ГЛАВА 4

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Бо́льшая часть энергии, излучаемой звездами, образуется в результате превращения водорода в гелий и дальнейшего превращения гелия в более тяжелые элементы. С точки зрения энергетика, звезда представляет собой гигантский котел, в котором протекает управляемая термоядерная реакция. "Управляемость" реакции эквивалентна тепловой устойчивости звезды (см. гл. 13). Пионерские работы по теории ядерных реакций в звездах связаны с именами Г. Бете, К. Вейцзекера, Э. Солпитера. Современная ядерная астрофизика в значительной степени основывается на работах У. Фаулера и его соавторов.

§ 13. Скорости ядерных реакций

Рассмотрим реакцию, в которую вступают ядра 1 и 0, превращаясь в ядра 2 и 3

$$0 + 1 \to 2 + 3 + Q, \tag{13.1}$$

где

$$Q = (M_0 + M_1 - M_2 - M_3)c^2 = \frac{931{,}478}{m_u}(M_0 + M_1 - M_2 - M_3)(\text{МэВ}) =$$

$$= \frac{1{,}49232 \cdot 10^{-3}}{m_u}(M_0 + M_1 - M_2 - M_3)(\text{эрг}) - \tag{13.2}$$

тепловая энергия, выделяющаяся на одну реакцию. Тепловой эффект Q из (13.2) увеличивается на $2m_e c^2 = 1{,}0220$ МэВ $= 1{,}6374 \cdot 10^{-6}$ эрг, если в реакции образуется позитрон e^+, аннигилирующий с электроном среды. Это учтено в реакции (14.1) в выражении для Q.

Основной микроскопической характеристикой реакции (13.1) является ее сечение $\sigma(01)$. Введем следующие обозначения:*)

$$\langle 01 \rangle \equiv \langle \sigma v \rangle_{01} \quad (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}), \; v - \text{относительная скорость}, \tag{13.3}$$

$$P_{01} = \frac{n_0 n_1}{1 + \delta_{01}} \langle 01 \rangle \; (\text{реакций} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}) - \text{скорость реакции}, \tag{13.4}$$

$n_i = \rho N_A \dfrac{x_i}{A_i}$ (см$^{-3}$) ($i = 0, 1, 2, 3$); x_i – относительные весовые концентрации ядер, $N_A = 6{,}02252 \cdot 10^{23}$ г$^{-1}$ – число Авогадро, $m_u = N_A^{-1} =$ $= 1{,}66043 \cdot 10^{-24}$ г – атомная единица массы, равная 1/12 массы атома ^{12}C.

---

*) Содержание и обозначения (общепринятые в литературе) данного параграфа следуют, в основном, работе [360].

M_i – атомные массы в реакции (13.1), $A_i = M_i/m_u$,

$$[01] = \rho N_A \langle 01 \rangle (\text{c}^{-1}), \tag{13.5}$$

$$1/\tau_1(0) = \lambda_1(0) = -\frac{1}{n_0}\left(\frac{dn_0}{dt}\right)_1 = -\frac{1}{x_0}\left(\frac{dx_0}{dt}\right)_1 = n_1\langle 01 \rangle = (x_1/A_1)[01] \;(\text{c}^{-1}), \tag{13.6}$$

где $\tau_1(0)$ – среднее время жизни ядра 0 до взаимодействия с ядром 1, $\lambda_1(0)$ – вероятность вступления в реакцию ядра 0 с ядром 1. Аналогично определяются величины $\tau_0(1)$ и $\lambda_0(1)$. Из (13.4)–(13.5) имеем

$$P_{01} = \rho N_A \frac{x_0 x_1}{A_0 A_1} \frac{[01]}{1+\delta_{01}}. \tag{13.7}$$

Символ Кронекера $\delta_{01} = 1$ для одинаковых частиц и $\delta_{01} = 0$ для разных.

а) **Сечения и скорости прямых и обратных реакций.** По теореме взаимности (принцип детального равновесия) сечения прямой и обратной реакций в (13.1) связаны соотношением

$$\frac{\sigma(2,3)}{\sigma(0,1)} = \frac{1+\delta_{23}}{1+\delta_{01}} \frac{g_0 g_1}{g_2 g_3} \frac{A_0 A_1}{A_2 A_3} \frac{E_{01}}{E_{23}}, \tag{13.8}$$

где g_i – статистический вес ядра, (см. § 3), E_{01} и E_{23} – энергии ядер в системе центра масс до (E_{01}) и после (E_{23}) реакции (13.1). После усреднения по скоростям с максвелловским распределением, имеем

$$\frac{[23]}{[01]} = \frac{\langle 23 \rangle}{\langle 01 \rangle} = \frac{1+\delta_{23}}{1+\delta_{01}} \frac{g_0 g_1}{g_2 g_3} \left(\frac{A_0 A_1}{A_2 A_3}\right)^{3/2} \exp(-Q/kT). \tag{13.9}$$

Если частица 3 является фотоном $A_3 = 0$, то время $\tau_\gamma(2)$ фоторасщепления ядра 2 выражается через величину $\langle 01 \rangle$ для радиационного захвата

$$\frac{1}{\tau_\gamma(2)} = \lambda_\gamma(2) = \frac{g_0 g_1}{(1+\delta_{01})g_2} \left(\frac{A_0 A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{m_u kT}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} \times$$

$$\times \langle 01 \rangle \exp(-Q/kT) =$$

$$= 0{,}98677 \cdot 10^{10} \frac{g_0 g_1}{(1+\delta_{01})g_2} \left(\frac{A_0 A_1}{A_2}\right)^{3/2} \frac{T_9^{3/2}}{\rho} [01] \times$$

$$\times \exp(-11{,}605\, Q_6/T_9) \;(\text{c}^{-1}), \tag{13.10}$$

где Q_6 – энергия реакции в МэВ, $T_9 = T/10^9$ К. При высоких температурах и плотностях, когда могут идти обратные реакции, полная скорость реакции есть

$$P_{01} - P_{23} = \frac{n_0 n_1}{1+\delta_{01}} \langle 01 \rangle - \frac{n_2 n_3}{1+\delta_{23}} \langle 23 \rangle. \tag{13.11}$$

В равновесии $P_{01} = P_{23}$, с учетом (13.9) имеем

$$\frac{n_2 n_3}{n_0 n_1} = \frac{x_2 x_3}{x_0 x_1} \frac{A_0 A_1}{A_2 A_3} = \frac{g_2 g_3}{g_0 g_1} \left(\frac{A_2 A_3}{A_0 A_1}\right)^{3/2} \exp(Q/kT). \tag{13.12}$$

Аналогично для реакции радиационного захвата полная скорость реакции равна

$$P_{01} - P_{2\gamma} = \frac{n_0 n_1}{1+\delta_{01}} \langle 01 \rangle - \frac{n}{\tau_\gamma(2)}, \tag{13.13}$$

а в равновесии $P_{01} = P_{2\gamma}$ с учетом (13.10) получаем

$$\frac{n_2}{n_0 n_1} = \frac{x_2 A_0 A_1}{\rho N_A x_0 x_1 A_2} = \frac{g_2}{g_0 g_1}\left(\frac{A_2}{A_0 A_1}\right)^{3/2}\left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_u kT}\right)^{3/2} \exp(Q/kT) \tag{13.14}$$

или

$$\frac{x_2}{x_0 x_1} = 1{,}0134 \cdot 10^{-10} \rho T_9^{-3/2}\left(\frac{g_2}{g_0 g_1}\right)\left(\frac{A_2}{A_0 A_1}\right)^{5/2} \exp\left(\frac{11{,}605\, Q}{T_9}\right) \tag{13.15}$$

(см. также (3.3)). В атомных единицах $A_n = 1{,}008665$, $A_H = 1{,}007825$, $A_D = 2{,}014103$, $A_T = 3{,}016050$, $A_{^3He} = 3{,}016030$, $A_{^4He} = 4{,}002603$, а остальные A_i равны атомным весам с ошибкой не более $3 \cdot 10^{-3}$.

Скорость выделения энергии ϵ (эрг $\cdot$ с$^{-1}$ $\cdot$ г$^{-1}$) используемая в теории внутреннего строения звезд, есть

$$\epsilon_{01} = \frac{P_{01}}{\rho} Q = 1{,}6021 \cdot 10^{-6} \frac{P_{01}}{\rho} Q_6 =$$

$$= 9{,}6487 \cdot 10^{17} \frac{X_0 X_1}{A_0 A_1} \frac{[01]}{1+\delta_{01}} Q_6 \ (\text{эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}). \tag{13.16}$$

Для реакции фотоотщепления $\epsilon_{2\gamma} < 0$ есть

$$\epsilon_{2\gamma} = -9{,}6487 \cdot 10^{17} \frac{X_2}{A_2} \lambda_\gamma(2) Q_6 \ (\text{эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}). \tag{13.17}$$

При учете обратной реакции полное энерговыделение есть

$$\epsilon_{01} + \epsilon_{23} \quad \text{или} \quad \epsilon_{01} + \epsilon_{2\gamma}, \tag{13.18}$$

где $\epsilon_{23} < 0$ определяется аналогично (13.16). Учет вылетающих нейтрино эквивалентен уменьшению теплового эффекта реакции Q. Для нерелятивистских невырожденных ядер усредненная по максвелловскому распределению величина $\langle \sigma v \rangle$ имеет вид

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{M^{1/2}(kT)^{3/2}} \int \sigma E \exp(-E/kT) dE =$$

$$= 6{,}1968 \cdot 10^{-14} A^{-1/2} T_9^{-3/2} \int \sigma_b E_6 \exp(-11{,}605 E_6/T_9) dE \ (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}), \tag{13.19}$$

где E_6 дано в МэВ, а σ_b в барнах (1 барн $= 10^{-24}$ см^2),

$$M = \frac{M_0 M_1}{M_0 + M_1} \text{ — приведенная масса,}$$

$$A = \frac{A_0 A_1}{A_0 + A_1} \text{ — приведенная атомная масса,} \tag{13.20}$$

$E = Mv^2/2$ — энергия в системе центра инерции.

Сечение реакции (13.1) записывается с помощью теории возмущений в виде [212]

$$\sigma(01) = 2\,\frac{g_2 g_3}{\pi\hbar^4}\,\frac{M' E_{23}}{v_{01} v_{23}}\,|\,\Omega H\,|^2, \quad E_{23} = M' v_{23}^2/2. \tag{13.21}$$

Здесь H – матричный элемент перехода, Ω – объем, к которому нормированы волновые функции, так что ΩH не зависит от Ω, $v_{01} = v$ и v_{23} – относительные скорости частиц до и после реакции, $M' = M_2 M_3/(M_2 + M_3)$ – приведенная масса частиц после реакции. Вычисление матричного элемента, одинакового для прямой и обратной реакции, встречается с принципиальными трудностями, ввиду отсутствия строгой теории сильного взаимодействия. Приближенно имеем [212]

$$|\,\Omega H\,| = |\,\Omega \int dV \psi_{01}^* U \psi_{23}\,| \approx \bar{U} V_n \Omega\,|\,\overline{\psi_{01}\psi_{23}}\,|\ (\text{эрг}\cdot\text{см}^3), \tag{13.22}$$

где U (эрг) – энергия, а $\bar{U}$ – средняя энергия взаимодействия, примерно равная глубине потенциальной ямы, V_n – эффективный объем ядра (области сильного взаимодействия), ψ_{01} и ψ_{23} ($\text{см}^{-3/2}$) – начальная и конечная волновые функции относительных движений, $|\,\overline{\psi_i \psi_f}\,|$ означает усреднение произведения волновых функций по объему ядра. Теоретическая оценка значения $|\Omega H|$ обычно корректируется экспериментальными данными.

б) **Нерезонансные реакции с заряженными частицами.** Особенность реакций с заряженными частицами состоит в необходимости туннельного (квантового) преодоления кулоновского барьера, так как кинетические энергии реагирующих частиц как правило много меньше энергии электростатического отталкивания при соприкосновении ядер $Z_0 Z_1 e^2/r_{01}$, r_0, r_1 – радиусы ядер, $r_{01} = r_0 + r_1$. После выделения медленно меняющейся с энергией функции $S(E)$, сечение $\sigma(E)$ записывается в виде

$$\sigma = \frac{S(E)}{E}\exp\left(-\frac{2\pi Z_0 Z_1 e^2}{\hbar v}\right) \equiv \frac{S(E)}{E}\exp\left(-\sqrt{\frac{E_g}{E}}\right). \tag{13.23}$$

Здесь экспоненциальный множитель, возникающий от произведения волновых функций в (13.22), определяет вероятность прохождения через кулоновский барьер [212]. Функцию $S(E)$ удобно представить в виде разложения в ряд Маклорена:

$$S(E) = S(0)\left[1 + \frac{S'(0)}{S(0)}E + \frac{1}{2}\frac{S''(0)}{S(0)}E^2\right]. \tag{13.24}$$

Подставляя (13.23) и (13.24) в (13.19), получаем, используя для интегрирования метод перевала [139],

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{M^{1/2}(kT)^{3/2}}\int S(E)\exp\left(-\frac{E_g^{1/2}}{E^{1/2}} - \frac{E}{kT}\right)dE =$$

$$= \left(\frac{2}{M}\right)^{1/2}\frac{\Delta E_0}{(kT)^{3/2}}\,S_{\text{эф}}\,e^{-\tau}. \tag{13.25}$$

Из (13.3) и (13.5) имеем

$$\langle 01 \rangle = \left[1{,}3006 \cdot 10^{-14}\left(\frac{Z_0 Z_1}{A}\right)^{1/3} S_{эф}\right] T_9^{-2/3} e^{-\tau}\ (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}), \quad (13.26)$$

$$[01] = \left[7{,}8327 \cdot 10^{9}\left(\frac{Z_0 Z_1}{A}\right)^{1/3} S_{эф}\right] \rho T_9^{-2/3} e^{-\tau}\ (\text{с}^{-1}), \quad (13.27)$$

где

$$S_{эф} = S(0)\left[1 + \frac{5}{12\tau} + \frac{S'(0)}{S(0)}\left(E_0 + \frac{35}{36}kT\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}\frac{S''(0)}{S(0)}\left(E_0^2 + \frac{89}{36}E_0 kT\right)\right] (\text{МэВ} \cdot \text{барн}) =$$

$$= S(0)\left[1 + 9{,}807 \cdot 10^{-2} W^{-1/3} T_9^{1/3} + 0{,}1220\,\frac{S'(0)}{S(0)} W^{1/3} T_9^{2/3} + \right.$$

$$+ 8{,}378 \cdot 10^{-2}\,\frac{S'(0)}{S(0)}\,T_9 + 7{,}447 \cdot 10^{-3}\,\frac{S''(0)}{S(0)} W^{2/3} T_9^{4/3} +$$

$$\left. + 1{,}300 \cdot 10^{-2}\,\frac{S''(0)}{S(0)} W^{1/3} T_9^{5/3}\right], \quad (13.28)$$

$$W = Z_0^2 Z_1^2 A, \quad (13.29)$$

$$E_0 = E_g^{1/3}\left(\frac{kT}{2}\right)^{2/3} = \left(\frac{\pi e^2 Z_0 Z_1 kT}{\hbar}\sqrt{\frac{M}{2}}\right)^{2/3} =$$

$$= 0{,}12204\, W^{1/3} T_9^{2/3}\ (\text{МэВ}), \quad (13.30)$$

$$\tau = 3\,\frac{E_0}{kT} = 4.2487\, W^{1/3} T_9^{-1/3}, \quad (13.31)$$

$$kT = 0.08617\, T_9 = T_9/11{,}605\ (\text{МэВ}) \quad (13.32)$$

$$\Delta E_0 = 4\left(\frac{E_0 kT}{3}\right)^{1/2} = \frac{2^{11/6}}{3^{1/2}}\left(\frac{\pi e^2 Z_0 Z_1}{\hbar}\sqrt{M}\right)^{1/3} (kT)^{5/6} =$$

$$= 0{,}23682\, W^{1/6} T_9^{5/6}\ (\text{МэВ}). \quad (13.33)$$

Интеграл в (13.25) берется методом перевала, причем $E = E_0$ соответствует минимуму модуля показателя экспоненты, а ΔE_0 – эффективная ширина энергетического интервала, дающего вклад в этот интеграл. Производные S' и S'' по E в (13.28) имеют размерность МзВ и МэВ · барн$^{-1}$, соответственно.

в) Резонансные реакции. Сечение реакции вблизи резонанса определяется формулой Брейта – Вигнера

$$\sigma = \frac{\pi\hbar^2}{2ME}\,\frac{\omega_r \Gamma_1 \Gamma_2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{0{,}6566}{AE_{(\text{МэВ})}}\,\frac{\omega_r \Gamma_1 \Gamma_2}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}\ (\text{барн}), \quad (13.34)$$

где E_r – резонансная энергия в системе центра инерции для частиц 0 + 1, Γ_1 – парциальная ширина распада резонансного состояния с образованием частиц *і* 1, а Γ_2 – с образованием частиц 2 + 3, $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \ldots$ – сумма по всем возможным парциальным ширинам, $\omega_r = (1 + \delta_{01}) g_r / g_0 g_1$, $g_r = 2J_r + 1$, J_r – спин резонансного состояния. Если полная ширина резонанса Γ – много меньше эффективного разброса энергии взаимодействующих частиц –

$$\begin{aligned} &\Gamma \ll \Delta E_0 \text{ из (13.33) для заряженных частиц,} \\ &\Gamma \ll kT \text{ для реакций с нейтронами –} \end{aligned} \qquad (13.35)$$

то, подставляя (13.34) в (13.19), получаем после интегрирования

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{2\pi\hbar^2}{MkT} \right)^{3/2} \frac{(\omega\gamma)_r}{\hbar} e^{-\frac{E_r}{kT}}. \qquad (13.36)$$

Из (13.3) и (13.5) имеем

$$\langle 01 \rangle = [2{,}557 \cdot 10^{-13} A^{-3/2} (\omega\gamma)_r] \, T_9^{-3/2} \exp(-11{,}605\, E_r/T_9) \quad (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}), \qquad (13.37)$$

$$[01] = [1.540 \cdot 10^{11} A^{-3/2} (\omega\gamma)_r] \, \rho T_9^{-3/2} \exp(-11{,}605\, E_r/T_9) \; (\text{с}^{-1}).$$

Здесь

$$(\omega\gamma)_r = \omega_r \gamma_r = (\omega \Gamma_1 \Gamma_2 / \Gamma)_r. \qquad (13.38)$$

С учетом (13.34) и (13.10) получаем сечение резонансного фоторасщепления ядра

$$\lambda_\gamma(2) = \frac{g_r \gamma_r}{g_2 \hbar} \exp\left(-\frac{Q + E_r}{kT} \right) = \frac{(\omega\gamma)_r}{\omega_2 \hbar} \exp\left(-\frac{Q + E_r}{kT} \right) (\text{с}^{-1}), \qquad (13.39)$$

где

$$\omega_2 = \frac{(1 + \delta_{01}) g_2}{g_0 g_1}. \qquad (13.40)$$

Отметим, что формулы для резонансных реакций имеют одинаковый вид для заряженных частиц и нейтронов. Величина $(\omega\gamma)_r$, входящая в выражения для резонансных реакций, находится из эксперимента. Если известно полное сечение резонансной реакции $\int_r \sigma dE$, то из (13.34) и (13.38) имеем

$$(\omega\gamma)_r = \frac{M E_r}{\pi^2 \hbar^2} \int_r \sigma dE. \qquad (13.41)$$

Если же экспериментально хорошо определяется величина $\sigma_r = \sigma(E_r)$ и полная ширина резонанса Γ_r, то $(\omega\gamma)_r$ находится из соотношения

$$(\omega\gamma)_r = \frac{\sigma_r M \Gamma_r E_r}{2\pi\hbar^2}. \qquad (13.32)$$

Отметим, что для реакций, обратных (13.1), энергия резонанса E_r' есть

$$E_r' = E_r + Q. \qquad (13.43)$$

Эта величина входит в (13.39).

8*

г) **Реакции при высоких температурах.** При $T_9 \geqslant 1$ взаимодействие легких частиц (протонов, альфа-частиц, и фотонов) с тяжелыми ядрами происходит через большое число перекрывающихся резонансов. В этом случае полное значение $\langle \sigma v \rangle$ для этих реакций определяется суммированием большого числа формул типа (13.36). Расчеты, выполненные в [360, 361] для определения скоростей реакций p, α, γ с ядрами $19 \leqslant A \leqslant 40$ в области $1 \leqslant T_9 \leqslant 5$, аппроксимировались приближенными формулами. Сопоставление с экспериментом показало, что наилучшую аппроксимацию дает формула вида

$$[01] = \rho N_A \langle 01 \rangle = CT^m \rho \exp(-E_{\text{th}}/kT), \tag{13.44}$$

где C, m, E_{th} – эмпирические параметры.

д) **Нерезонансные реакции с нейтронами.** Сечение неупругого рассеяния нейтронов при малых энергиях является изотропным (S – волна) и $\sigma \sim 1/v$, так что $\sigma v = \text{const}$ при $v \to 0$ [360]. Величину σv удобно представить в виде ряда по $v \sim \sqrt{E}$:

$$\sigma v = \mathfrak{S}(\sqrt{E}) = \mathfrak{S}(0)\left[1 + \frac{\dot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)}\sqrt{E} + \frac{1}{2}\frac{\ddot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)} E\right] (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}). \tag{13.45}$$

После усреднения имеем

$$\langle \sigma v \rangle = \mathfrak{S}(0)\left[1 + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\dot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)}(kT)^{1/2} + \frac{3}{4}\frac{\ddot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)} kT\right] =$$

$$= S(0)\left[1 + 0{,}3312\,\frac{\dot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)} T_9^{1/2} + 0{,}06463\,\frac{\ddot{\mathfrak{S}}(0)}{\mathfrak{S}(0)} T_9\right], \tag{13.46}$$

где E выражено в МэВ, $\dot{\mathfrak{S}}(0)/\mathfrak{S}(0)$ в МэВ$^{-1/2}$, $\ddot{\mathfrak{S}}(0)/\mathfrak{S}(0)$ в МэВ$^{-1}$, а производные берутся по $E^{1/2}$. Величина $S(0)$ находится по измерениям сечения захвата тепловых нейтронов σ_{th} при $v_{\text{th}} = 2{,}2 \cdot 10^5$ см $\cdot$ с$^{-1}$, $E_{lab} = 2{,}53 \cdot 10^{-8}$ МэВ, так что

$$S(0) = (\sigma v)_{\text{th}} = 2{,}2 \cdot 10^{-19}\sigma_{\text{th}}\ (\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}), \text{ где } \sigma_{\text{th}} \text{ выражено в барнах.} \tag{13.47}$$

Коэффициенты $S(0)$, $S'(0)/\mathfrak{S}(0)$, $S''(0)/\mathfrak{S}(0)$ из (13.24), (13.28), E_r, $(\omega\gamma)_r$ из (13.36)–(13.39), параметры C, E_{th} с $m = 0$ из (13.44), $S(0)$, $\ddot{\mathfrak{S}}(0)/\mathfrak{S}(0)$, $\dot{\mathfrak{S}}(0)/\mathfrak{S}(0)$ из (13.45)–(13.46), а также значения Q и статистические веса различных реакций даны в [360]. В работах [361, 389, 399, 638, 321] приведены формулы для тех же реакций после уточнений и для многих других реакций. Выбор параметров в формулах основан на использовании экспериментальных данных, многие из которых были получены специально для астрофизических целей. В [650, 639] содержатся таблицы сечений этих реакций.