

е) Другие механизмы охлаждения за счет излучения нейтрино. В работе [363] указаны другие механизмы нейтринного охлаждения звезд: тормозное излучение

$$e^{\pm} + (A, Z) \rightarrow e^{\pm} + (A, Z) + \nu + \bar{\nu}, \quad (19.37)$$

фотон-фотонное взаимодействие

$$\begin{aligned} \gamma + \gamma &\rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad \text{и} \\ \gamma + \gamma &\rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}, \end{aligned} \quad (19.38)$$

фоторождение нейтрино в поле ядра

$$\gamma + (A, Z) \rightarrow (A, Z) + \nu + \bar{\nu}. \quad (19.39)$$

Расчеты показали [363, 268], что охлаждение за счет реакций (19.37)–(19.39) всегда мало по сравнению с реакциями, рассмотренными выше.

§ 20. Нагрев вещества при неравновесных бета-процессах

Когда реакции слабых взаимодействий протекают в условиях, далеких от термодинамического равновесия, их результатом может явиться нагрев вещества, несмотря на нейтринные потери энергии. Наиболее простым является пример распада бета-радиоактивных ядер при малых температурах вещества $kT \ll \epsilon_{\beta}$ (см. (4.1)). Рост температуры происходит за счет термализации быстрых электронов, возникающих при бета-распадах. В астрофизических условиях неравновесными процессами часто являются бета-захваты при высоких плотностях, когда $\epsilon_{Fe} > \epsilon_{\beta}$.

Рассмотрим вещество, состоящее из ядер (A, Z) , при нулевой температуре с электронной функцией распределения f_e из (2.2) в виде ступеньки (рис. 23, а). Пусть в результате сжатия ϵ_{Fe} превысила величину ϵ_{β} . Если сжатие происходит медленно (адиабатически), то электроны с края ступеньки успевают захватываться ядрами. При этом энергия вылетающих

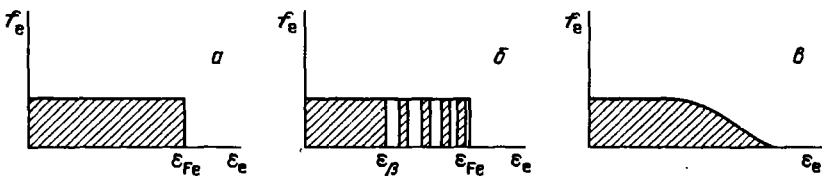


Рис. 23. Нагрев холодного вещества при неравновесном бета-захвате

нейтрино $\epsilon_{\nu} \approx 0$, ступенька сохраняет свою форму, энтропия и температура остаются нулевыми. При быстром сжатии возникает конечная разность $\epsilon_{Fe} - \epsilon_{\beta}$ и все электроны с $\epsilon_{\beta} < \epsilon_e < \epsilon_{Fe}$ могут быть захвачены ядром (A, Z) . В результате захватов возникают дырки в функции распределения f_e (рис. 23, б). Тепловая релаксация приводит к сглаживанию функции f_e , которая примет форму, отличную от первоначальной ступеньки, с ненулевой температурой и энтропией [282] (рис. 23, в). Таким образом, быстрое сжатие является неравновесным и сопровождается необратимым ростом энтропии.

а) **Скорость неравновесного нагрева.** Для вывода скорости нагрева при неравновесном бета-захвате электронов в реакции (19.30а) воспользуемся вторым законом термодинамики для системы частиц переменного состава [145, 56, 503], записанным для единицы массы:

$$dE - \frac{P}{\rho^2} d\rho = TdS + \sum_i \mu_{ii} dn_i = dQ = -\frac{Q_\nu}{\rho} dt. \quad (20.1)$$

Пренебрегая влиянием температуры на скорость реакции и скорость нейтринных потерь, получаем из (19.31), (1) задачи 4 § 18

$$\begin{aligned} W^{(a)} &= \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \int_{\delta}^{u_{Fe}} (u^2 - 1)^{1/2} u(u - \delta)^2 du = \\ &= \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} [F_0(u_{Fe}) - F_0(\delta)] \quad (\text{реакций в 1 с на 1 ядро}), \end{aligned} \quad (20.2)$$

$$\begin{aligned} Q^{(a)} &= \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} m_e c^2 \int_{\delta}^{u_{Fe}} (u^2 - 1)^{1/2} u(u - \delta)^3 du = \\ &= \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} [F_e(u_{Fe}) - F_e(\delta)] \quad (\text{эрг} \cdot \text{с}^{-1} \text{ на 1 ядро}), \end{aligned} \quad (20.3)$$

где $F_0(u)$ определено в (18.63), а

$$\begin{aligned} F_e(u) &= \frac{\sqrt{u^2 - 1}}{240} [40u^5 - 144\delta u^4 + 10u^3(18\delta^2 - 1) + \\ &+ 16\delta u^2(3 - 5\delta^2) - 15u(1 + 6\delta^2) + 16\delta(6 + 5\delta^2)] - \\ &- \frac{1 + 6\delta^2}{16} \ln(\sqrt{u^2 - 1} + u). \end{aligned} \quad (20.4)$$

С учетом (20.2), (20.3) имеем

$$Q_\nu = n_{A,Z} Q^{(a)}. \quad (20.5)$$

Химические потенциалы нерелятивистских ядер и холодных электронов равны

$$\mu_{t,Z} \approx m_{A,Z} c^2, \quad \mu_{t,Z-1} \approx m_{A,Z-1} c^2, \quad \mu_{te} \approx \epsilon_{Fe} + m_e c^2. \quad (20.6)$$

С учетом (20.2)–(20.6) получаем из (20.1)

$$\begin{aligned} \rho T \frac{dS}{dt} &= [(\epsilon_{Fe} + m_e c^2 - \Delta_{Z'} Z) W^{(a)} - Q^{(a)}] n_{A,Z} = \\ &= \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} n_{A,Z} m_e c^2 \{ (u_{Fe} - \delta) [F_0(u_{Fe}) - F_0(\delta)] - F_e(u_{Fe}) + F_e(\delta) \}. \end{aligned} \quad (20.7)$$

При $u_{Fe} \gg \delta \gg 1$ имеем

$$\begin{aligned} F_0(u_{Fe}) \approx \frac{u_{Fe}^5}{5}, \quad F_0(\delta) \approx \frac{\delta^5}{5}, \quad F_e(u_{Fe}) \approx \frac{u_{Fe}^6}{6}, \quad F_e(\delta) \approx \frac{\delta^6}{6}, \\ \rho T \frac{dS}{dt} \approx \frac{gz'}{gz} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} n_{A,Z} m_e c^2 \frac{u_{Fe}^6 - \delta^6}{30}. \end{aligned} \quad (20.8)$$

Таким образом, при $u_{Fe} \gg \delta \gg 1$ на нагрев вещества идет в 5 раз меньше энергии, чем на нейтринное излучение. В [108] отмечалось, что при $u_{Fe} \gg \delta$ нейтрино уносит $5/6 \epsilon_{Fe}$ энергии на каждый акт захвата электрона. При $u_{Fe} \approx \delta$ имеем

$$F_0(u) \approx \delta \sqrt{\delta^2 - 1} \frac{(u - \delta)^3}{3},$$

$$F_e(u) \approx \delta \sqrt{\delta^2 - 1} \frac{(u - \delta)^4}{4}, \quad (20.9)$$

$$\rho T \frac{dS}{dt} = \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(F_{t_{1/2}})_{Z'}} n_{A,Z} m_e c^2 \frac{(u_{Fe} - \delta)^4}{12},$$

т.е. на нагрев идет в три раза меньше энергии, чем на нейтринное излучение. В общем случае при учете температурных поправок вместо (20.7) имеем

$$\rho T \frac{dS}{dt} = [(\mu_{te} - \mu_{t,Z-1} + \mu_{t,Z}) W^{(a)} - Q^{(a)}] n_{A,Z} \quad (20.7a)$$

с общими формулами (2.9) и (3.2) для μ_t . В [186] исследовалась зависимость неравновесного нагрева от температуры и показано, что при $kT > 0,24 m_e c^2$ для реакции (20.14d) нагрев сменяется нейтринным охлаждением.

б) Учет захвата на возбужденные уровни конечного ядра. При захвате на возбужденные уровни энергия возбуждения переходит в тепло и эффективность неравновесного нагрева увеличивается. Эта роль возбужденных уровней отмечалась в работах [56, 187]. В [54] неравновесный нагрев с учетом возбужденных уровней рассчитан в газовой модели ядра (см. задачу 5, § 18). Для вычисления мощности нейтринного излучения следует вычислить интеграл, получающийся из (5) данной задачи умножением подынтегральной функции на cp_ν . Выполняя расчет в приближении (36) задачи 5 § 18, получаем [54]

$$Q^{(a)} = \frac{W_\mu}{2\pi} \left(\frac{137}{Z_e m_\mu c} \right)^3 \frac{Z}{Z_e} \frac{8m^2 c^3 q_0^2}{3(mc + q_0)^4} \frac{p_{\kappa,e}^4}{p_{\kappa,\mu}} \frac{\varphi_L}{\varphi_\mu} \quad (20.10)$$

где $Z_e, \varphi_\mu, p_{\kappa,e}, p_{\kappa,\mu}$ определены в (37), (39) задачи 5 § 18, а

$$\varphi_L = \left(\frac{1}{7} + \frac{x^2}{35} \right) p_{\kappa,e}^3 + \left(\frac{1}{2} - \frac{x}{3} + \frac{x^2}{30} \right) p_{e0} p_{\kappa,e}^2 +$$

$$+ \left(\frac{3}{5} - \frac{4}{5}x + \frac{x^2}{5} \right) p_{e0}^2 p_{\kappa,e} + \frac{1}{4} (1-x)^2 p_{e0}^3; \quad x = \frac{q_0}{mc}. \quad (20.11)$$

При $p_{\kappa,e} \gg p_{e0}$ средняя энергия испускаемого нейтрино с учетом (38) задачи 5, § 18 и (20.10) есть

$$\bar{\epsilon}_\nu = \frac{Q^{(a)}}{W_e} = \frac{6m^2 c^2 + 0,2q_0^2}{7mc(mc + q_0)} \epsilon_{Fe} \approx 0,6 \epsilon_{Fe} \quad (20.12)$$

вместо $\bar{\epsilon}_\nu = \frac{5}{6} \epsilon_{Fe}$ в аналогичном случае без учета возбужденных уровней.

Уравнение для изменения энтропии с учетом возбужденных уровней опре-

деляется первым равенством в (20.7) или (20.7а) при $W^{(a)} = W_e$ из (38) задачи 5 § 18 и $Q^{(a)}$ из (20.10). Величина $\Delta_{Z',Z}$ по-прежнему определяется разностью энергий основных состояний ядер (18.5).

в) **Двуступенчатый неравновесный захват электронов в белых карликах вблизи чандрасекаровского предела.** В центральных областях массивных белых карликов с массой, близкой к предельной M_{Ch} , происходит реакция нейтронизации, причем при малом, но конечном ядре новой фазы белый карлик остается устойчивым ([191], см. § 45). Ввиду большей устойчивости четно-четных ядер по сравнению с нечетно-нечетными, пороговая энергия электрона, необходимая для его захвата четно-четным ядром (A, Z) , больше соответствующей энергии для нечетно-нечетного ядра $(A, Z - 1)^*$:

$$\Delta_{Z-1,Z} > \Delta_{Z-2,Z-1}. \quad (20.13)$$

Тогда при $\epsilon_{Fe} = \epsilon_{\beta}(A, Z) > \epsilon_{\beta}(A, Z - 1)$ (см. (4.1)) захват электрона ядром $(A, Z - 1)$ происходит неравновесно и сопровождается нагревом. В [56] рассмотрен тепловой эффект данной реакции для некоторых цепочек:

- (a) ${}^{32}_{16}\text{S}(0^+) \rightarrow {}^{32}_{15}\text{P}(1^+) \rightarrow {}^{32}_{14}\text{Si}(0^+)$, (1708; 213)
 (b) ${}^{38}_{18}\text{Ar}(2^-) \rightarrow {}^{38}_{17}\text{Cl}(2^-) \rightarrow {}^{38}_{16}\text{S}(0^+)$, (4810; 3000)
 (c) ${}^{42}_{20}\text{Ca}(0^+) \rightarrow {}^{42}_{19}\text{K}(2^-) \rightarrow {}^{42}_{18}\text{Ar}(0^+)$, (3524; 583) (20.14)
 (d) ${}^{56}_{26}\text{Fe}(0^+) \rightarrow {}^{56}_{25}\text{Mn}^*(1^+) \rightarrow {}^{56}_{25}\text{Mn}(3^+) \rightarrow {}^{56}_{24}\text{Cr}(0^+)$, (3809; 109; 1610)
 (e) ${}^{60}_{28}\text{Ni}(0^+) \rightarrow {}^{60}_{27}\text{Co}^*(2^+) \rightarrow {}^{60}_{27}\text{Co}(5^+) \rightarrow {}^{60}_{26}\text{Fe}(0^+)$, (2890; 60; 260)
 (f) ${}^{60}_{30}\text{Zn}(0^+) \rightarrow {}^{60}_{29}\text{Cu}(1^+) \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni}(0^+)$, (2630, 200).

Здесь справа в скобках указаны ϵ_{β} (в кэВ) для двух последовательных переходов. При образовании возбужденных ядер ${}^{56}\text{Mn}^*$ и ${}^{60}\text{Co}^*$ вторая цифра в скобках определяет энергию возбуждения промежуточного ядра. Рядом с названием элемента указаны спин и четность ядра в основном состоянии или в соответствующем возбужденном. Принимая приближенно

(20.8), что на нагрев идет $\sim \frac{1}{6} \epsilon_{Fe}$ на один захват электрона, получим, что

в реакциях (20.14) выделяется 249; 302; 490; 476; 498; 405 кэВ соответственно. При этом в реакциях (d) и (e) учтен нагрев за счет возбужденного уровня промежуточного ядра, энергия возбуждения которого переходит в тепло. О влиянии этого эффекта на остывание белых карликов см. § 39.

г) **Неравновесный нагрев при коллапсе вещества.** Рост плотности, происходящий в коллапсирующем ядре звезды после потери гидродинамической устойчивости (см. гл. 10), приводит к сильной неравновесности с $\epsilon_{Fe} \gg \epsilon_{\beta}$ и быстрому нагреву. Решение уравнения (20.7) совместно с уравнениями химической кинетики типа (13.6) при свободном коллапсе сделано в [187, 501]. Самосогласованная звезда с уравнениями движения для усредненных по звезде параметров по методу [26] решалась в [19, 20]. Решение задачи в точной постановке сделано в [66]. Как следует из этих работ, первоначально холодное железное ядро звезды, начиная коллапсировать при $\rho = 1, 3 \cdot 10^9 \text{ г} \cdot \text{см}^3$, нагревается до $T = 4 \cdot 10^9 \text{ К}$ при $\rho = 2 \cdot 10^{10} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, когда устанавливается ядерное равновесие.

* Имеются в виду ядра с нечетными Z и $N = A - Z$.