

## 18.4. НЕЙТРОНИЗАЦИЯ И ИСПУСКАНИЕ НЕЙТРИНО

По мере того как плотность звездного ядра возрастает, высокая энергия Ферми электронов стимулирует их захват атомными ядрами и свободными протонами (нейтронизация). Это приводит к снижению  $Y_e$  и уменьшению вклада вырожденных электронов в полное давление, удерживающее ядро звезды от гравитационного коллапса. В конце концов чандрасекаровская масса  $M_{\text{Ch}}(Y_e)$  — максимальная масса, которая может быть поддержана давлением вырожденного электронного газа, — становится меньше массы звездного ядра [см. уравнение (18.2.5)]. Начиная с этого момента коллапс звездного ядра начинает развиваться по-настоящему. По мере того как плотность еще более возрастает, происходит все больше захватов электронов протонами, давление (и разность  $\Gamma - 4/3 < 0$ ) падает все сильнее и коллапс ускоряется. В процессе нейтронизации испускаются нейтрино и по крайней мере в начале процесса многие из них уходят наружу.

Нейтрино образуются во время коллапса как вследствие *нейтронизации*, так и в результате *теплового излучения*. Тепловые механизмы осуществляются посредством аннигиляции реальных и виртуальных электрон-позитронных пар с излучением пар  $\nu\bar{\nu}$ . Если нейтринная пара уходит из системы, число лептонов в звездном ядре остается неизменным. Наиболее важные следующие процессы *теплового излучения*:

## 1. Аннигиляция пар

$$e^+ + e^- \xrightarrow{(W, Z)} \nu + \bar{\nu}, \quad (18.4.1)$$

## 2. Распад плазмонов

$$\text{(возбуждение плазмы)} \xrightarrow{(W, Z)} \nu + \bar{\nu}. \quad (18.4.2)$$

## 3. Фотоаннигиляция

$$e^- + \gamma \xrightarrow{(W, Z)} e^- + \nu + \bar{\nu}, \quad (18.4.3)$$

## 4. Тормозное излучение

$$e^- + (Z, A) \xrightarrow{(W, Z)} (Z, A) + e^- + \nu + \bar{\nu}. \quad (18.4.4)$$

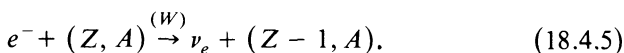
Все указанные выше процессы могут осуществляться посредством заряженных токов с обменом заряженными векторными бозонами ( $W^\pm$ ) и посредством нейтральных токов с обменом векторными мезонами  $Z$  (см. гл. 11). Например, в случае  $e^+e^-$ -аннигиляции (реакция 1) пара электронных нейтрино  $\nu_e\bar{\nu}_e$  может быть создана путем обмена либо  $Z$ -, либо  $W^\pm$ -мезонами. Однако мюонные и тау-нейтринные пары  $\nu_\mu\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_\tau\bar{\nu}_\tau$  (либо нейтринные пары, связанные с «тяжелыми лептонами», если они существуют) могут быть получены только благодаря обмену  $Z$ -мезонами. Скорости приведенных выше реакций были рассчитаны в работах [163, 164] с использованием теории слабых взаимодействий Вейнберга—Салама—Глэшоу. Отметим, что «плазмон» — это квантованная электромагнитная волна, распространяющаяся в плотной диэлектрической плазме. Он ведет себя как ре-

лятивистская бозе-частица с массой покоя  $m_{\text{plasm}} = \hbar\omega_p/c$ , где  $\omega_p$  — плазменная частота. В отличие от свободного фотона плазмон энергетически неустойчив к распаду на пару нейтрино — антинейтрино из-за этого «избытка» энергии массы покоя.

В типичных случаях тепловые процессы с излучением нейтрино преобладают в ядре массивной звезды до тех пор, пока коллапс не набрал полную скорость. Они важны также во время последних стадий коллапса, когда способствуют уносу тепловой энергии из внешних областей звездного ядра, нагретых ударной волной. Нейтрино, образующиеся при тепловых процессах, обладают энергиями  $E(\nu)$  порядка  $kT$ .

Среди реакций *нейтронизации* наиболее важны следующие:

1. Захват электронов атомными ядрами



2. Захват электронов свободными протонами



Обе из приведенных выше реакций протекают посредством заряженных токов. Матричный элемент реакции (18.4.6) хорошо известен: процесс тесно связан с распадом свободного нейтрона, уже проанализированным нами в разд. 11.4 [см. уравнение (11.4.9)]. Однако в процессе коллапса нуклоны и атомные ядра образуют невырожденный нерелятивистский ферми-газ, за исключением области самых высоких плотностей, когда нейтрино уже не покидают ядро звезды. Таким образом, в отношении нейтронизации коллапс отличается от более поздней и продолжительной стадии остывания теплой нейтронной звезды, обсуждавшейся в главе 11. Для этой стадии, следующей за коллапсом, характерны температуры, которые заметно ниже 1 МэВ, и нерелятивистский, но сильно вырожденный газ нуклонов, так что приведенные выше реакции нейтронизации сильно подавлены.

Во время коллапса большинство нуклонов остаются связанными в тяжелые ядра, как рассматривается ниже в разд. 18.6. Массовое число  $A$ , число протонов  $Z$  и число нейтронов  $(A - Z)$  возрастают с увеличением плотности и снижением  $Y_e$ . Поэтому захват электронов свободными протонами ограничен из-за низкого содержания свободных протонов. Кроме того, захват электронов атомными ядрами ограничивается высокими пороговыми энергиями, которые возрастают по мере того, как ядра становятся все более насыщенными нейтронами. К тому же только «валентные» протоны способны испытывать переходы в «сверхразрешенные» состояния. В соответствии с названием «сверхразрешенные» распады не только разрешены в том смысле, что не изменяют орбитальные угловые моменты нуклонов в атомных ядрах, но и к тому же ядерный интеграл перекрытия [сравните, например, с уравнениями (11.4.2) или (11.5.8)] равен практически единице.

Достаточно надежные расчеты оболочечной модели захвата электронов атомными ядрами промежуточной и большой массы только еще выполня-

ются [213, 214, 215]. В работе [213] было показано, что захват электронов ядрами подавляется, когда число нейтронов  $N = A - Z$  превосходит 40. В этом случае нейтронная оболочка в конечном состоянии оказывается заполненной и разрешенные переходы Гамова—Теллера в это состояние не происходят. Последствия этого блокирующего эффекта нейтронной оболочки для коллапса звездного ядра еще полностью не исследованы. Однако предварительный анализ [212, 591, 630] говорит о том, что скорость захвата электронов атомными ядрами сначала быстро растет ( $\rho \leq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>), но в конечном итоге подавляется, что приводит к преобладанию реакции (18.4.6) над реакцией (18.4.5) и к снижению общих темпов нейтронизации.

Как только коллапс набрал скорость, нейтронизация становится наиболее важным механизмом образования нейтрино. Нейтронизация уменьшает  $Y_e$ , понижает электронное давление и оказывает влияние на ядерное статистическое равновесие. Средняя энергия нейтрино, образующихся при электронном захвате, сравнима с электронной энергией Ферми:

$$\langle E(\nu) \rangle \sim \langle E_{e^-} \rangle \sim \mu_e = 51,6(Y_e \rho_{12})^{1/3} \text{ МэВ}, \quad (18.4.7)$$

где  $\rho_{12}$  — плотность в единицах  $10^{12}$  г/см<sup>3</sup>. [Соотношение (18.4.7) следует из (2.3.1) и (2.3.15) при  $x = 1$ . Заметим, что обозначение  $\mu_e^{-1}$  в уравнении (2.3.15) соответствует в нашем случае  $Y_e$  и не относится к химическому потенциалу.]

Вычислим теперь скорость захвата электронов свободными протонами, т.е. реакцию (18.4.6). Это вычисление выполняется легче, чем для захвата электронов атомными ядрами, и к тому же оно дает верный порядок величины для полной скорости захвата. Воспользуемся методом возмущений и матричным элементом слабых взаимодействий, которые применялись в разд. 11.4 для определения скорости распада свободного нейтрона. Примем сразу же, что нуклоны остаются нерелятивистскими и невырожденными. Это предположение справедливо для всех стадий коллапса горячего звездного ядра, за исключением самых последних. (В частности, это условие удовлетворяется в начальной фазе падения вещества внутрь, когда высвобождающиеся нейтрино могут свободно покинуть коллапсирующее звездное ядро.) Можно вновь использовать нерелятивистское приближение «золотого правила», чтобы получить скорость захвата при заданных начальных состояниях протона и электрона:

$$d\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \left( \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} |H_{fi}|^2 \right) (1 - f_\nu) \rho_\nu dE_\nu \delta(E_\nu + Q - E_e). \quad (18.4.8)$$

Различные члены, появившиеся в уравнении (18.4.8), уже были определены в разд. 11.5 и 11.4. В частности, матричный элемент дается уравнением (11.4.9), а плотность конечных состояний нейтрино — посредством уравнения (11.4.14) с использованием условия сохранения энергии в виде

$$E_\nu = E_e - Q, \quad (18.4.9)$$

Используем снова нормировку на ящик единичного объема. Величина  $(1 - f_\nu)$  — нейтринный «блокирующий фактор», дающий долю незанятого фазового объема нейтрино. Как для электронов, так и для нейтрино прием равновесное распределение Ферми—Дирака

$$f_j = \frac{1}{\exp[(E_j - \mu_j)/kT] + 1}. \quad (18.4.10)$$

Уравнение (18.4.10) неприменимо для нейтрино, пока они не будут захвачены в ядре звезды и их плотность не вырастет. Однако, хотя вплоть до этой стадии нейтрино легко ускользают их ядра и, следовательно, не термализованы, предполагается, что  $f_\nu \ll 1$ , так что детальный вид их более раннего распределения не имеет значения. Подстановка различных множителей в уравнение (18.4.8) приводит его к виду

$$d\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 C_V^2 (1 + 3a^2) (1 - f_\nu) \frac{E_\nu^2}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} \delta(E_\nu + Q - E_e) dE_\nu. \quad (18.4.11)$$

Чтобы найти полную скорость реакции в расчете на один протон, выполним интегрирование по всем начальным состояниям электрона и по  $dE_\nu$  с учетом выражения (11.4.11) для плотности электронных состояний. В результате получим

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{G_F^2 C_V^2 (1 + 3a^2)}{(2\pi^2 \hbar^3 c^3)^2} \int E_\nu^2 dE_\nu S E_e (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} dE_e \delta(E_\nu + Q - E_e), \quad (18.4.12)$$

где

$$S \equiv f_e (1 - f_\nu). \quad (18.4.13)$$

Используя  $\delta$ -функцию для интегрирования по  $dE_\nu$ , найдем

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{G_F^2 C_V^2 (1 + 3a^2)}{(2\pi^2 \hbar^3 c^3)^2} I, \quad (18.4.14)$$

где

$$I \equiv \int_Q^\infty dE_e E_e (E_e^2 - m_e^2 c^4)^{1/2} (E_e - Q)^2 S. \quad (18.4.15)$$

Вычислим интеграл  $I$  для начальных стадий коллапса, когда электроны предельно релятивистские и вырожденные ( $E_e \gg m_e c^2$ ;  $\mu_e \gg kT$ ), а нейтрино свободно покидают звездное ядро ( $f_\nu \ll 1$ ). Поскольку  $f_e \approx 0$  для  $E_e > \mu_e$  в этом пределе, получим

$$I \approx \int_Q^{\mu_e} dE_e E_e^2 (E_e - Q)^2 \approx \int_Q^{\mu_e} dE_e E_e^4 = \frac{1}{5} \mu_e^5. \quad (18.4.16)$$

*Упражнение 18.4.* Оцените  $I$  в предельном случае низких температур, соответствующем поздним стадиям коллапса, когда нейтрино оказываются захваченными в ядре звезды. В этом режиме  $E_e \gg m_e c^2$ ,  $\mu_e \gg kT$  и  $\mu_\nu \gg kT$ .

*Ответ:*

$$\begin{aligned} I &\approx \int_{Q+\mu_\nu}^{\mu_e} dE_e (E_e - Q)^2 E_e^2 \\ &= \frac{1}{5} [\mu_e^5 - (Q + \mu_\nu)^5] - \frac{Q}{2} [\mu_e^4 - (Q + \mu_\nu)^4] + \frac{Q^2}{3} [\mu_e^3 - (Q + \mu_\nu)^3]. \end{aligned}$$

Скорость захвата электронов свободными протонами в расчете на единицу объема находится умножением  $\Gamma$  на концентрацию протонов  $n_p$ :

$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{dn_p}{dt} = -n_p \Gamma. \quad (18.4.17)$$

Разделив (18.4.17) на  $n$ , с учетом соотношений (18.4.14) и (18.4.16) получим

$$\frac{dY_e}{dt} = -Y_p \frac{2\pi}{\hbar} \frac{G_F^2 C_V^2 (1 + 3a^2) \mu_e^5}{(2\pi^2 \hbar^3 c^3)^2} \frac{1}{5}. \quad (18.4.18)$$

*Упражнение 18.5.* Какова средняя энергия нейтрино, испускаемых при электронном захвате? [Предположите условия, совместимые с уравнением (18.4.16).]

*Указание:*  $\langle E_\nu \rangle = \int E_\nu d\Gamma / \Gamma$ .

*Ответ:*

$$\langle E_\nu \rangle = \frac{5}{6} \mu_e = \frac{10}{9} \langle E_e \rangle, \quad (18.4.19)$$

где  $\langle E_e \rangle$  — средняя энергия электронов в релятивистском море Ферми.

*Упражнение 18.6* а) Оцените численно скорость электронного захвата (18.4.14) для предельно релятивистских вырожденных электронов и свободно ускользящих нейтрино.

б) Подсчитайте соответствующую нейтринную светимость на протон.

*Ответ:*

$$\text{а) } \Gamma = 6,29 \times 10^{-4} \frac{1}{5} \left( \frac{\mu_e}{m_e c^2} \right)^5 \text{ с}^{-1} \cdot \text{протон}^{-1}.$$

$$\text{б) } L_{\nu_e} = 5,15 \times 10^{-10} \frac{1}{6} \left( \frac{\mu_e}{m_e c^2} \right)^6 \text{ эрг/(с протон).}$$

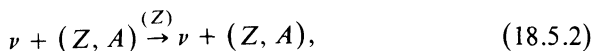
## 18.5. НЕПРОЗРАЧНОСТЬ И ЗАХВАТ НЕЙТРИНО

Для каждого процесса излучения нейтрино существует обратный процесс, соответствующий поглощению нейтрино. Как *поглощение*, так и *рассеяние* препятствуют ускользанию нейтрино из коллапсирующего звездного ядра. Наиболее важные процессы таковы:

1. Рассеяние на свободных нуклонах



2. «Когерентное» рассеяние тяжелыми атомными ядрами ( $A \gg 1$ )



3. Поглощение нуклонами



4. Рассеяние нейтрино на электронах



Аналогичные процессы возможны и для антинейтрино. Два первых источника непрозрачности существуют благодаря нейтральным токам и не рассматривались всерьез до создания теории слабых взаимодействий Вейнберга—Салама—Глэшоу. Их полные сечения, измеренные в системе координат покоя вещества, определяются соотношениями<sup>1)</sup>

$$\sigma_n \approx \frac{1}{4} \sigma_0 \left( \frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2, \quad E_\nu \ll m_n c^2, \quad (18.5.5)$$

<sup>1)</sup> Соотношения (18.5.5) и (18.5.6) наряду с сечениями для других преобладающих источников нейтринной непрозрачности можно найти в работе [579].