляя коэффициент в (35.4), имеем

$$T = T_c (1 - 2,0 \cdot 10^{-16} r^2). \quad (35.8)$$

Скорость фронта спонтанного горения определяется формулой

$$D_{sp} = \left(\frac{d\tau_b}{dr} \right)^{-1} = 1,2 \cdot 10^{17} T_{c9}^{2.0} r^{-1} (1 - 2,0 \cdot 10^{-16} r^2)^{2.1} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (35.9)$$

При

$$r > r_s = \frac{10^5}{\tau_b} \text{ см}, \quad (35.10)$$

где $\tau_b = 10, 1, 0,1$ с для $T_{c9} = 0,63, 0,71$ и $0,80$ соответственно, скорость D_{sp} становится меньше скорости звука v_s и режим спонтанного горения прекращается. Все оценки выше сделаны при постоянной плотности. Как показали численные расчеты распространения волны горения, проведенные в [68]

*) Заметим, что ^{56}Fe , в основном образуется при распаде $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$, так что $(N/Z)_{^{56}\text{Ni}} = 1 < (N/Z)_{^{56}\text{Fe}} = 14/13$; стабильные изотопы Ni имеют $A = 58, 60, 61, 62$ и 64 .

методом характеристик, после режима спонтанного горения происходит формирование ударной волны и выход на режим детонации. При выходе детонационного фронта в области с достаточно низкой плотностью происходит уширение фронта горения, возможен срыв детонации и переход к дефлаграционному режиму. В [68] отмечено, что многочисленные расчеты теплового взрыва, связанные с методом искусственной вязкости являются слишком грубыми и не способны разрешить картину гидродинамического течения при углеродном взрыве. Появление детонации или дефлаграции в подобных расчетах отражает свойства численной схемы и может не совпадать с реальностью. Дальнейший прогресс в этой области возможен, по-видимому, после перехода к другим численным схемам типа метода характеристик, где не производится искусственная размазка ударного фронта.

§ 36. Коллапс звездных ядер малой массы

В звездах с начальной массой $8 \div 10 M_{\odot}$ после спокойного горения ^{12}C образуется вырожденное $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ ядро, которое теряет устойчивость из-за нейтронизации ^{24}Mg и ^{20}Ne . Расчеты показали, что роль ядерного горючего состоит в некотором замедлении сжатия, по сравнению с коллапсом железного ядра, но какого-либо выброса не происходит [508]. *

Нейтронизация может стать причиной начала коллапса аккрецирующего железного белого карлика в двойной системе, когда масса его превысит $M_{\text{сн}} = 1,18 M_{\odot}$ (см. § 34).

Если одиночная звезда с начальной массой $M > 10 M_{\odot}$ быстро потеряет оболочку после образования железного ядра и масса остатка немного превысит $M_{\text{сн}}$, то после остывания, когда плотность ρ_c достигнет $1,15 \cdot 10^9$ ($1,24 \cdot 10^9$) $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$, начнется потеря устойчивости за счет нейтронизации ^{56}Fe . При $M - M_{\text{сн}} \ll M_{\text{сн}}$ время остывания может быть достаточно большим, что соответствует наблюдаемым взрывам сверхновых I типа в эллиптических галактиках, где мало или совсем отсутствуют массивные звезды [55]. Медленная аккреция в двойной системе может дать аналогичную задержку момента потери устойчивости. Отметим, что тот же качественный вывод останется справедливым для остывающего или аккрецирующего белого карлика, состоящего из ^{24}Mg , ^{40}Ca или какого-либо другого достаточно тяжелого элемента. Выделение энергии при образовании ^{56}Fe после начала коллапса будет здесь еще менее существенным, чем при коллапсе $\text{O} + \text{Ne} + \text{Mg}$ ядра.

Если пренебречь членами $\sim T^2$ и зффектами ОТО, то зависимость $M(\rho_c, T)$ после подстановки (34.21) без третьего члена в скобках в (34.18) без последнего члена имеет вид [56]

$$M = \frac{5,83}{\mu_Z^2} \left(1 - 5,4 \cdot 10^4 \frac{\mu_Z^{2/3}}{\rho_c^{2/3}} + 1,7 \cdot \frac{10^{-7}}{A} \mu_Z^{4/3} \frac{T}{\rho_c^{1/3}} \right). \quad (36.1)$$

При температуре T и той же центральной плотности масса звезды больше массы холодной звезды на величину ΔM :

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{1,7 \cdot 10^{-3}}{A} \mu_Z^{4/3} \frac{T_7}{\rho_{c9}^{1/3}}, \quad T_7 = \frac{T}{10^7 \text{ К}}, \quad (36.2)$$

$$\rho_9 = \rho / 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}.$$