

СВЕРХНОВЫЕ И ОСТАТКИ СВЕРХНОВЫХ

9.1. Нейтронизация вещества и потеря устойчивости звезды

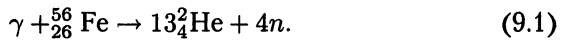
Горение кремния ^{32}Si с образованием изотопов элементов группы железа ^{56}Fe , ^{58}Fe , ^{60}Fe , ^{62}Ni и т. д. замыкает цепочку термоядерных реакций в невырожденном ядре массивной звезды. При этом плотность в центре звезды достигает значений $\sim 3 \cdot 10^9$ г/см³, температура $8 \cdot 10^9$ К ~ 0.7 МэВ при массе ядра $1.5\text{--}2 M_{\odot}$. При высоких температурах и плотностях прямые и обратные ядерные реакции, идущие по электромагнитному каналу (с испусканием или поглощением фотона), находятся в равновесии, т. е. число прямых реакций в единицу времени равно числу обратных. Если бы ядро звезды не сжималось, то в нем со временем установилось бы ядерное статистическое равновесие, и вещество представляло бы смесь фотонов, нейтронов, альфа-частиц и ядер химических элементов, концентрация которых вычислялась бы по известным формулам статистической физики. Однако этого не происходит из-за того, что ядро сжимается, и затрачиваемая на диссоциацию ядер энергия черпается из освобождаемой при сжатии отрицательной потенциальной гравитационной энергии. При этом сжатие не сопровождается увеличением давления, как это происходит в случае устойчивой звезды, поскольку диссоциация ядер представляет собой фазовый переход первого рода — энергия расходуется на изменение внутренних степеней свободы частиц, а не на увеличение энергии их теплового движения, которое определяет давление невырожденного га-

за. Поэтому из-за диссоциации ядер увеличение давления при росте плотности оказывается недостаточным для компенсации сил гравитации. Рост плотности сопровождается включением других физических процессов (в частности, нейтронизацией вещества при захвате свободных электронов протонами, см. ниже), при которых нейтрино уносят энергию из звезды, что еще больше ускоряет сжатие.

Важными физическими процессами, которые отвечают за потерю динамической устойчивости ядра звезды и наступление гравитационного коллапса, являются процессы фотодиссоциации ядер железа и нейтронизация вещества. Рассмотрим их подробнее.

9.1.1. Фотодиссоциация

Фотодиссоциация железа — это инициированный жестким квантом развал ядра железа на 13 альфа-частиц:



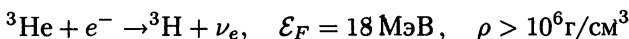
Для этого процесса требуется затратить энергию

$$\chi = (13m_\alpha + 4m_n - m_{\text{Fe}})c^2 \approx 120 \text{ МэВ}.$$

Для начала процесса фотодиссоциации совсем не нужно достижение температур $T \sim \chi$. Физическая причина тому та же, что и при ионизации атомов (формула Саха) — при равновесном распределении имеется достаточное количество свободных частиц с энергией выше средней. Так, для того чтобы вещество на 50% (по массе) состояло из атомов железа и на 50% из альфа-частиц и нейтронов при плотности $\rho \sim 4 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, требуется температура $\sim 1.1 \cdot 10^{10} \text{ К}$, что лишь ненамного выше температуры в кремниевом ядре звезды.

9.1.2. Нейтронизация вещества и УРКА-процессы

Ядерная эволюция в недрах звезд в целом сопровождается увеличением относительного содержания нейтронов: если в начале эволюции в веществе, состоящем по массе на 75% из водорода и 25% из гелия, на 7 протонов приходится 1 нейтрон, то уже после образования гелия это соотношение уменьшается до 1:1. С ростом плотности и началом вырождения электроны приобретают из-за принципа Паули релятивистские скорости (уже при $\rho > 10^6 \text{ г/см}^3$). Начиная с некоторой пороговой энергии электронов (энергии Ферми \mathcal{E}_F) становятся возможными процессы *нейтронизации вещества*:



$${}^4\text{He} + e^- \rightarrow {}^4\text{H} + n + \nu_e, \quad \mathcal{E}_F = 20 \text{ МэВ}, \quad \rho > 10^{11} \text{ г/см}^3$$

$${}^{56}\text{Fe} + e^- \rightarrow {}^{56}\text{Mn} + \nu_e, \quad \mathcal{E}_F = 4 \text{ МэВ}, \quad \rho > 10^{11} \text{ г/см}^3$$

Заметим, что β -распад образующихся радиоактивных ядер запрещен принципом Паули, т. к. электроны вырождены и все возможные энергетические состояния заняты.

Средняя энергия нейтрино, образующихся при электронном захвате, порядка энергии захватываемого электрона

$$\langle E_\nu \rangle \sim \langle E_{e^-} \rangle \sim \mathcal{E}_F \approx 51.6(Y_e \rho_{12})^{1/3} \text{ МэВ}, \quad (9.2)$$

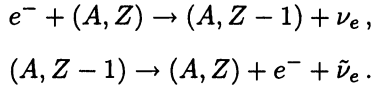
где $Y_e = n_e/n_b$ — число электронов в расчете на один барион (на начало горения кремния $Y_e = 0.42$), $\rho_{12} = \rho/(10^{12} \text{ г/см}^3)$ — плотность.

При нейтронизации упругость вырожденного вещества уменьшается, так как уменьшается концентрация электронов при сохранении плотности барионов (лептонный параметр Y_e), рост давления с плотностью замедляется, и эффективный показатель адиабаты вещества $\gamma = d \log P / d \log \rho$ уменьшается с $5/3$ до $4/3$. А из теоремы вириала (или условия гидростатического равновесия звезды) известно, что при таком показателе нарушается механическая устойчивость звезды (см. главу 5). Поэтому *нейтронизация вещества является одним из основных физических процессов, вызывающих коллапс ядер массивных звезд на поздних стадиях эволюции.*

Дополнительная причина потери гидростатической устойчивости звезды — эффекты общей теории относительности: в ОТО давление вещества дает вклад в силу притяжения (образно говоря, давление обладает «массой»), поэтому при больших плотностях и давлениях вырожденного газа эффекты ОТО приводят к увеличению силы, стремящейся сжать звездное вещество.

При нейтронизации вещества звезда очень быстро теряет устойчивость: потеря упругости приводит к сжатию и нагреву, но отрицательная теплоемкость обычных звезд здесь перестает срабатывать, так как давление вырожденного газа, противодействующее сжатию, почти не зависит от температуры. Большая часть энергии, выделяющейся при гравитационном сжатии, уносится нейтрино, образующимися при нейтронизации, и даже если рост температуры при коллапсе снимает вырождение электронного газа, энергия продолжает уноситься антинейтрино в ходе процессов бета-распадов перегруженных нейтронами ядер. Необратимые потери

энергии при прямых и обратных бета-распадах получили название УРКА-процессов, впервые рассмотренных Гамовым и Шенбергом (1941). В этих процессах электронный захват ядром приводит к образованию неустойчивого изотопа, который испытывает бета-распад, превращаясь в исходное ядро:



Объемные потери энергии при УРКА-процессах сильно зависят от температуры и составляют

$$Q_{\text{URCA}} \approx 8 \cdot 10^{11} (\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{K})^6,$$

а с учетом реакций, идущих через обмен нейтральным Z-бозоном $e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_e$ и $e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e$

$$Q_{\text{URCA}} \sim 4 \cdot 10^{15} (\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})) \rho (T/10^9 \text{K})^9.$$

Резкая зависимость Q_{URCA} от температуры приводит к тому, что на заключительных стадиях эволюции нейтринная светимость звезд (составляющая для звезд на главной последовательности несколько процентов от фотонной светимости) значительно возрастает и становится преобладающей.

9.1.3. Захват нейтрино и остановка коллапса

На начальных стадиях коллапса нетепловые нейтрино свободно выходят из ядра, но по мере нарастания плотности становятся важны процессы упругого рассеяния нейтрино на свободных нуклонах, на ядрах тяжелых атомов и на электронах. Для нейтрино низких энергий $E_\nu \ll m_n c^2$ полное сечение рассеяния на свободных нуклонах

$$\sigma_n \approx \frac{1}{4} \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2, \quad (9.3)$$

где $\sigma_0 = 1.76 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$ — фундаментальное сечение в теории слабых взаимодействий. Для когерентного рассеяния на ядрах тяжелых атомов в сечении появляется множитель порядка A^2 , A — атомный вес. Реакции упругого рассеяния нейтрино, т. е. идущие без изменения энергии, увеличивают непрозрачность для нейтрино без заметного изменения интенсивности излучения, аналогично томсоновскому рассеянию света на свободных электронах.

В отличие от упругого рассеяния на нуклонах, рассеяние горячих нейтрино на вырожденных электронах из-за малой массы последних ($E_\nu \gg m_e c^2$) носит неупругий характер, т. к. энергия нейтрино в каждом акте рассеяния уменьшается (заметим, что вырожденный электрон с $E_e < \mathcal{E}_F$ вообще не может терять энергию). Это способствует термализации нейтрино и приведению их в локальное равновесие с веществом звезды, когда нейтрино из-за большой оптической толщи оказываются «запертыми» внутри ядра звезды. Захват нейтрино эффективен при плотностях порядка $3 \cdot 10^{11}$ г/см³. Равновесная энергия захваченных при коллапсе нейтрино оказывается около 10 МэВ.

Коллапс ядра останавливается при плотностях порядка плотности атомного ядра $\rho_{nuc} = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³, при которых существенными становятся эффекты вырождения нейтронов, и сжимаемость вещества опять способна противостоять действию сил тяготения. Для массы Солнца радиус однородной конфигурации (нейтронной звезды) с плотностью, равной ядерной, составляет около 12 км. Реакцией свободно падающих внешних слоев звезды на резко увеличившуюся упругость сжавшегося ядра является «отскок» внешних слоев, который, как предполагается, и является причиной сброса оболочки и наблюдаемого эффекта сверхновой звезды (см. ниже).

Если бы захват нейтрино отсутствовал, вся энергия связи коллапсирующего ядра излучалась бы в виде нетепловых нейтрино за характерное время коллапса $t_{ff} \sim 1/\sqrt{G\rho} \sim 4 \cdot 10^{-3} \rho_{12}^{-1/2}$ с:

$$L_{\nu, max} \sim \left(\frac{GM^2/R_{nuc}}{t_{ff}} \right) \sim 10^{57} \text{ эрг/с.}$$

В результате захвата нейтрино ядро становится для них непрозрачным, и нейтринная светимость резко падает (излучение происходит только с поверхности). На некоторое время вокруг сколлапсировавшего ядра образуется оптически толстая «нейтриносфера». По существу, на этой стадии нейтринная светимость определяется диффузией термализованных нейтрино из сжавшегося ядра — горячей протонейтронной звезды.

Болометрическая нейтринная кривая блеска коллапсирующего ядра массивной звезды показана на рис. 9.1. Нетепловые нейтрино, рожденные в ходе неравновесной нейтронизации вещества (в основном, ν_e , $\langle \epsilon_{\nu, e} \rangle \simeq 15\text{--}20$ МэВ), испускаются в первую секунду после начала коллапса (пока ядро остается прозрачным для нейтри-

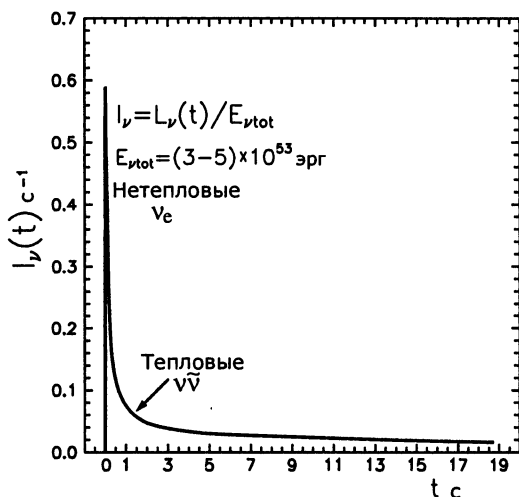


Рис. 9.1. Болومترическая нейтринная кривая блеска коллапсирующей сверхновой по расчетам Д. К. Надежина (Astrophys. Space Sci. 56, 131, 1978).

но) и уносят менее 10% полной энергии, выделяемой в виде нейтрино $E_{\nu}^{tot} \approx 3-5 \cdot 10^{53}$ эрг. Большая часть нейтрино — тепловые нейтрино и антинейтрино всех трех сортов ($\nu_e \bar{\nu}_e$, $\nu_\mu \bar{\nu}_\mu$, $\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$), испускаются с поверхности оптически толстой нейтриносферы вокруг горячей протонейтронной звезды в первые 10–20 с после коллапса. Согласно расчетам, равновесная температура нейтриносферы для электронных нейтрино $T_{\nu_e} \approx 4$ МэВ и около 8 МэВ для мюонных и тау-нейтрино.

Нейтринный импульс длительностью около 10 с (состоящий из десятка антинейтрино с энергиями от 10 до 30 МэВ) был зарегистрирован от сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке (23 февраля 1987 г.) на нескольких нейтринных обсерваториях — Камиоканде II (КII, Япония), Ирвин–Мичиган–Брукхэвен (ИМВ, США), и на Баксанской Нейтринной Обсерватории ИЯИ РАН. Эти результаты на уровне значимости 1σ согласуются с теоретическими расчетами коллапса ядра массивной звезды (рис. 9.2). Однако до сих пор остается нерешенным ряд вопросов, связанных с регистрацией этих нейтрино. В частности, на подземном детекторе LSD под Монбланом за 4.7 часа до регистрации нейтрино, произведенной детекторами КII и ИМВ, был зарегистрирован значимый сигнал. Так как эта временная задержка много больше характерных времен при

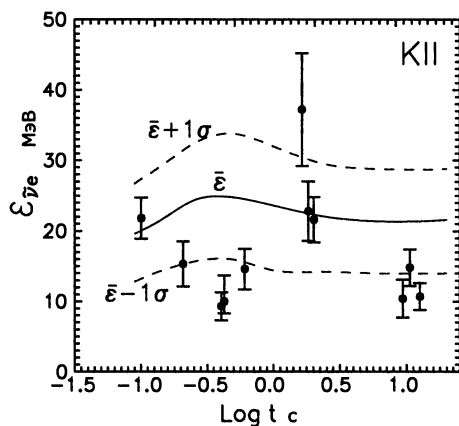


Рис. 9.2. Сравнение энергии антинейтрино от SN 1987а, измеренных детектором KII, с теоретическими расчетами (сплошная кривая). Пунктирной линией показана расчетная неопределенность в 1σ . (Из обзора В. С. Имшенника и Д. К. Надежина. *Astrophys. Space Phys. Rev.* 8, 156 (1989).

коллапсе, полагают, что это может свидетельствовать о более сложном (двухстадийном) коллапсе ядра звезды — голубого сверхгиганта, взорвавшегося как SN 1987а.

9.2. Вспышки сверхновых

Вспышка сверхновой — один из самых мощных катастрофических природных процессов. В астрономии вспышки сверхновых наблюдаются как внезапное увеличение блеска звезды на 9–10 порядков, т. е. одна звезда в максимуме светит почти так же, как звезды всей галактики, и поэтому сверхновые в настоящее время регистрируются из очень далеких галактик вплоть до красных смещений порядка 1, т. е. с расстояний порядка тысячи Мпк. По своим спектральным свойствам сверхновые делятся на два основных типа: I — в спектрах которых отсутствуют линии водорода, и II — в спектрах которых линии водорода наблюдаются. Кроме того, сверхновые этих типов имеют разные кривые блеска $L(t)$. Наиболее универсальны кривые блеска для сверхновых типа Ia. Мы кратко остановимся на них ниже. Существует более детальная классификация, из которой отметим следующие подтипы. Тип Ib — сверхновые без линий водорода с кривыми блеска, похожими на II тип. Тип Ic — нет