

Из (37) следует, что учет возбужденных состояний повышает степень зависимости W_e от p_{Fe} : $\sim p_{Fe}^6$ в (37) вместо $\sim p_{Fe}^5$ в задаче 4, при $p_{Fe} \gg \gg (\delta m_{e\nu}, p_{e0})$. Экспериментальные величины W_μ для различных ядер даны в [74]. Сравнение с расчетами по более сложной оболочечной модели ядра [73] показывает удовлетворительную точность формулы (38).

§ 19. Нейтринное охлаждение звезд

На всех стадиях эволюции вплоть до образования плотного ядра при коллапсе, нейтрино свободно уходят из звезды и являются источником охлаждения. Рассмотрим наиболее важные процессы образования нейтрино в звездах.

а) Аннигиляция пар $e^+ e^-$. При высоких температурах и небольших плотностях идет процесс рождения нейтрино при аннигиляции пар

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (19.1)$$

Сечение реакции (19.1) определяется произведением заряженных токов $(\bar{\nu}^- O_i^L e^-) (\bar{\nu}^+ O_i^L e^+)$ и нейтральных $(\bar{e}^- O_i^{n,e} e^-) (\bar{\nu} O_i^{n,\nu} \nu)$. Здесь O_i^L — левый оператор из (18.20), а $O_i^{n,e}$ и $O_i^{n,\nu}$ приведены в (18.78). Последнее произведение дает вклад в сечение реакции (19.1) ввиду того, что рождение \bar{e}^- эквивалентно уничтожению e^+ , а уничтожение ν — рождению $\bar{\nu}$. Сечение (19.1) за счет заряженных токов рассчитано в [268]. В [336] были учтены нейтральные токи типа $\bar{\nu}_e O_i \nu_e$, а в [496] сделан учет нейтральных токов, связанных со всеми типами нейтрино. Выражение для сечения, полученное в [496], с учетом (18.82) имеет вид

$$\sigma = \frac{G_W^2 c (m_e c / \hbar)^4}{6 \pi v \epsilon \epsilon'} \left\{ \frac{r_+ + r'_+}{2} \left[1 + 3 \frac{p_i p'_i}{m_e^2 c^2} + 2 \frac{(p_i p'_i)^2}{m_e^4 c^4} \right] + 3 \frac{r_- + r'_-}{2} \left(1 + \frac{p_i p'_i}{m_e^2 c^2} \right) \right\} \text{см}^2, \quad (19.2)$$

Здесь $p_i, p'_i, \epsilon, \epsilon'$ — 4-импульсы и энергия электронов и позитронов, соответственно, v — относительная скорость e^+, e^- .

$$r_\pm = \frac{c_V^2 \pm c_A^2}{2}, \quad r'_\pm = n \frac{c_V'^2 \pm c_A'^2}{2},$$

$$c_V = \frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad c_A = 1/2, \quad (19.3)$$

$$c_V' = -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W, \quad c_A' = -1/2.$$

Величины c_V и c_A соответствуют сумме заряженного и нейтрального токов, связанных с ν_e , а c_V' и c_A' , отражают вклады нейтральных токов других сортов нейтрино, n — число сортов нейтрино, отличных от ν_e , сейчас известно $n = 2$ (см. (18.3)). Для заряженного тока [268] сечение получается из (19.2) при $r_+ = 1, r_- = 0$ и $n = 0$. Скорость потери энергии за счет реакции (19.1) есть

$$Q_{\text{pair}} = \int (\epsilon + \epsilon') \sigma v dn_{e^-} - dn_{e^+}. \quad (19.4)$$

Здесь

$$dn_{e^{\pm}} = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p^2 dp d\varphi \cos\theta d\varphi}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon \pm \mu_{te^{\pm}}}{kT}\right)} \quad (19.5)$$

определяется с учетом (2.2), (2.4), (2.11), но в отличие от (2.4) сохраняются угловые дифференциалы в импульсном пространстве. В (19.2) по спинам e^+ , e^- проведено усреднение, поэтому в (19.5) учтена двойка за счет статистического веса. Интегрируя в (19.4) с учетом (19.5), имеем [496]

$$\begin{aligned} Q_{\text{pair}} = & \frac{G_W^2}{18\pi^5 m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^{10} \{(r_+ + r'_+)[5(G_0^- G_{-1/2}^+ + G_{-1/2}^- G_0^+) + \\ & + 7(G_0^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_0^+) - 2(G_1^- G_{-1/2}^+ + G_{-1/2}^- G_1^+) + \\ & + 8(G_1^- G_{1/2}^+ + G_{1/2}^- G_1^+)] + (r_- + r'_-)(G_{1/2}^- G_0^+ + \\ & + G_0^- G_{1/2}^+ + G_0^- G_{-1/2}^+ + G_{-1/2}^- G_0^+)\} \text{ (зрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}). \end{aligned} \quad (19.6)$$

Функции $G_n^{\pm}(\alpha, \beta)$ аналогичны интегралам (2.10) и имеют вид

$$G_n^{\pm}(\alpha, \beta) = \alpha^{-3-2n} \int_{\alpha}^{\infty} \frac{x^{2n+1} (x^2 - \alpha^2)^{1/2}}{1 + \exp(x \pm \beta)} dx. \quad (19.7)$$

Здесь $\alpha = m_e c^2 / kT$ и $\beta = \mu_{te^-} / kT$ определены в (2.8), $x = \epsilon / kT = \sqrt{p^2 c^2 + m_e^2 c^4} / kT$. Асимптотические значения Q_{pair} даны в [268] для заряженных токов и в [336] с учетом нейтральных токов при $n = 0$. В случае $n \neq 0$ в различных пределах имеем для Q_{pair}

$$(c_V^2 + nc_V'^2) \frac{G_W^2}{\pi^4 m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^{10} \frac{1}{\alpha^3} e^{-2\alpha}, \quad \alpha \gg 1, \beta \ll \alpha, \quad (\text{НРНВ})$$

$$(c_V^2 + nc_V'^2) \frac{\sqrt{2\pi}}{\pi^3} \frac{G_W^2}{m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^7 \frac{1}{\alpha^{3/2}} \frac{\rho}{\mu_Z m_u} e^{-(\alpha+\beta)}, \quad \alpha \gg 1, 1 + \alpha \ll \beta \ll 2\alpha, \quad (\text{НРВ})$$

$$(r_+ + r'_+) \frac{\sqrt{2\pi}}{10\pi^3} \frac{G_W^2}{m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^7 \frac{1}{\alpha^{3/2}} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \frac{\rho}{\mu_Z m_u} e^{-(\alpha+\beta)}, \quad \alpha \gg 1, \beta/\alpha \gg 1, \quad (\text{РВ}) \quad (19.8)$$

$$(r_+ + r'_+) \frac{127,8}{\pi^5} \frac{G_W^2}{m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^{10} \frac{1}{\alpha^9}, \quad \alpha \ll 1, \beta \ll 1, \quad (\text{РНВ})$$

$$(r_+ + r'_+) \frac{8}{5\pi^3} \frac{G_W^2}{m_e c} \left(\frac{m_e c}{\hbar}\right)^7 \frac{1}{\alpha^4} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \frac{\rho}{\mu_Z m_u} e^{-\beta}, \quad \alpha \ll 1, \beta \gg 1. \quad (\text{РВ})$$

Отличие первых сомножителей от единицы в (19.8) происходит за счет нейтральных токов. При выводе (19.8) разложения в (19.7) проводились с помощью формул, аналогичных (2.50), (2.51), (2.24), (2.40), (2.43), μ_Z — число нуклонов на один электрон из (2.17), (Н)Р — (не)релятивистский, (Н)В — (не)вырожденный случаи.

б) Фоторождение нейтрино. При низкой плотности и не очень высокой температуре $T \leq 4 \cdot 10^8$ К важным источником нейтрино является реакция

$$\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}, \quad (19.9)$$

называемая фотонейтринной. Сечение этой реакции вычисляется значительно сложнее предыдущего и сводится к пятимерному интегралу, который вычисляется методом Монте-Карло [336, 496, 543, 562]. Интерполяционные формулы, составленные на основе этих расчетов в [268, 562] даны ниже. В предельных случаях фотонейтринные потери с учетом только заряженных токов определяются формулами [543, 185]

$$Q_{\text{photo}}^{\text{ch}} (\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}) = \begin{cases} 0,976 \cdot 10^8 T_9^8 \rho / \mu Z, & \alpha \gg 1, \beta \ll \alpha & (\text{HPNB}) \\ 4,851 \cdot 10^{11} T_9^9 (\rho / \mu Z)^{1/3}, & \alpha \gg 1, 1 + \alpha \ll \beta \ll 2\alpha & (\text{HPB}) \\ 1,477 \cdot 10^{13} T_9^9 (\lg T_9 - 0,536), & \alpha \ll 1, \beta \ll 1 & (\text{PNB}) \\ 1,514 \cdot 10^{13} T_9^9, & \beta \gg 1, \beta / \alpha \gg 1. & (\text{PB}) \end{cases} \quad (19.10)$$

Нейтральные токи в предельных формулах можно учесть с помощью (19.28), (19.29).

в) Плазменные нейтрино. В плазме электромагнитные волны испытывают дисперсию и поглощение и называются плазмонами Г. Дисперсионное уравнение для плазмонов содержит член $\sim \hbar \omega_p$, эквивалентный энергии покоя, что допускает рождение нейтрино при распаде плазмона [185]

$$\Gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (19.11)$$

В случае нерелятивистских невырожденных электронов электронная плазменная частота $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ (см. (8.60)). В общем случае для поперечных (t) и продольных (l) плазмонов имеют место дисперсионные уравнения [268]

$$\begin{aligned} \omega^2 &= \omega_0^2 + k^2 c^2 + \frac{1}{5} (\omega_1 / \omega)^2 k^2 c^2, \quad (t) \\ \omega^2 &= \omega_0^2 + \frac{3}{5} (\omega_1 / \omega)^2 k^2 c^2. \quad (l) \end{aligned} \quad (19.12)$$

Здесь k — волновой вектор. Соотношения (19.12) записаны без учета теплового движения электронов, члены с ω_1 определяют релятивистские поправки к плазменной частоте. Величины ω_0 и ω_1 равны

$$\begin{aligned} \left(\frac{\hbar \omega_0}{m_e c^2} \right)^2 &= \frac{4e^2}{3\pi \hbar c} [2G_{-1/2}^+ + 2G_{-1/2}^- + G_{-3/2}^+ + G_{-3/2}^-], \\ \left(\frac{\hbar \omega_1}{m_e c^2} \right)^2 &= \frac{4e^2}{3\pi \hbar c} [2G_{-1/2}^+ + 2G_{-1/2}^- + G_{-3/2}^+ + G_{-3/2}^- - 3G_{-5/2}^+ - 3G_{-5/2}^-], \end{aligned} \quad (19.13)$$

где функции G_n^\pm определены в (19.7). Потери энергии из-за реакции (19.11) для заряженных токов имеют вид [268]

$$Q_t^{\text{ch}} = A_0 \gamma^6 \alpha^{-9} \int_{\gamma}^{\infty} \frac{x(x^2 - \gamma^2)^{1/2}}{e^x - 1} dx, \quad (19.14)$$

$$Q_l^{\text{ch}} = A_0 \gamma^9 \alpha^{-9} \left(\frac{5}{3} \right)^{7/2} \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0}{\omega_1} \right)^7 \int_1^a \frac{y^{10} (y^2 - a^2)^2 (y^2 - 1)^{1/2}}{e^{\gamma y} - 1} dy,$$

где

$$A_0 = \frac{G_W^2 c}{48 \pi^4 e^2} \left(\frac{m_e c}{\hbar} \right)^9 \approx 3 \cdot 10^{21} \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}), \quad (19.15)$$

$$\gamma = \frac{\hbar \omega_0}{kT}, \quad a^2 = 1 + \frac{3}{5} \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^2.$$

В предельных случаях имеем [268]

$$(\gamma/\alpha)^2 \equiv \left(\frac{\hbar \omega_0}{m_e c^2} \right)^2 \approx \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2 \approx 0,0031 \left(\frac{\epsilon_{Fe}}{m_e c^2} \right)^2 = \left(\frac{\rho/\mu_Z}{6,05 \cdot 10^9} \right)^{2/3} \text{ (PB)}$$

при $\beta/\alpha \gg 1, \alpha \ll 1$ (19.16)

$$\gamma^2 \equiv \left(\frac{\hbar \omega_0}{kT} \right)^2 = \frac{8\sqrt{2}}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \sqrt{\alpha} \left(\frac{\epsilon_{Fe}}{kT} \right)^{3/2} = \frac{\rho}{\mu_Z m_u} 4\pi \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^3 \alpha^2 \text{ (HPB)}$$

(19.17)

при $\alpha \ll \beta \ll 2\alpha, \alpha \gg 1,$

$$Q_i^{\text{ch}} = \begin{cases} A_0 \gamma^6 \alpha^{-9} 2\zeta(3) & \text{при } \gamma \ll 1^*, \\ A_0 \gamma^6 \alpha^{-9} e^{-\gamma} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \gamma^{3/2} & \text{при } \gamma \gg 1, \end{cases} \quad (19.18)$$

$$Q_i^{\text{ch}} = \begin{cases} A_0 \gamma^8 \alpha^{-9} \frac{4}{105} & \text{при } \gamma \ll 1, \\ A_0 \gamma^9 \alpha^{-9} (5/3)^{3/2} e^{-\gamma} \gamma^{-3/2} \sqrt{\frac{\pi}{8}} & \text{при } \gamma \gg 1. \end{cases} \quad (19.19)$$

С учетом нейтральных токов (19.3) потери энергии за счет плазменных нейтрино равны [496]

$$Q_{\text{plasm}} = (c_V^2 + nc_V'^2)(Q_i^{\text{ch}} + Q_i^{\text{ch}}) \quad (19.20)$$

г) **Интерполяционные формулы.** Интерполяционные формулы для трех рассмотренных выше процессов потери энергии за счет рождения нейтрино получены для заряженных токов в [268] и с учетом нейтральных токов в [496]. Более детальные расчеты в [562] аппроксимируются интерполяционными формулами, причем

$$Q_{\text{tot}} = Q_{\text{pair}} + Q_{\text{photo}} + Q_{\text{plasm}}. \quad (19.21)$$

Для всех видов потерь эти формулы записываются в виде

$$Q_d = K(\rho, \alpha) e^{-c\xi} \frac{a_0 + a_1 \xi + a_2 \xi^2}{\xi^3 + b_1 \alpha + b_2 \alpha^2 + b_3 \alpha^3}. \quad (19.22)$$

При этом

$$K(\rho, \alpha) = g(\alpha) e^{-2\alpha} \quad \text{для } d = \text{pair}, \quad (19.23)$$

*) Здесь использовано равенство [145] $\int_0^{\infty} \frac{x^{\nu-1} dx}{e^x - 1} = \Gamma(\nu)\zeta(\nu)$, см. также (2.37).

где

$$g(\alpha) = 1 - \frac{13,04}{\alpha^2} + \frac{133,5}{\alpha^4} + \frac{1534}{\alpha^6} + \frac{918,6}{\alpha^8}; \quad (19.24)$$

$$K(\rho, \alpha) = (\rho/\mu_Z) \alpha^{-5} \quad \text{для } d = \text{photo}; \quad (19.25)$$

$$K(\rho, \alpha) = (\rho/\mu_Z)^3 \quad \text{для } d = \text{plasm}; \quad (19.26)$$

$$\xi = \left(\frac{\rho/\mu_Z}{10^9} \right)^{1/3} \alpha. \quad (19.27)$$

Коэффициенты c , a_i , b_i для различных d даны в табл. 21 из [562]. Формулы (19.22)–(19.27) аналогичны формулам работы [268] для заряженных токов. В предельных случаях учет нейтральных токов сводится к умножению результатов [268] на постоянный коэффициент. В нерелятивистском случае этот коэффициент D_d^{HP} есть

$$D_{\text{pair}}^{\text{HP}} = c_V^2 + nc_V'^2 = 0,925,$$

$$D_{\text{photo}}^{\text{HP}} = \frac{1}{6} (c_V^2 + nc_V'^2) + \frac{5}{6} (c_A^2 + nc_A'^2) = 0,7791, \quad (19.28)$$

$$D_{\text{plasm}}^{\text{HP}} = c_V^2 + nc_V'^2 = 0,925.$$

В ультрарелятивистском случае коэффициенты D_d^{P} равны

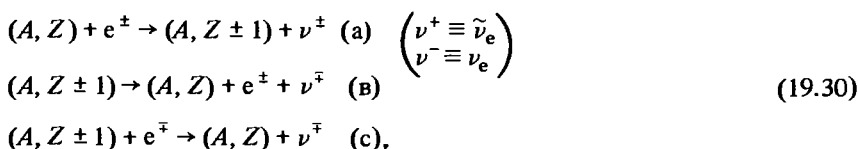
$$D_{\text{pair}}^{\text{P}} = \frac{1}{2} (c_V^2 + nc_V'^2 + c_A^2 + nc_A'^2) = 0,8375,$$

$$D_{\text{photo}}^{\text{P}} = \frac{1}{2} (c_V^2 + nc_V'^2 + c_A^2 + nc_A'^2) = 0,8375, \quad (19.29)$$

$$D_{\text{plasm}}^{\text{P}} = c_V^2 + nc_V'^2 = 0,925.$$

При этом для коэффициентов из (19.3) положено $\sin^2 \theta_w = 0,23$, $n = 2$. Коэффициенты (19.28), (19.29) можно использовать для учета нейтральных токов в (19.8), (19.10). Формулы (19.21)–(19.27) определяют нейтринные потери за счет указанных процессов в области $10 \leq \rho \leq 10^{14}$ г·см⁻³, $10^{8,2} \leq T \leq 10^{11}$ К с точностью $\leq 20\%$ для всех видов потерь [562]. Интерполяционные формулы для Q_{pair} , дающие высокую точность в области больших температур, получены в [67].

д) Потери энергии за счет урка-процессов. При температуре $T \geq 10^9$ К важную роль в охлаждении начинают играть захваты e^\pm ядрами и следующие за ними e^\pm -распады и e^\mp -захваты:



Реакции (19.30) с участием электронов впервые рассмотрены Г. Гамовым

Коэффициенты в формуле (19.22) из [562]

Процесс	a_0	a_1	a_2	b_1	b_2	b_3	c
$10^8 \text{ K} < T < 10^{10} \text{ K}$							
пары (pair)	5,026 (19)	1,745 (20)	1,568 (21)	9,383 (-1)	-4,141 (-1)	5,829 (-2)	5,5924
фото (photo)	3,897 (10)	5,906 (10)	4,693 (10)	6,290 (-3)	7,483 (-3)	3,061 (-4)	1,5654
плазма (plasm)	2,146 (-7)	7,814 (-8)	1,653 (-8)	2,581 (-2)	1,734 (-2)	6,990 (-4)	0,56457
$10^{10} \text{ K} < T < 10^{11} \text{ K}$							
пары (pair)	5,026 (19)	1,745 (20)	1,568 (21)	1,2383	-8,1141 (-1)	0,0	4,9924
фото (photo)	3,897 (10)	5,906 (10)	4,693 (10)	6,290 (-3)	7,483 (-3)	3,061 (-4)	1,5654
плазма (plasm)	2,146 (-7)	7,814 (-8)	1,653 (-8)	2,581 (-2)	1,734 (-2)	6,990 (-4)	0,56457

и М. Шенбергом (1941) в качестве механизма охлаждения звезд. Идея пришла к ним в казино Де Урка в Рио-де-Жанейро, давшем название этому процессу. Реакции с участием позитронов в (19.30) были учтены позднее В.С. Пинаевым (1963). Скорости e^\pm -захватов определяются интегралом (1) задачи 4 § 18, в котором нужно учесть дополнительный множитель f_e из (2.2). Аналогично скорости e^\pm -распадов в веществе определяются интегралом (18.61) с дополнительным множителем $(1 - f_e)$.

Потери энергии за счет урка-процессов существенно зависят от ядерного состава вещества, который в свою очередь зависит от реакций (19.30). В общей самосогласованной постановке задачи в условиях ядерного равновесия состав определяется решением уравнений (3.3), (3.6). Выражения для скоростей потери энергии нейтрино отличаются от соответствующих скоростей реакций наличием в подынтегральных выражениях дополнительных сомножителей (см. (18.52)) $(\epsilon_e - \Delta_{Z'Z})$ для реакции (а), $(\Delta_{Z'Z} - \epsilon_e)$ для реакции (в) и $(\Delta_{Z'Z} + \epsilon_0)$ для реакции (с) из (19.30)*. Если считать известными значения $(Ft_{1/2})_{Z'}$ (см. (18.62)–(18.65) и задачи 2–4 к § 18) то вероятности реакций и скорости потери энергии на одно ядро можно представить в виде [85]

$$\begin{aligned}
 W^{(a)} &= \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^5 I_2, \\
 Q^{(a)} &= \frac{g_{Z'}}{g_Z} \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^6 m_e c^2 I_3,
 \end{aligned} \tag{19.31}$$

* Ядро (A, Z) считается стабильным, так что $\Delta_{Z'Z} > m_e c^2$.

$$W^{(b)} = \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^5 I'_2,$$

$$Q^{(b)} = \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^6 m_e c^2 I'_3,$$

$$W^{(c)} = \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^5 J_2,$$

$$Q^{(c)} = \frac{\ln 2}{(Ft_{1/2})_{Z'}} \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^6 m_e c^2 J_3.$$

При интегрировании по спектру ϵ^\pm значения энергии ϵ_e лежат в пределах

$$\Delta_{Z'Z} < \epsilon_e < \infty \quad (\text{а}),$$

$$m_e c^2 < \epsilon_e < \Delta_{Z'Z} \quad (\text{б}),$$

$$m_e c^2 < \epsilon_e < \infty \quad (\text{в}).$$

(19.32)

С учетом (19.32) интегралы в (19.31) имеют вид*)

$$I_k = \int_0^\infty \frac{x^k (x + x_0) \sqrt{(x + x_0)^2 - \alpha^2} dx}{1 + \exp(x + x_0 - \beta_\pm)}, \quad k = 2, 3$$

$$J_k = \int_0^\infty \frac{(x + x_0 + \alpha)^k (x + \alpha) \sqrt{x^2 + 2\alpha x} dx}{1 + \exp(x + \alpha - \beta_\pm)}, \quad k = 2, 3 \quad (19.33)$$

$$I'_k = \int_0^{x_0 - \alpha} \frac{(x_0 - \alpha - x)^k (x + \alpha) \sqrt{x^2 + 2\alpha x} dx}{1 + \exp(\beta_\pm - x - \alpha)}, \quad k = 2, 3.$$

Здесь

$$x_0 = \Delta_{Z'Z}/kT, \quad \beta_- \equiv \beta, \quad \beta_+ = -\beta, \quad \text{см. (2.11)} \quad (19.34)$$

В [85] выписаны аналитические выражения для I_k и J_k , полученные разложением в ряд подынтегральных выражений при $\alpha \ll x$. В общем случае I_k, J_k , а также I'_k могут вычисляться численно с помощью (2.57).

В [111] сделан приближенный расчет нейтринных урка-потерь, где вещество предполагалось состоящим из смеси нуклонов и железа, концентрация которых определяется уравнениями (3.3) и (3.5) с $\mu_\nu = 0$. Результирующая интерполяционная формула имеет вид [111]

$$Q_{URCA} = 1,3 \cdot 10^9 \rho \alpha(T) \Phi(x) T_9^6 \text{ зрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (19.35)$$

*) Без учета кулоновских поправок.

где

$$\alpha(T) = \begin{cases} 1 & \text{при } T_9 < 7 \\ 664,31 + 51,024(T_9 - 20) & \text{при } 7 < T_9 < 20 \\ 664,31 & \text{при } T_9 > 20, \end{cases}$$

$$\Phi(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } \lg x \leq -0,2 \\ -0,128334(\lg x)^2 - 0,036 \lg x + 0,997933 & \text{при } -0,2 \leq \lg x \leq 0,8 \\ -0,348 \lg x + 1,1654 & \text{при } 0,8 \leq \lg x \leq 2,3 \\ 0,0601682(\lg x)^2 - 0,543177 \lg x + 1,29602 & \text{при } 2,3 \leq \lg x \leq 4,2, \end{cases}$$

(19.36)

$$x = \frac{\pi^2}{m_p} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^3 \left(\frac{m_e c^2}{kT} \right)^3 \rho = 7,08595 \cdot 10^{-5} \frac{\rho}{T_9^3}.$$

В [168] аналогичные расчеты были проделаны с учетом бóльшего числа сортов ядер в соответствии с [224]. Отличие от (19.36) имеет место при $\rho \sim 10^9$ г/см³ и $T_9 \leq 5$, где расчет [168] дает некоторое увеличение Q_{URCA} , связанное с бета-распадом ядер ^{55}Cr и ^{53}V , у которых $\epsilon_\beta = 2,6$ МэВ и 3,4 МэВ соответственно (см. (4.1)). Подробные таблицы скоростей реакций (19.30) и нейтринных потерь отдельных ядер с учетом возбужденных состояний начального и конечного ядра приведены в работе [367] для переходов $^{26}\text{Al} \leftrightarrow ^{26}\text{Mg}$, $^{30}\text{P} \leftrightarrow ^{30}\text{Si}$, $^{31}\text{S} \leftrightarrow ^{31}\text{P}$, $^{32}\text{S} \leftrightarrow ^{32}\text{P}$, $^{33}\text{S} \leftrightarrow ^{33}\text{P}$, $^{35}\text{Cl} \leftrightarrow ^{35}\text{S}$. При этом учтены как e^- -распады, так и e^+ -захваты. Расчет проводился с помощью значений $F_{T_{1/2}}$ между различными ядерными уровнями при учете кулоновских поправок. В работах [368–370] аналогичные расчеты были проделаны для 226 ядер с $A = 21 \div 60$. Урка-процессы для наиболее распространенных в природе ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne и др. исследованы в [269].

Интересная особенность урка-процессов и их роль в охлаждении очень плотного вещества с $\epsilon_{Fe} \gg kT$ рассмотрена в [217]. При низкой температуре концентрация позитронов мала (см. § 2, п. а), а фазовое пространство электронов почти заполнено, так что электронный захват в реакции (19.30а) при той же плотности не сопровождается реакциями (в) и (с). Ситуация меняется, если в звезде имеется конвекция и вещество совершает колебательное движение. Вокруг границы $\epsilon_{Fe} = \Delta_Z' Z - m_e c^2$ при бóльших плотностях происходит e^- -захват, а при меньших — e^- -распад. Таким образом, нейтринные потери происходят в результате реакций с e^- из (19.30), проходящих по разные стороны от границы $\epsilon_{Fe} = \Delta_Z' Z - m_e c^2$. В [217] оболочка звезды вблизи $\epsilon_{Fe} = \Delta_Z' Z - m_e c^2$ была названа урка-оболочкой. Учет нейтринных потерь из урка-оболочек может быть существенным на стадии вырожденных предсверхновых звезд перед термоядерным взрывом [526, 349]. В [217] рассматривались урка-оболочки элементов с нечетными A , обладающие невысоким порогом захвата электрона: $^{35}\text{Cl} \leftrightarrow ^{35}\text{S}$ с $\Delta = m_e c^2 + 0,168$ МэВ, $^{31}\text{P} \leftrightarrow ^{31}\text{Si}$ с $\Delta = m_e c^2 + 1,48$ МэВ и др.

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

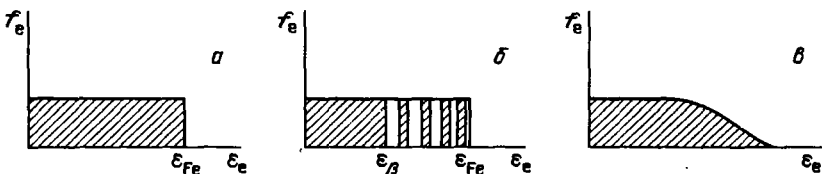


Рис. 23. Нагрев холодного вещества при неравновесном бета-захвате

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.