

МЕТОД СУПЕРОПЕРАТОРОВ В ТЕОРИИ НАГРЕТЫХ ЯДЕР И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ. III. НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

*А. А. Джиоев**, *А. И. Вдовин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучено влияние тепловых эффектов на нейтрино-ядерные реакции, происходящие в условиях сверхновой. Используемый подход основан на квазичастичном приближении случайных фаз, обобщенном на случай конечных температур с помощью метода супероператоров. На примере ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge проведен детальный анализ влияния тепловых эффектов на силовые функции гамов-теллеровских переходов, которые доминируют в низкоэнергетических зарядово-нейтральных и зарядово-обменных реакциях. Рассчитаны сечения неупругого рассеяния и захвата нейтрино нагретыми ядрами, и проведено сравнение с результатами модели оболочек. Рассмотрено влияние тепловых эффектов на спектр рассеянных нейтрино и на процесс обмена энергией между нейтринным излучением и ядрами. Рассчитаны скорости потери энергии в процессе излучения пары нейтрино–антинейтрино при девозбуждении нагретых ядер.

We study thermal effects on neutrino–nucleus reactions occurring under supernova conditions. The approach we use is based on the quasiparticle random phase approximation extended to finite temperatures by the superoperator formalism. For the sample nuclei ^{56}Fe and ^{82}Ge we perform a detailed analysis of thermal effects on the strength function of Gamow–Teller transitions which dominate low-energy charge-neutral and charge-exchange reactions. Neutrino cross sections for inelastic scattering and absorption by hot nuclei are calculated and compared with the results of the shell model. The influence of thermal effects on the spectrum of scattered neutrinos and on the process of energy exchange between neutrino radiation and nuclei is considered. The energy-loss rates in the process of neutrino–antineutrino pair emission by de-excitation of hot nuclei are calculated.

PACS: 24.10.Pa; 21.60.-n; 26.50.+x

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является завершающей из цикла статей [1, 2] (далее — ч. I и II соответственно), посвященного развитию метода супероператоров в теории нагретых ядер и применению данного подхода к изучению слабых ядерных реакций, протекающих в астрофизических

* E-mail: dzhioev@theor.jinr.ru

условиях коллапсирующих сверхновых. В ней рассматриваются нейтринные реакции с нагретыми ядрами. Влияние таких реакций на коллапс и взрыв сверхновой, а также используемые методы учета тепловых эффектов при расчете сечений обсуждаются в разд. 1. В разд. 2 на основе полученных в рамках квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) спектральных плотностей для мультипольных операторов нуклонного тока с $J^\pi \leq 3^\pm$ рассчитаны сечения неупругого рассеяния и захвата электронного (анти)нейтрино на основном состоянии ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge . Там же проанализировано влияние нейтронного избытка и ненулевого переданного импульса на вклад 1^+ -переходов в сечение. В разд. 3 рассматривается процесс неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах. Для этого на примере ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge в рамках теплоквазичастичного приближения случайных фаз (ТКПСФ) рассмотрено влияние температуры ядра на силовую функцию зарядово-нейтральных GT_0 -переходов. Исследован вклад экзоэнергетических процессов в полное сечение неупругого рассеяния нейтрино при различных температурах. Причины отклонения рассчитанных сечений от результатов крупномасштабных оболочечных расчетов (LSSM) проанализированы путем сравнения спектров рассеянных нейтрино. С помощью функции тормозной способности вещества проанализирован процесс обмена энергией между нейтрино и нагретыми ядрами в результате рассеяния. В разд. 4 с использованием ТКПСФ рассчитаны скорости потери энергии в процессе излучения пары нейтрино-антинейтрино нагретыми ядрами. В разд. 5 для реакции захвата нейтрино ядрами исследовано совместное влияние тепловых эффектов и блокировки фазового пространства электронов на сечение захвата.

1. НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В СВЕРХНОВЫХ

В коллапсирующих сверхновых нейтрино играют важную роль как на стадии коллапса, так и на стадии распространения взрывной волны [3–5]. Так как нейтрино практически не взаимодействуют с веществом при плотностях $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г/см}^3$, то на начальной стадии коллапса они свободно покидают звезду, унося с собой энергию и поддерживая низкое значение энтропии. При плотностях $\gtrsim 10^{12} \text{ г/см}^3$ взаимодействие нейтрино с веществом звезды становится достаточно сильным для того, чтобы превратить проблему переноса нейтрино в одну из самых сложных, но необходимых составляющих компьютерного моделирования сверхновых. В современных моделях сверхновых описание переноса нейтрино осуществляется путем решения кинетических уравнений Больцмана, которые, в принципе, должны учитывать все потенциально важные реакции с участием нейтрино [6–8].

Когерентное упругое рассеяние нейтрино на ядрах и неупругое рассеяние на электронах являются наиболее важными реакциями. Многократное упругое рассеяние на ядрах приводит к запирианию нейтрино

внутри звезды, так как время распространения нейтрино из области кора становится больше, чем время коллапса. За счет неупругого рассеяния на электронах происходит обмен энергией между нейтрино и веществом, в результате чего нейтрино термализуются, т. е. приводятся к локальному равновесию с веществом.

Нейтрино-ядерные реакции, отличающиеся от упругого рассеяния, такие как неупругое рассеяние и захват*, также могут играть важную роль во время коллапса и при последующем взрыве. Хэкстон первым отметил, что возбуждение ядерных гигантских резонансов в зарядово-нейтральных и зарядово-обменных нейтрино-ядерных реакциях может привести к значительному увеличению сечения реакций, следовательно, данный эффект необходимо учесть при компьютерном моделировании коллапса [9]. Перечислим потенциальные последствия указанных реакций для динамики коллапса: 1) передача энергии атомным ядрам перед фронтом ударной волны обеспечивает их предварительный «разогрев», в результате чего ударная волна тратит меньше энергии на диссоциацию ядер [9, 10]; 2) увеличивается скорость термализации нейтрино после начала стадии запираания [11]; 3) меняется нейтринная непрозрачность вещества звезды, что, в свою очередь, влияет на спектр нейтрино от сверхновых, регистрируемый наземными детекторами; 4) уменьшение энергии нейтрино при неупругом рассеянии позволяет им легче покидать звезду.

Первые детальные исследования влияния нейтрино-ядерных реакций на динамику коллапса были проведены Бруенном и Хэкстоном [11]. При расчете сечений предполагалось, что ядерный состав вещества кора включает только ^{56}Fe , а все реакции происходят на основном состоянии ядер. Вклад в сечение от разрешенных гамов-теллеровских переходов рассчитывался с помощью оболочечной модели с обрезанным конфигурационным пространством, а вклад переходов первого порядка запрета оценивался по модели Голдхабера–Теллера. Расчеты показали, что неупругое рассеяние на ядрах может соперничать с рассеянием на электронах при энергии нейтрино $\varepsilon_\nu > 25$ МэВ. Скорости захвата нейтрино оказались незначительными, так как для захвата требуется преодолеть порог реакции $Q_- = 4,56$ МэВ. Кроме того, не подтвердилось предположение о том, что нейтрино-ядерные реакции могут привести к «разогреву» вещества перед фронтом ударной волны и тем самым способствовать взрыву.

Очевидно, однако, что предположение о том, что кор сверхновой состоит исключительно из ядер ^{56}Fe , находящихся в основном состоянии, является слишком грубым для адекватного описания процессов взаи-

* В неупругом рассеянии на ядрах в веществе сверхновой могут принимать участие нейтрино и антинейтрино всех трех типов (электронные, мюонные и таонные), в то время как из-за большой массы мюона и таона захватываться могут только электронные (анти)нейтрино.

модействия нейтрино с веществом звезды. Во-первых, при плотностях $\rho \gtrsim 10^{11}$ г/см³ в веществе кора доминируют нейтронно-избыточные ядра, для которых отсутствует порог захвата нейтрино (см. рис. 2). Во-вторых, в четно-четных ядрах благодаря парным корреляциям существует щель между основным 0^+ и первым возбужденным 1^+ состояниями, из-за которой сечение неупругого рассеяния практически обращается в нуль при низкой энергии нейтрино (см. рис. 3). Отсутствие энергетической щели в нечетных и нечетно-нечетных ядрах приводит к увеличению сечения за счет низкоэнергетических гамма-теллеровских переходов. В-третьих, и это наиболее важно, вещество кора сверхновой при указанных выше плотностях имеет отличную от нуля температуру ($T \gtrsim 1$ МэВ), благодаря чему происходит тепловое заселение возбужденных ядерных состояний. Экзоэнергетические переходы с возбужденных состояний приводят к исчезновению порога как зарядово-нейтральных, так и зарядово-обменных реакций и увеличивают нейтрино-ядерное сечение при низких энергиях. В процессе экзоэнергетического рассеяния на нагретых ядрах энергия нейтрино повышается, что может повлиять на спектр нейтринного излучения и на нейтринную непрозрачность вещества (так как непрозрачность возрастает с энергией нейтрино). Кроме того, передача энергии от ядер к нейтрино может служить дополнительным механизмом остывания вещества звезды, в то время как при рассеянии на возбужденных электронах нейтрино, главным образом, теряют энергию. Следует особо отметить тот факт, что e^- -захват нейтронно-избыточными ядрами приводит к образованию низкоэнергетических нейтрино, что делает тепловые эффекты в нейтрино-ядерных реакциях особенно важными.

Необходимость учета рассеяния нейтрино на термически возбужденных ядерных состояниях была впервые обоснована в работе [12]. Используя статистическую модель плотности ядерных уровней и усредненное значение приведенной вероятности GT_0 -переходов, авторы показали, что в то время, как сечение упругого рассеяния исчезает в пределе $\varepsilon_\nu = 0$, экзоэнергетическое неупругое рассеяние на нагретых ядрах приводит к запирианию нейтрино с произвольно малой энергией. Аналогичные выводы были сделаны в работе [13] при изучении роли возбужденных ядерных состояний в увеличении нейтринной непрозрачности за счет реакции захвата. Используя модель независимых частиц, Фуллер и Мейер рассмотрели тепловые эффекты в нейтрино-ядерном рассеянии на примере ^{56}Fe [14]. Они полагали, что состояние нагретого ядра описывается с помощью одной-единственной возбужденной конфигурации со средней энергией, рассчитанной в модели ферми-газа. Было показано, что при $T \lesssim 5$ МэВ процесс девозбуждения ядра определяется преимущественно одночастичным GT_0 -переходом $1f_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$. Однако из-за относительно большого спин-орбитального расщепления ~ 7 МэВ тепловой эффект оказался малым при температуре ядра $T \approx 1$ МэВ. При рассмотрении зарядово-обменных реакций захвата нейтрино и антиней-

трино Фуллер и др. использовали ту же схему, что применялась при расчете скоростей e^- -захвата, т. е. простейший вариант модели оболочек с применением гипотезы Бринка–Акселя и метода обратных резонансов [15, 16].

Успех крупномасштабных оболочечных расчетов (LSSM) при определении астрофизических скоростей e^- -захвата ядрами pf -оболочки послужил стимулом для применения подобных расчетов к нейтрино-ядерным реакциям [17–19]. Как уже отмечалось, при надлежащем выборе остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия LSSM-расчеты с хорошей точностью воспроизводят «экспериментальные» силовые функции зарядово-обменных ГТ-переходов (см. рис. 5, ч. II) [20]. К сожалению, экспериментальные данные по распределению силы зарядово-нейтральных ГТ-переходов в pf -ядрах отсутствуют*. В качестве косвенного доказательства применимости LSSM к описанию неупругого рассеяния нейтрино на ядрах в работе [22] использовался метод, основанный на сравнении результатов LSSM-расчетов с экспериментальными данными по $M1$ -возбуждениям при рассеянии электронов. Показано [22], что спиновая часть изовекторной компоненты $M1$ -оператора с точностью до множителя совпадает с зарядово-нейтральной частью ГТ-оператора:

$$\mathbf{O}(M1)_{iv,sp} = \sqrt{\frac{3}{16\pi}} (g_s^p - g_s^n) \mu_N \sum_k t_0(k) \boldsymbol{\sigma}(k). \quad (1)$$

Здесь $g_s^p = 5,586$, $g_s^n = -3,826$ — спиновые гиромагнитные множители для протона и нейтрона, а μ_N — ядерный магнетон. Следовательно, распределение силы ГТ₀-переходов можно извлечь из экспериментальных данных по $M1$ -возбуждениям при условии, что изоскалярная и орбитальная компоненты в $\mathbf{O}(M1)$ малы. Изоскалярная часть гораздо меньше изовекторной, так как $g_s^p - g_s^n \gg g_s^p + g_s^n$. Также известно, что орбитальный $M1$ -отклик связан с деформацией ядра. Поэтому можно ожидать, что в сферических ядрах он будет подавлен. Приведенное в работе [22] сравнение рассчитанной в LSSM $M1$ -силовой функции для ^{52}Cr с результатами (e, e')-эксперимента показало очень хорошее согласие между теоретическими и экспериментальными данными и подтвердило превышение спинового $M1$ -отклика над орбитальным более чем на порядок. Таким образом, можно считать, что «экспериментальное» распределение $M1$ -силы в сферических ядрах с точностью до множителя соответствует силовой функции ГТ₀-переходов. На основе этого вывода в работе [22] с использованием экспериментальной $M1$ -силы и рассчитанной в LSSM ГТ₀-силовой функции был определен вклад разрешенных переходов в сечение неупругого рассеяния нейтрино на основном состоя-

* В принципе, такие данные могли быть получены в (p, p') -экспериментах при малых углах рассеяния [21].

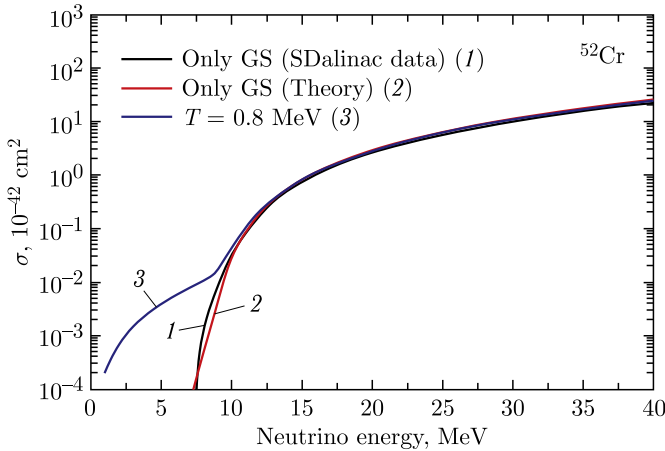


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Сечение неупругого рассеяния нейтрино на основном состоянии ^{52}Cr , рассчитанное с использованием экспериментальных данных $M1$ (черная (1) кривая) и результатов LSSM-расчетов ГТ₀-силовой функции (красная (2) и синяя (3) кривые). Синяя кривая соответствует сечению при температуре ядра 0,8 МэВ и получена с использованием ГБА и метода обратных резонансов (см. выражение (3)). Рисунок взят из [5, 22]

нии ^{52}Cr . При сравнении результатов на рис. 1 видно прекрасное согласие между «экспериментальным» и «теоретическим» сечениями.

При использовании LSSM в расчетах сечений нейтрино-ядерных реакций в астрофизических условиях мы сталкиваемся с той же проблемой, что и при расчете скоростей e^- -захвата нагретыми ядрами, а именно с необходимостью суммирования по большому числу термически возбужденных ядерных состояний:

$$\sigma(\varepsilon_\nu, T) = \sum_i p_i(T) \sigma_i(\varepsilon_\nu). \quad (2)$$

Здесь $\sigma_i(\varepsilon_\nu) = \sum_f \sigma_{if}(\varepsilon_\nu)$ — сечение реакции на i -м возбужденном ядерном состоянии, которое включает в себя вклады различных мультипольных переходов на конечные состояния ядра f ((280), ч. I). При энергии нейтрино $\varepsilon_\nu < 30$ МэВ в сечении нейтрино-ядерных реакций доминируют ГТ-переходы (см. рис. 2 и 3). В работах [17, 18] при расчете сечений зарядово-обменных и зарядово-нейтральных нейтринных реакций на нагретых ядрах использовалась гипотеза Бринка–Акселя (ГБА), т. е., как и в случае e^- -захвата, предполагалось, что распределение силы ГТ-переходов с возбужденных ядерных состояний имеет такой же вид, как и для основного состояния. В этом случае вклад ГТ₀-переходов в сечение

неупругого рассеяния можно записать в виде [18]

$$\begin{aligned} \sigma(\varepsilon_\nu, T) &= \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \left[\sum_f \varepsilon_{\nu',0f}^2 B_{0f}(GT_0) + \sum_{if} p_i(T) \varepsilon_{\nu',if}^2 B_{if}(GT_0) \right] = \\ &= \sigma_{\text{en}}(\varepsilon_\nu) + \sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\nu',if} = \varepsilon_\nu + (E_i - E_f)$ — энергия рассеянного нейтрино, которая зависит от начальной и конечной энергий ядра*. Не зависящее от температуры первое слагаемое $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_\nu)$ возникает в связи с использованием ГБА, и оно учитывает эндознергетические GT_0 -переходы с основного состояния, в которых нейтрино теряет энергию на возбуждение ядра. Вся температурная зависимость сечения содержится во втором слагаемом, которое содержит вклад экзоэнергетических переходов с возбужденных ядерных состояний. Для расчета $\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T)$ использовался метод обратных резонансов, т. е. рассматривались переходы $i \rightarrow f$, обратные возбуждению GT_0 -резонансов на низколежащих состояниях f . Распределение силы таких переходов получалось путем обращения GT_0 -силовой функции состояния f с помощью соотношения $(2J_i + 1)B_{if} = (2J_f + 1)B_{fi}$. Рассчитанное в LSSM с помощью (3) сечение неупругого рассеяния нейтрино на нагретом ^{52}Cr представлено на рис. 1. Сравнение с сечением на основном состоянии ^{52}Cr показывает, что тепловые эффекты приводят к значительному увеличению сечения при энергии нейтрино ниже энергии GT_0 -резонанса ($\varepsilon_\nu < 10$ МэВ). В то же время при энергии нейтрино, достаточной для возбуждения GT_0 -резонанса, поправками, связанными с температурой ядра, можно пренебречь.

В условиях сверхновой нейтрино-ядерные реакции происходят при энергии $\varepsilon_\nu \lesssim 50$ МэВ, в то время как вклад запрещенных переходов становится существенным при $\varepsilon_\nu \gtrsim 30$ МэВ (см. рис. 2 и 3). Вклад запрещенных переходов в сечение неупругого рассеяния был учтен в работе [19] с помощью комбинированного метода LSSM + RPA**. При этом влияние температуры на силовую функцию запрещенных переходов не учитывалось. С использованием метода LSSM + RPA в работах [19, 23] сечения неупругого рассеяния при $T \neq 0$ были рассчитаны для порядка 50 ядер с $Z = 24-28$. Показано, что при $T \gtrsim 1$ МэВ сечения для различных ядер лишь незначительно отличаются друг от друга. Данный факт позволяет использовать ограниченный набор ядер при расчете полного сечения, усредненного по ядерному составу: $\langle \sigma(\varepsilon_\nu, T) \rangle = \frac{\sum_{A,Z} Y(A, Z) \sigma_{A,Z}(\varepsilon_\nu, T)}{\sum_{A,Z} Y(A, Z)}$.

* Выражение, аналогичное (3), получено в [17] для сечения захвата (анти)нейтрино.

** В рамках комбинированного метода вклад гамов-теллеровских переходов в сечение вычисляется на основе LSSM, а RPA (т. е. ПСФ) используется для расчета вклада от других мультиполей.

В работе [23] усредненное полное сечение неупругого рассеяния нейтрино было получено в виде таблиц для широкого интервала температур, плотностей и электронной компоненты Y_e , реализующихся при моделировании сверхновых. Использование рассчитанных сечений в компьютерном моделировании коллапса подтвердило вывод работы [11] о том, что неупругое рассеяние нейтрино на ядрах оказывает лишь незначительное влияние на динамику коллапса и распространение взрывной волны. В то же время, как следует из данных моделирования, процесс неупругого рассеяния оказывает значительное влияние на нейтринный спектр. Как показано в работе [23], рассеяние на тяжелых ядрах, сопровождающееся возбуждением ГТ₀- и дипольного резонансов, приводит к подавлению высокоэнергетической части спектра для нейтрино, образующихся за фронтом ударной волны после диссоциации ядер и последующего e^- -захвата свободными протонами. Так как сечение захвата нейтрино в веществе наземных детекторов резко возрастает с увеличением энергии ε_ν , то понижение доли высокоэнергетических нейтрино существенно усложняет их детектирование.

Как было показано в ч. II, использование ГБА и метода обратных резонансов в оболочечных расчетах приводит к недооценке роли тепловых эффектов в разблокировке низкоэнергетических и \downarrow -переходов (т. е. переходов с отрицательной энергией), которые в определенных условиях играют главную роль в e^- -захвате нагретыми ядрами. В то же время применение метода ТКПСФ к расчету сечений и скоростей слабых реакций с нагретыми ядрами позволяет учесть вклад таких переходов термодинамически последовательным образом без нарушения принципа детального баланса. Далее мы применим ТКПСФ к расчету сечений и других характеристик нейтрино-ядерных реакций в условиях сверхновой. Как и в случае e^- -захвата, чтобы подчеркнуть важность термодинамически последовательного описания тепловых эффектов, будем сравнивать результаты ТКПСФ с результатами вычислений LSSM. Так как в отличие от LSSM метод ТКПСФ не имеет ограничений по массовому числу ядер, то будут представлены результаты как для ядер группы железа, так и для более тяжелых нейтронно-избыточных ядер.

2. НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫЕ СЕЧЕНИЯ НА ХОЛОДНЫХ ЯДРАХ

Прежде чем перейти к изучению нейтринных реакций с нагретыми ядрами, рассмотрим результаты расчетов сечений зарядово-нейтральных и зарядово-обменных (анти)нейтринных реакций для основного состояния ядер [24–28]. Хорошее согласие полученных результатов с данными эксперимента и результатами крупномасштабных оболочечных расчетов (LSSM) позволяет сделать вывод об адекватности используемых ядерных моделей при описании нейтрино-ядерных реакций. Следует отметить, что существует большое количество расчетов сечения взаимодействия нейтрино с ядрами (см., например, данные табл. 11 в обзоре [29]).

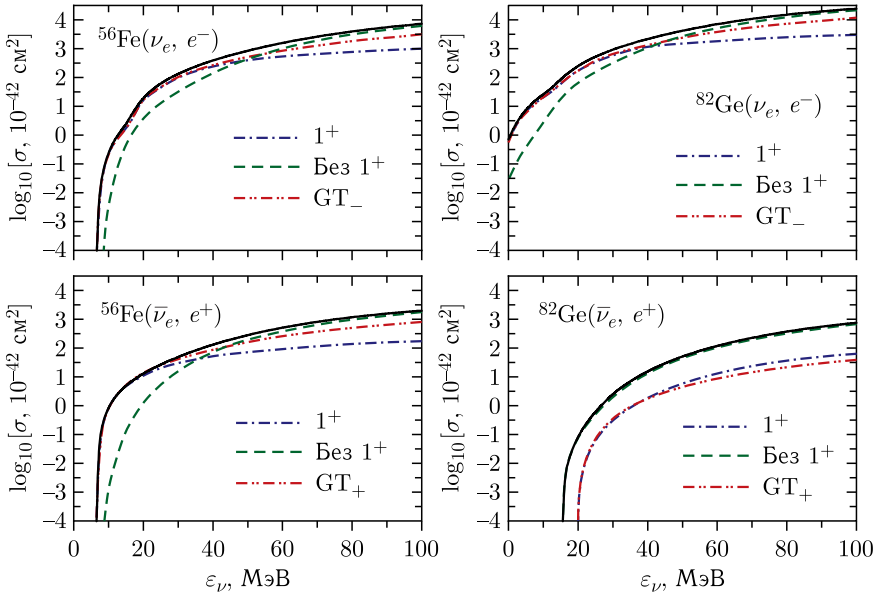


Рис. 2. Рассчитанные с помощью КФМ-КПСФ сечения захвата нейтрино и антинейтрино на основном состоянии ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge . Полные сечения показаны сплошной линией и содержат вклады мультипольных компонент с $J^\pi \leq 3^\pm$. Различными линиями показаны вклад в сечение 1^+ -переходов, сечение без 1^+ -переходов, а также вклад ГТ-переходов (или 1^+ -переходов в длинноволновом приближении)

Интерес к подобному рода расчетам связан*, прежде всего, с разработкой эффективных наземных детекторов для регистрации нейтрино из космоса [5, 30]. Сравнение результатов различных теоретических расчетов играет важную роль при создании нейтринных детекторов, так как экспериментальные данные по нейтрино-ядерным сечениям при энергиях $\epsilon_\nu \lesssim 100$ МэВ, характерных для нейтрино от сверхновых, весьма ограничены.

Зависимость сечения реакций $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$, $^{56}\text{Fe}(\bar{\nu}_e, e^+)$, $^{82}\text{Ge}(\nu_e, e^-)$ и $^{82}\text{Ge}(\bar{\nu}_e, e^+)$ от энергии (анти)нейтрино ϵ_ν показана на рис. 2. Сравнение результатов для ^{56}Fe и ^{82}Ge позволяет выявить особенности сечения, связанные с избытком нейтронов. Сечения на рис. 2 содержат вклады мультипольных переходов с $J^\pi \leq 3^\pm$ и получены путем численного интегрирования дифференциального сечения ((280), ч. I). Зависящие от переданного импульса спектральные плотности и силовые функции соот-

* Поскольку в качестве несущих конструкций большинства современных нейтринных экспериментальных установок используется железо, то реакции (анти)нейтрино с этим элементом вызывают особый интерес [31, 32].

ветствующих зарядово-обменных мультипольных операторов нуклонного тока рассчитывались с помощью КФМ-КПСФ, и, как показывают наши расчеты, в интервале $\varepsilon_\nu \leq 100$ МэВ вклад в сечение от мультиполей с $J^\pi > 3^\pm$ не превышает нескольких процентов. Согласно расчетам КФМ-КПСФ при энергии нейтрино $\varepsilon_\nu \lesssim 40$ МэВ доминирующий вклад в сечение захвата ν_e и $\bar{\nu}_e$ ядром ^{56}Fe дают переходы $J^\pi = 1^+$. Поэтому рассчитанная по формуле ((276), ч. I) энергия перехода на низжайшее зарядово-обменное состояние 1^+ определяет энергию ε_ν , ниже которой сечение захвата практически равно нулю. Для ^{56}Fe эта энергия достаточно близка к порогу реакции: $Q_- = 4,56$ МэВ для ν_e -захвата и $Q_+ = 4,71$ МэВ для $\bar{\nu}_e$ -захвата*. Для нейтронно-избыточного ядра ^{82}Ge порог захвата нейтрино становится отрицательным: $Q_- = -4,71$ МэВ. Это согласуется с расчетами КФМ-КПСФ, демонстрирующими отличное от нуля сечение при $\varepsilon_\nu = 0$. Как и в случае ^{56}Fe , основной вклад в сечение захвата нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \lesssim 40$ МэВ ядром ^{82}Ge дают 1^+ -переходы. Для реакции $\bar{\nu}_e$ -захвата избыток нейтронов в ^{82}Ge приводит к повышению пороговой энергии до $Q_+ = 13,58$ МэВ, что также согласуется с результатами КФМ-КПСФ. Кроме того, заполнение нейтронной pf -оболочки в ^{82}Ge приводит к блокировке 1^+ -переходов $p \rightarrow n$, из-за чего сечение $\bar{\nu}_e$ -захвата оказывается сильно подавленным по сравнению с сечением ν_e -захвата.

На рис. 2 также анализируется влияние ненулевого переданного импульса на вклад 1^+ -переходов в сечение. С этой целью для каждой из рассматриваемых реакций вклад 1^+ -переходов рассчитывался в длинноволновом приближении, когда соответствующие мультипольные операторы редуцируются к гамов-теллеровской форме: $\text{GT}_\mp = g_A \sigma t_\mp$. Сравнивая точные и приближенные вклады 1^+ -переходов, приходим к выводу, что в области энергий, в которой доминируют 1^+ -переходы, использование длинноволнового приближения является полностью оправданным. Поэтому в этой области затратные численные расчеты, связанные с численным интегрированием дифференциального сечения ((280), ч. I), можно заменить на относительно простой расчет вклада гамов-теллеровских переходов согласно выражению ((307), ч. I). Данное утверждение справедливо и для нагретых ядер.

В работе [27] проведено детальное сравнение результатов расчетов КФМ-КПСФ сечения захвата ν_e и $\bar{\nu}_e$ ядром ^{56}Fe с результатами, полученными с помощью комбинированного метода LSSM + RPA [33, 34] и самосогласованных КПСФ-расчетов с использованием сил Сkirма [35] и релятивистских сил [36]. Несмотря на то, что все расчеты основаны на разных микроскопических ядерных моделях, они дают достаточно близкие результаты. Это касается не только полного сечения захвата,

* Порог захвата электронного (анти)нейтрино определяется через разность масс дочернего и родительского ядер: $Q_\pm = M_f(Z \mp 1, N \pm 1) + m_e c^2 - M_i(Z, N)$.

но и относительного вклада различных мультиполей (см. рис. 2 в [27]). Однако в области $\varepsilon_\nu \leq 40$ МэВ КФМ-КПСФ дает лучшее согласие с LSSM+RPA по сравнению с другими моделями. Хорошее согласие обусловлено тем, что расчеты КФМ-КПСФ и LSSM показывают близкие значения для энергии и силы ГТ $_{\mp}$ -резонансов в ^{56}Fe .

Существует весьма ограниченное количество экспериментальных данных по сечению захвата нейтрино ядрами. В эксперименте KARMEN [37] было измерено сечение поглощения ядром ^{56}Fe нейтрино, образующихся при распаде мюона ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$). При усреднении по спектру излучаемых нейтрино было получено следующее значение сечения: $\langle \sigma \rangle = (251 \pm 83(\text{стат.}) \pm 42(\text{сист.})) \cdot 10^{-42}$ см 2 . Полученная экспериментальная величина находится в очень хорошем согласии с результатом расчетов КФМ-КПСФ: $\langle \sigma \rangle = 223 \cdot 10^{-42}$ см 2 . Расчеты, выполненные в LSSM+RPA [33] и с силами Скирма [35], дают, соответственно, $\langle \sigma \rangle = 240 \cdot 10^{-42}$ см 2 и $\langle \sigma \rangle = 352 \cdot 10^{-42}$ см 2 .

Результаты расчетов КФМ-КПСФ [26] сечения неупругого рассеяния нейтрино на основном состоянии ^{56}Fe и ^{82}Ge показаны на рис. 3. Как и в ранее рассмотренном случае, учитывался вклад в сечение от $J^\pi \leq 3^\pm$ мультипольных компонент*. Доминирование в низкоэнергетической об-

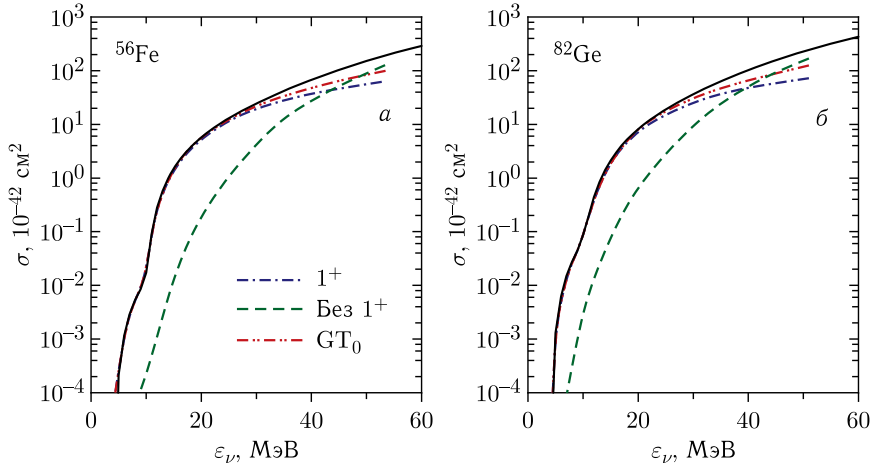


Рис. 3. Рассчитанные с помощью КФМ-КПСФ сечения неупругого рассеяния нейтрино на основном состоянии ядер ^{56}Fe (а) и ^{82}Ge (б). Полные сечения показаны сплошной линией и содержат вклады мультипольных компонент с $J^\pi \leq 3^\pm$. Другими линиями показаны вклад в сечение 1^+ -переходов, сечение без 1^+ -переходов, а также вклад 1^+ -переходов в длинноволновом приближении

* В [38] рассчитаны вклады $J^\pi = 0^-, 1^\pm$ и 2^- переходов в сечение неупругого рассеяния на основном состоянии ^{54}Fe при $\varepsilon_\nu \leq 50$ МэВ. В [24] для ^{54}Fe рассмотрены вклады с $J^\pi \leq 6^\pm$ при $\varepsilon_\nu \leq 60$ МэВ.

ласти вклада от 1^+ -переходов приводит к тому, что при понижении ε_ν до пороговой энергии, равной энергии нижайшего 1^+ -состояния, сечение реакции быстро уменьшается, а ниже пороговой энергии оно практически равно нулю. Проведенный в работе [26] анализ вклада различных мультипольных переходов в сечение неупругого рассеяния показывает, что относительный вклад высших мультипольностей в сечение возрастает с увеличением энергии нейтрино и сравнивается с вкладом 1^+ -переходов при энергии $\varepsilon_\nu \approx 40$ МэВ. Кроме того, как следует из наших расчетов и как показано на рис. 3, при $\varepsilon_\nu < 20$ МэВ вклад 1^+ -переходов в сечение можно с хорошей точностью описать в длинноволновом приближении с помощью силовой функции ΓT_0 -оператора ((308), ч. I).

Проведенное в работе [26] детальное сравнение рассчитанного в КФМ-КПСФ сечения неупругого рассеяния нейтрино на ^{56}Fe с результатами других работ показало, что метод LSSM + RPA [33] и различные варианты КПСФ-расчетов [39, 40] дают близкие к КФМ-КПСФ результаты при энергии нейтрино выше энергии ΓT_0 -резонанса, т. е. при $\varepsilon_\nu \gtrsim 10$ МэВ. В этой области КФМ-КПСФ сечения в целом оказываются ближе к результатам LSSM + RPA. Различия в сечениях при $\varepsilon_\nu \lesssim 10$ МэВ связаны с различным поведением силовой функции низкоэнергетических ΓT_0 -переходов.

В работе [28] исследовалась чувствительность сечения неупругого рассеяния нейтрино к выбору параметров гамильтониана. Результаты расчетов КФМ-КПСФ [26] сравнивались с результатами КПСФ-вычислений с использованием трех различных параметризаций сил Скирма. Эти сечения приведены на рис. 4. Они содержат только вклады ΓT_0 -переходов, что является оправданным при энергии нейтрино $\varepsilon_\nu < 20$ МэВ. На этом же рисунке для ^{56}Fe показано сечение, рассчитанное в LSSM [18]. По всем вариантам расчета видно, что сечение резко возрастает после того, как нейтрино преодолевает порог реакции, т. е. энергию нижайшего 1^+ -состояния*. И когда энергия нейтрино достигает $\varepsilon_\nu \approx 10$ МэВ, становится возможным возбуждение ΓT_0 -резонанса, а рост сечения — более плавным.

Хотя качественно все сечения на рис. 4 ведут себя одинаково, количественное различие между ними достигает одного порядка при энергиях $5 < \varepsilon_\nu < 10$ МэВ, т. е. в той области, в которой сечение наиболее чувствительно к деталям распределения ΓT_0 -силы. Так как использование сил Скирма ведет к большей силе низкоэнергетических ΓT_0 -переходов в ядре ^{56}Fe (см. рис. 9, ч. II), то в указанном диапазоне энергии в расчетах Скирма-КПСФ для этого ядра получается сечение, превышающее результаты КФМ-КПСФ и LSSM. По этой же причине расчеты с силами SkM* и SLy4 для ^{82}Ge приводят к сечениям, величина которых значи-

* Из-за разницы в энергии нижайшего 1^+ -состояния порог реакции в LSSM-расчетах оказывается несколько ниже (примерно на 1 МэВ), чем в КПСФ-расчетах.

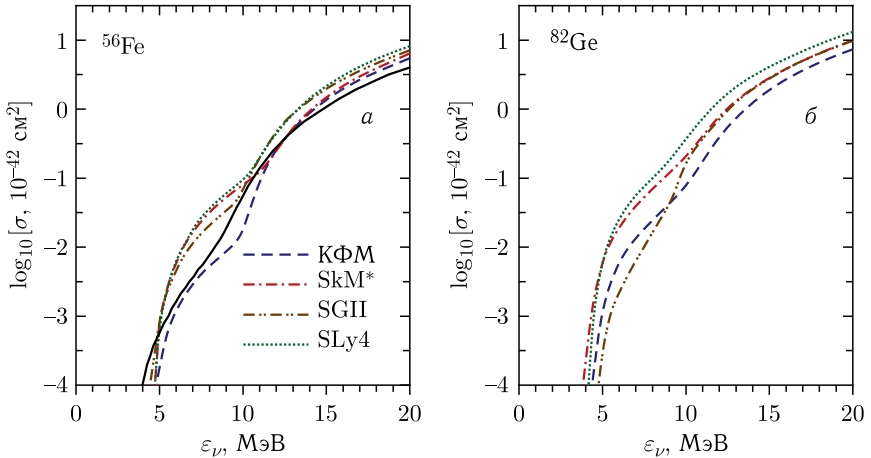


Рис. 4. Сечения неупругого рассеяния нейтрино на основном состоянии ядер ^{56}Fe (а) и ^{82}Ge (б), рассчитанные в КФСФ с различными силами Скимра и с гамильтонианом КФМ. В сечениях учтены только вклады GT_0 -переходов. Сплошной линией для ^{56}Fe показаны результаты LSSM-расчетов [18]

тельно превышает сечения, полученные с использованием силы SGII и гамильтониана КФМ. С ростом энергии нейтрино разброс в величине сечений уменьшается, и при $\varepsilon_\nu > 15$ МэВ расчеты с различными силами Скимра дают хорошее согласие друг с другом. Однако из-за разницы в полной силе GT_0 -переходов (см. табл. 3, ч. II) сечения Скимр-КФСФ оказываются в целом выше результатов LSSM и КФМ-КФСФ.

При сравнении рис. 4, а и б, а также из результатов наших работ [24, 38] видно, что сечения неупругого рассеяния нейтрино на $^{54,56}\text{Fe}$ и ^{82}Ge , полученные в рамках одной ядерной модели, лишь незначительно отличаются друг от друга. Причиной этого является то, что сечение зависит главным образом от вклада GT_0 -переходов, сила которых в средних и тяжелых ядрах концентрируется в резонансе с энергией возбуждения 9–10 МэВ. В работе [19] расчеты на основе LSSM GT_0 -распределений в цепочке изотопов марганца, кобальта, железа и никеля также демонстрируют, что основная часть силы сосредоточена в резонансе с энергией около 10 МэВ, а полная GT_0 -сила меняется незначительно. В то же время распределение силы GT_+ - и GT_- -переходов в значительной степени зависит от характеристик конкретного ядра. Увеличение массы ядра и нейтронного избытка сказывается как на положении зарядово-обменных резонансов, так и на суммарной силе переходов. Поэтому в отличие от зарядово-нейтральных слабых реакций сечения зарядово-обменных процессов могут меняться в значительной степени от ядра к ядру (см. рис. 2). Далее будет показано, что данные выводы остаются справедливыми и в отношении нагретых ядер.

3. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО НА НАГРЕТЫХ ЯДРАХ

3.1. Температурная эволюция силовой функции GT_0 -переходов.

Обсуждение реакции неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах начнем с анализа влияния температуры на силовую функцию зарядово-нейтральных GT_0 -переходов, вклад которых доминирует в сечении реакции при $\varepsilon_\nu \leq 20$ МэВ. Влияние температуры на силовую функцию S_{GT_0} подробно рассматривалось в наших работах [24, 26, 28, 38, 41, 42] на примере $^{54,56}\text{Fe}$ и ^{82}Ge . Для этого силовая функция рассчитывалась в ТКПСФ согласно выражению

$$S_{GT_0}(E, T) = \sum_k \left[B_k(GT_0)\delta(E - \omega_k) + \tilde{B}_k(GT_0)\delta(E + \omega_k) \right], \quad (4)$$

где B_k (\tilde{B}_k) — сила ((231), ч. I) GT_0 -перехода на нетильдованное (тильдованное) зарядово-нейтральное однофононное состояние с $J^\pi = 1^+$ и энергией ω_k ($-\omega_k$). Расчеты силовых функций проводились с использованием ядерных моделей, основанных на гамилтониане КФМ и силах Скирма.

Результаты расчетов КФМ-ТКПСФ для ^{56}Fe и ^{82}Ge [26] показаны на рис. 5, где сравниваются ранее рассмотренные (см. рис. 9, ч. II) GT_0 -распределения для основного состояния ядер ($T = 0$) и силовые функции S_{GT_0} для трех значений температуры, реализующихся на различных стадиях эволюции сверхновой массой $15M_\odot$. Температура $T = 0,86$ МэВ (10^{10} К) соответствует условиям в коре предсверхновой при плотности $\rho \approx 10^{10}$ г/см³, а $T = 1,29$ МэВ ($1,5 \cdot 10^{10}$ К) и $T = 1,72$ МэВ ($2,0 \cdot 10^{10}$ К) достигаются на стадиях захвата и термализации нейтрино соответственно [19].

Как видно из рис. 5, температурная эволюция силовой функции S_{GT_0} демонстрирует несколько эффектов, качественный характер которых не зависит от конкретного ядра и которые, как будет показано далее, оказывают значительное влияние на процесс неупругого рассеяния нейтрино. В той части силовой функции, которая соответствует \uparrow -переходам ($E > 0$) и дает вклад в эндоэнергетическое рассеяние, одним из эффектов является понижение энергии GT_0 -резонанса. Так же как и в случае зарядово-обменных GT_+ -переходов в $^{54,56}\text{Fe}$ (см. обсуждение рис. 10 и 11, ч. II), причиной понижения являются исчезновение парных корреляций при $T > T_{cr}$ и температурное ослабление остаточного взаимодействия. Расчеты показывают, что при увеличении температуры до $T = 1,72$ МэВ энергия резонанса понижается на 1,5 МэВ в ^{56}Fe и на 1,2 МэВ в ^{82}Ge . Другим эффектом в области $E > 0$, как ясно видно из этого рисунка, является увеличение низкоэнергетической составляющей силовой функции и усиление ее фрагментации, что вызвано тепловым размыванием нейтронной и протонной поверхностей Ферми в ядре и разблокировкой

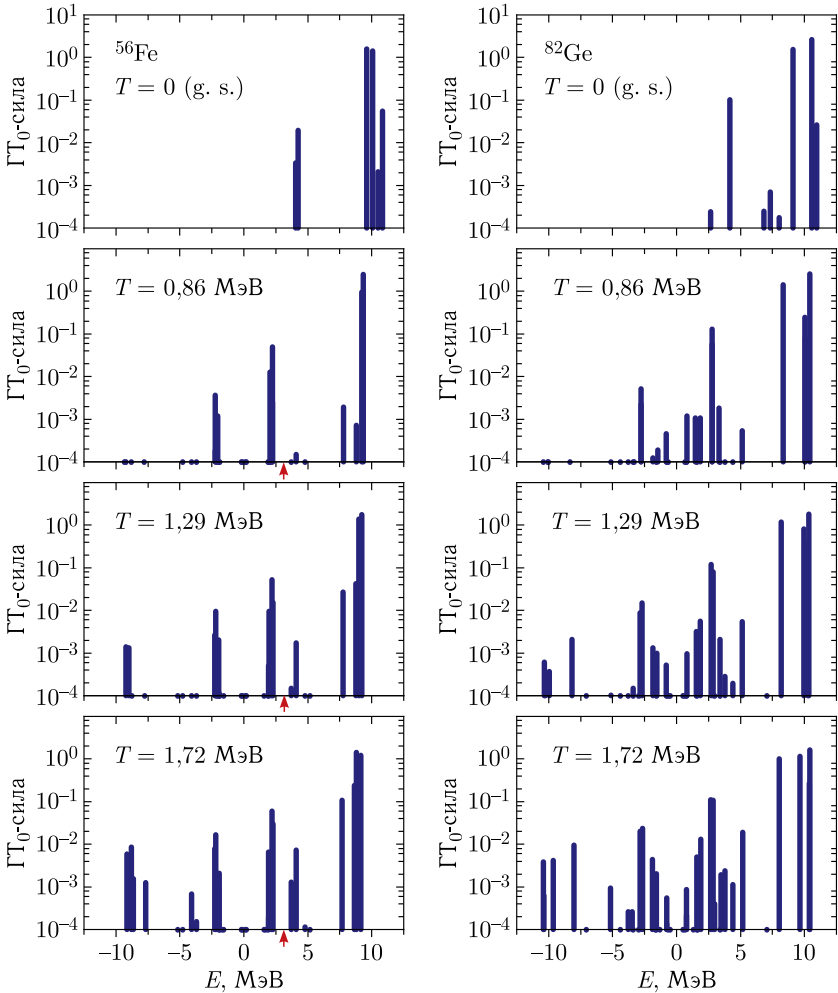


Рис. 5. Температурная эволюция силовой функции Γ_{T_0} -переходов в ^{56}Fe (слева) и ^{82}Ge (справа). Силовые функции рассчитаны в рамках подхода КФМ-ТКПСФ. Стрелками показана экспериментальная энергия первого 1^+ -состояния в ^{56}Fe ($E_{1^+} = 3,12$ МэВ)

pp - и hh -переходов*. В ^{56}Fe тепловая разблокировка делает возможными \uparrow -переходы с энергией ниже, чем энергия первого 1^+ -состояния**. На-

* Из-за большей плотности одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми данный эффект более выражен в ^{82}Ge .

** Аналогичные эффекты понижения энергии Γ_{T_0} -резонанса и разблокировки низкоэнергетических переходов имеют место и в ^{54}Fe [38, 41, 42].

помним, что $E_{1+} = 3,12$ МэВ соответствует порогу неупругого рассеяния нейтрино на основном состоянии ^{56}Fe .

Вызванное температурой изменение силовой функции ГТ_0 -переходов при $E > 0$ свидетельствует о нарушениях ГБА в рамках подхода ТКПСФ. Отметим, что усиление силы и фрагментации низкоэнергетических переходов в зарядово-нейтральном канале предсказывается в большинстве теоретических работ, связанных с изучением мультипольных возбуждений нагретых ядер в рамках теплового ПСФ. Так, уже в первых работах по этой тематике [43, 44] было показано усиление интенсивности низкоэнергетических изовекторных $E1$ - и изоскалярных $E2$ -переходов в ^{40}Ca при $T \neq 0$. Самосогласованные расчеты, выполненные с использованием функционала плотности энергии Скирма [45, 46] и релятивистского функционала [47–49], на примере целого ряда ядер продемонстрировали аналогичный эффект. Проведенные в работе [50] LSSM-расчеты $M1$ -силовых функций для низколежащих возбужденных состояний некоторых изотопов железа (в том числе ^{56}Fe) также демонстрируют нарушение ГБА, а именно — усиление низкоэнергетических $M1$ -переходов с ростом энергии возбуждения. Однако, как уже подчеркивалось, в LSSM-расчетах сечения неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах используется ГБА, поэтому компонента силовой функции $E > 0$ от температуры не зависит [18, 19].

Как следует из рис. 5, влияние температуры не ограничивается эндоэнергетической компонентой силовой функции ГТ_0 -переходов. Согласно принципу детального баланса ((232), ч. I) тепловое заселение возбужденных состояний ядра приводит к экспоненциальному росту экзоэнергетической компоненты силовой функции ($E < 0$), которая описывает распределение силы \downarrow -переходов*. При относительно небольшой температуре ($T = 0,86$ МэВ) эффективно заселяются лишь низколежащие состояния, поэтому сила \downarrow -переходов в ядрах ^{56}Fe и ^{82}Ge концентрируется при $E \approx -2,5$ МэВ. При более высоких температурах становится возможным возбуждение и последующее девозбуждение ГТ_0 -резонанса. На распределениях, приведенных на рис. 5, этому процессу соответствует ГТ_0 -сила при энергии $E \approx -9$ МэВ.

Так как компоненты силовой функции $E < 0$ и $E > 0$ связаны принципом детального баланса $S_{\text{ГТ}_0}(-E, T) = \exp(-E/T)S_{\text{ГТ}_0}(E, T)$, то очевидно, что вызванное ростом температуры изменение силовой функции \uparrow -переходов должно влиять на силовую функцию \downarrow -переходов. Чтобы

* Не будет лишним еще раз отметить, что в вышеперечисленных работах [43–49], основанных на тепловом ПСФ, компонента силовой функции $E < 0$ не учитывается.

продемонстрировать этот эффект, бегущие суммы

$$S_0(E, T) = \int_{-\infty}^E S_{GT_0}(E', T) dE' = \sum_{k, -\omega_k < E} \tilde{B}_k(GT_0) \quad (5)$$

рассчитывались в области $E < 0$ без использования и с использованием ГБА [26]. При использовании ГБА экзоэнергетическая компонента силовой функции находилась путем обращения GT_0 -распределения основного состояния. Для этого энергия перехода E заменялась на $-E$, а сила перехода умножалась на больцмановский фактор $\exp(-E/T)$. Рассчитанные в КФМ-ТКПСФ бегущие суммы приведены на рис. 6. При их сравнении видно, что отказ от использования ГБА дает значительное увеличение полной GT_0 -силы \downarrow -переходов в ^{56}Fe и ^{82}Ge . Данный эффект наиболее ярко проявляется при температуре $T = 0,86$ МэВ: тепловая разблокировка низкоэнергетических \uparrow -переходов более чем на порядок увеличивает полную силу \downarrow -переходов. При более высокой температуре ($T = 1,72$ МэВ) становится возможным тепловое заселение GT_0 -резонанса. Вызванное повышением температуры понижение энергии

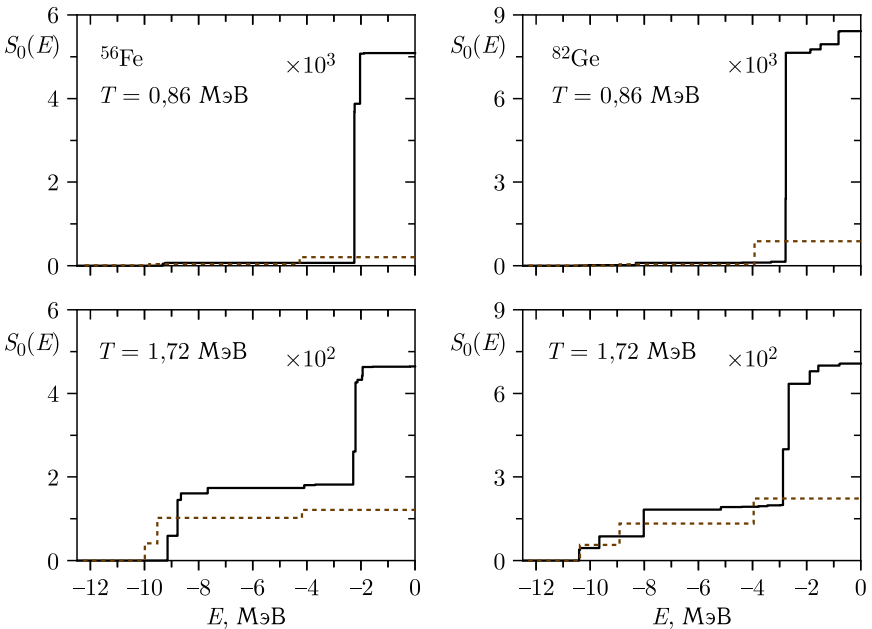


Рис. 6. Бегущие суммы для экзоэнергетической компоненты GT_0 -силовой функции, рассчитанные с использованием (штриховые линии) и без использования ГБА (сплошные линии). На каждом графике приведены масштабирующие множители

резонанса увеличивает вероятность его возбуждения, что также дает свой вклад в рост экзоэнергетической компоненты силовой функции.

Представленные на рис. 7 результаты Скирм-ТКПСФ-расчетов силовой функции S_{GT_0} в ^{56}Fe и ^{82}Ge демонстрируют, что рассмотренные выше тепловые эффекты имеют универсальный характер и качественно не зависят от используемой параметризации. Необходимо, однако, отме-

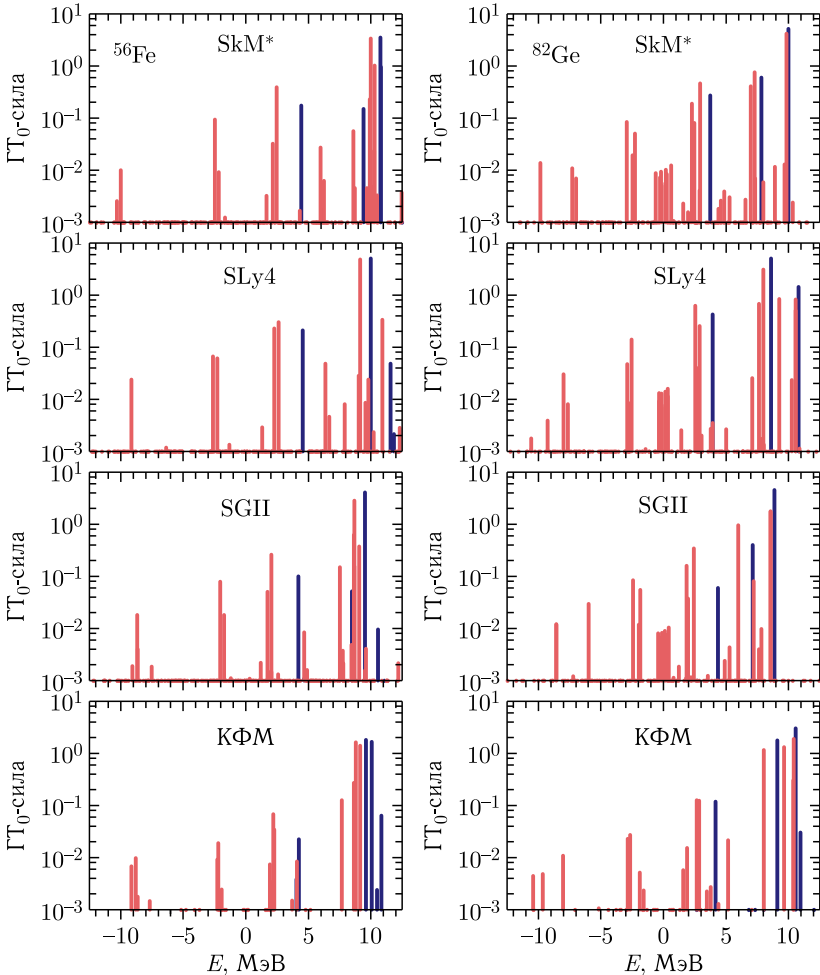


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Силовые функции Γ_{T_0} -переходов в ^{56}Fe и ^{82}Ge при двух значениях температуры: $T = 0$ (синие пики) и $T = 1,72$ МэВ (красные пики). Результаты ТКПСФ-расчетов с гамильтонианом КФМ сравниваются с данными расчетов с использованием различных сил Скирма

тить, что полная GT_0 -сила \downarrow -переходов, получаемая в Скирм-ТКПСФ-расчетах, превышает силу, рассчитанную в КФМ-ТКПСФ. Как показано в нашей работе [28], в рассматриваемом диапазоне температур превышение может достигать трех раз. Причиной такого расхождения является то, что расчеты с силами Скирм предсказывают большую силу низкоэнергетических GT_0 -переходов (см. обсуждение рис. 9, ч. II и рис. 4). Благодаря выполнению принципа детального баланса это ведет к большей силе \downarrow -переходов. Как и в случае расчетов КФМ-ТКПСФ, в Скирм-ТКПСФ обнаружено значительное увеличение силы экзоэнергетических GT_0 -переходов по сравнению с расчетами, опирающимися на ГБА.

3.2. Влияние температуры на сечение рассеяния. На рис. 8 сечения рассеяния нейтрино на основном состоянии ^{56}Fe и ^{82}Ge (см. рис. 3) сравниваются с результатами КФМ-ТКПСФ-расчетов для нагретых ядер. Сечения показаны для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \leq 20$ МэВ и содержат вклады переходов $J^\pi \leq 3^\pm$, вычисленные согласно общему выражению ((309), ч. I), т.е. с учетом зависимости спектральных плотностей мультипольных операторов нуклонного тока от переданного импульса. Как следует из этого рисунка, для низкоэнергетических нейтрино характерна сильная зависимость сечения от температуры ядра: при $T \neq 0$ исчезает порог реакции и для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu < 5$ МэВ сечение возрастает почти на два порядка при увеличении температуры с 0,86 до 1,72 МэВ*. В то же время при $\varepsilon_\nu \gtrsim 20$ МэВ в рассматриваемом диапазоне температур тепловые эффекты практически не играют роли.

Анализ вклада различных мультипольных компонент в сечение показывает, что наблюдаемое на рис. 8 увеличение сечения вызвано ростом вклада 1^+ -переходов. Вклад запрещенных переходов хоть и увеличивается с повышением температуры, но его относительная величина при $\varepsilon_\nu \leq 20$ МэВ не превышает 1%. Как было показано в разд. 2 при обсуждении рассеяния нейтрино на основном состоянии ядер, для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \leq 20$ МэВ с хорошей точностью выполняется длинноволновое приближение. Данный вывод остается справедливым и для нагретых ядер. Таким образом, расчеты в ТКПСФ подтверждают предположение, используемое в LSSM-расчетах, о том, что рост сечения неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах связан, прежде всего, с влиянием температуры на силовую функцию разрешенных GT_0 -переходов [18, 19]**.

* Аналогичный эффект был обнаружен и в ^{54}Fe [38, 41, 42].

** Увеличение сечения неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах за счет GT_0 -переходов продемонстрировано в расчетах, основанных на теории конечных ферми-систем [51].

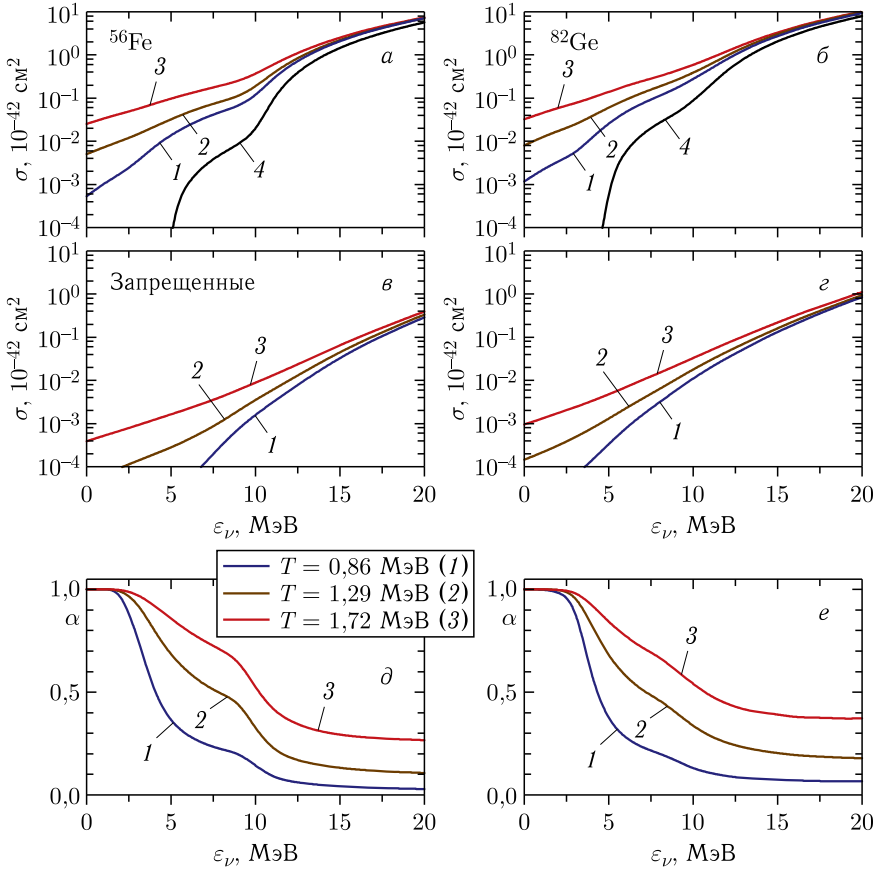


Рис. 8 (цветной в электронной версии). Влияние температуры на сечения неупругого рассеяния нейтрино на ядрах ^{56}Fe и ^{82}Ge . *а, б*) Полные сечения, содержащие вклады мультипольных компонент $J^\pi \leq 3^\pm$ (сечения для основного состояния показаны черной (4) линией); *в, з*) вклад в сечение запрещенных переходов $J^\pi = 0^-, 1^-, 2^\pm, 3^\pm$; *д, е*) относительный вклад экзотергического рассеяния нейтрино в вызванное повышением температуры увеличение сечения. Расчеты выполнены в рамках КФМ-ТКПСФ

Используем проведенный в п.3.1 анализ температурной эволюции силовой функции ГТ₀-переходов для объяснения влияния температуры ядра на сечение неупругого рассеяния нейтрино. С этой целью получим выражение для сечения неупругого рассеяния нейтрино на нагретых ядрах в длинноволновом приближении. Для этого подставим выражение (4) для силовой функции ГТ₀-переходов в формулу для сечения ((308), ч. I)

и воспользуемся принципом детального баланса ((232), ч. I). Получим

$$\sigma(\varepsilon_\nu, T) = \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \left[\sum_{k, \omega_k < \varepsilon_\nu} (\varepsilon_\nu - \omega_k)^2 B_k + \sum_k (\varepsilon_\nu + \omega_k)^2 B_k \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) \right]. \quad (6)$$

Как и в LSSM-расчетах (см. выражение (3)), первая сумма соответствует эндоэнергетической компоненте сечения $\sigma_{\text{ен}}$, а вторая — экзоэнергетической σ_{ex} . Так как индуцированные взаимодействия с нейтрино \downarrow -переходы с возбужденных состояний ядра возможны при любой энергии ε_ν , то исчезновение порога реакции связано с экзоэнергетической компонентой сечения, которая увеличивается с ростом температуры в связи с повышением вероятности заселения возбужденных состояний ядра. Однако в ТКПСФ, в отличие от LSSM-расчетов, эндоэнергетическая компонента сечения также увеличивается с ростом температуры благодаря разблокировке низкоэнергетических \uparrow -переходов и понижению энергии Γ_{T_0} -резонанса.

Для определения относительного вклада разблокированных \downarrow - и \uparrow -переходов в тепловой рост сечения рассмотрим отношение

$$\alpha(\varepsilon_\nu, T) = \frac{\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T)}{\sigma(\varepsilon_\nu, T) - \sigma_{\text{g.s.}}(\varepsilon_\nu)}, \quad (7)$$

где $\sigma(\varepsilon_\nu, T) - \sigma_{\text{g.s.}}(\varepsilon_\nu)$ соответствует увеличению сечения из-за тепловых эффектов. В LSSM-расчетах всегда выполняется $\alpha = 1$, так как $\sigma(\varepsilon_\nu, T) = \sigma_{\text{g.s.}}(\varepsilon_\nu) + \sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T)$ (3). Как показано в нижней части рис. 8, в ТКПСФ отношение α зависит как от температуры, так и от начальной энергии нейтрино, но слабо зависит от конкретного ядра. Как и должно быть, $\alpha \approx 1$ для нейтрино с малой энергией ($\varepsilon_\nu \lesssim 2,5$ МэВ). Но затем, по мере увеличения энергии нейтрино, α уменьшается, что свидетельствует о понижении относительного вклада \downarrow -переходов в тепловое увеличение сечения и возрастании роли разблокированных низкоэнергетических \uparrow -переходов. Для нейтрино с энергией $5 < \varepsilon_\nu < 10$ МэВ оба типа разблокированных переходов способствуют росту сечения, хотя их относительный вклад зависит от температуры: чем выше температура, тем весомее вклад \downarrow -переходов. В результате, если при $T = 0,86$ МэВ разблокировка низкоэнергетических \uparrow -переходов и понижение энергии Γ_{T_0} -резонанса являются главными факторами, вызывающими рост сечения для $\varepsilon_\nu > 5$ МэВ, то при $T > 1,29$ МэВ доминирующая роль \downarrow -переходов в тепловом росте сечения сохраняется вплоть до энергии нейтрино $\varepsilon_\nu \approx 10$ МэВ, достаточной для возбуждения Γ_{T_0} -резонанса.

Исчезновение порога реакции и быстрый температурный рост сечения при $\varepsilon_\nu \lesssim 10$ МэВ наблюдается и в расчетах Скирм-ТКПСФ (рис. 9). Особо отметим тот факт, что вычисления с разными силами Скирма приводят к очень близким результатам. В то же время сечения, рассчитанные в Скирм-ТКПСФ, систематически превышают результаты КФМ-ТКПСФ-расчетов. Сравнение Γ_{T_0} -силовых функций, вычисленных с ис-

пользованием КФМ-гамильтониана и различных взаимодействий Скирма (см. рис. 7), показывает, что данное расхождение связано с большей силой разблокированных низкоэнергетических ГТ₀-переходов в Скирм-ТКПСФ. Также следует отметить, что рассчитанные с помощью ТКПСФ в рамках одной ядерной модели сечения для ^{54,56}Fe и ⁸²Ge оказываются близки*. Данный результат согласуется с выводами LSSM-расчетов о том, что при $T \gtrsim 1$ МэВ температурные эффекты сглаживают индивидуальные особенности ядер, поэтому сечения неупругого рассеяния нейтрино на различных ядрах мало отличаются друг от друга [19, 23].

На рис. 9 результаты ТКПСФ-расчетов сечения рассеяния нейтрино на нагретом ядре ⁵⁶Fe сравниваются с результатами LSSM [19]. Несмотря на то, что результаты вычислений КПСФ и LSSM сечения рассеяния

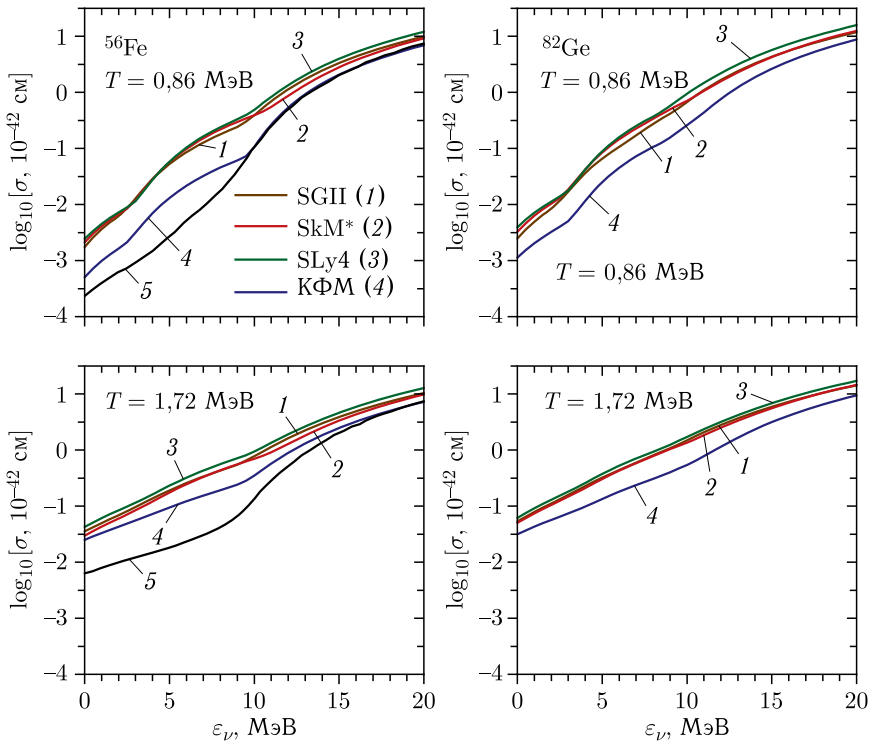


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Сечение неупругого рассеяния нейтрино на ядрах ⁵⁶Fe и ⁸²Ge при $T = 0.86$ и 1.72 МэВ. Сравняются сечения, рассчитанные в ТКПСФ с гамильтонианом КФМ и различными параметризациями сил Скирма. Для ⁵⁶Fe приведены сечения, рассчитанные в LSSM + RPA (черная (5) линия) [19]

* Сечения для ⁵⁴Fe приведены в [38, 41, 42].

на основном состоянии ^{56}Fe близки друг к другу (см. рис. 4), при $T \neq 0$ и $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ различие в сечениях может достигать одного порядка. Причины этого были подробно проанализированы в наших работах [26, 28]. Для того чтобы выяснить, какие переходы дают основной вклад в сечение при различных температурах ^{56}Fe , были рассчитаны спектры рассеянных нейтрино для энергии налетающего нейтрино ниже ($\varepsilon_\nu = 5$ МэВ), около ($\varepsilon_\nu = 10$ МэВ) и выше ($\varepsilon_\nu = 15$ МэВ) энергии GT_0 -резонанса. Затем нормированные спектры сравнивались с результатами LSSM [19]. Отметим, что отслеживание изменения энергии нейтрино в результате рассеяния само по себе является одной из важных составляющих компьютерного моделирования коллапса [5]. В ТКПСФ нормированный на единицу спектр рассеянных нейтрино выражается через сечение $\sigma_{Jk}(\varepsilon_\nu, T)$ ((309), ч. I) перехода на k -е однофононное состояние с данным J^π :

$$n(\varepsilon_\nu, \varepsilon_{\nu'}, T) = \frac{1}{\sigma(\varepsilon_\nu, T)} \sum_{Jk} \delta(\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'} - E_{Jk}) \sigma_{Jk}(\varepsilon_\nu, T). \quad (8)$$

Так как в процессе рассеяния нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \lesssim 20$ МэВ доминируют 1^+ -переходы, то в длинноволновом приближении $n(\varepsilon_\nu, \varepsilon_{\nu'}, T)$ можно выразить через энергию и вероятность GT_0 -переходов:

$$n(\varepsilon_\nu, \varepsilon_{\nu'}, T) = \frac{G_F^2 \varepsilon_{\nu'}^2}{\pi (\hbar c)^4 \sigma(\varepsilon_\nu, T)} \sum_k B_k(\text{GT}_0) \left\{ \delta(\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'} - \omega_k) + \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) \delta(\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'} + \omega_k) \right\}. \quad (9)$$

Рассчитанные таким образом спектры нейтрино, рассеянных на ^{56}Fe при $T = 0,86$ и $1,72$ МэВ, представлены на рис. 10. Как показано в нашей работе [28], использование различных сил Скирма приводит не только к близким значениям полного сечения, но и к практически идентичным нейтринным спектрам. Поэтому на рис. 10 приводятся результаты ТКПСФ только для сил Скирма SGII и гамильтониана КФМ. На этом же рисунке приводятся нормированные спектры, полученные в LSSM-расчетах [19].

С помощью данных из рис. 10 определим сначала причины различий сечений ТКПСФ и LSSM при низких температурах ($T = 0,86$ МэВ). Так как в этих условиях не происходит заселения высоколежащих возбужденных состояний ядра, то рассеяние низкоэнергетических нейтрино осуществляется либо за счет GT_0 -переходов вверх (\uparrow -переходов) на низколежащие состояния, либо за счет девозбуждения таких состояний (\downarrow -переходов). Поэтому, как видно из рис. 10, в ТКПСФ для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu = 5$ МэВ спектр имеет два максимума при энергии $\varepsilon_{\nu'} \approx \varepsilon_\nu \pm 2,5$ МэВ. При этом спектры, рассчитанные в КМФ-ТКПСФ и Скирм-ТКПСФ, практически совпадают. Форма спектра, полученная в LSSM, также свидетельствует о доминировании низкоэнергетических

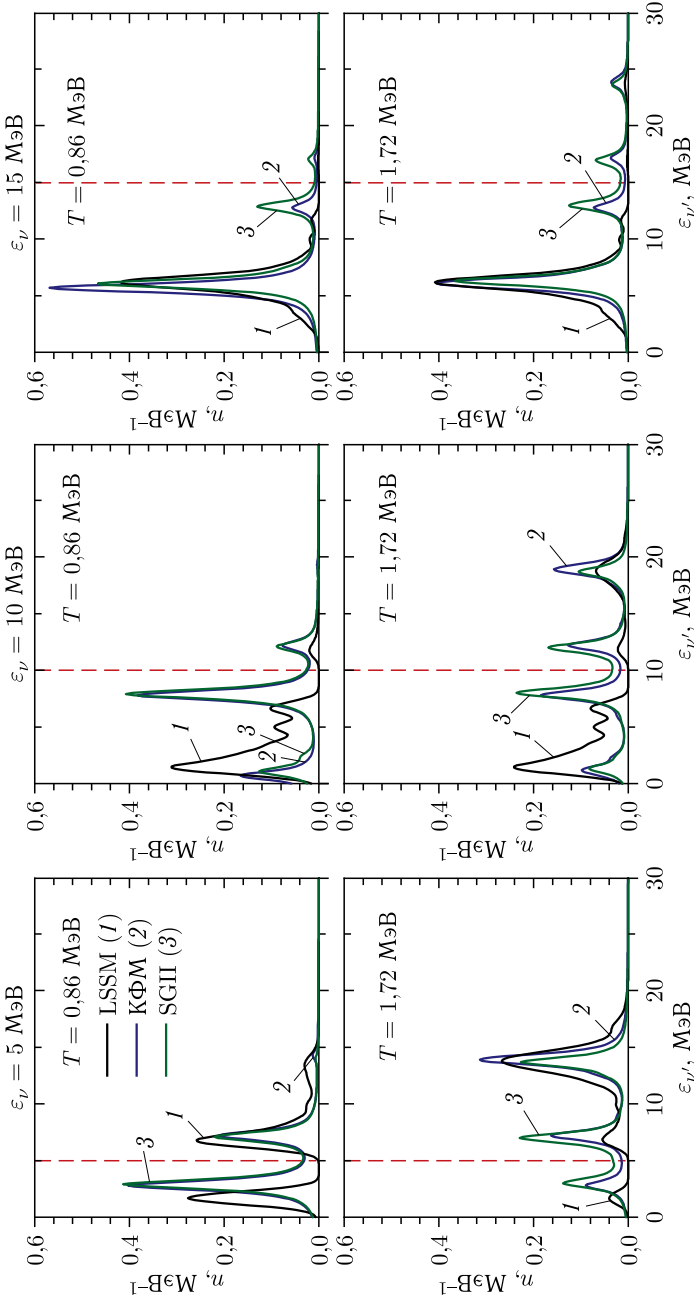


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Нормированный спектр нейтрино, рассеянных на ядре ^{56}Fe при $T = 0.86$ МэВ (верхний ряд) и $T = 1.72$ МэВ (нижний ряд). Результаты ТКПСФ-расчетов с гамилтонианом КФМ и взаимодействием SGI сравниваются с результатами LSSM-вычислений [19]. Для удобства сравнения результаты ТКПСФ-расчетов представлены с учетом размазки с помощью функции Брейта-Вигнера шириной 1 МэВ. Вертикальная штриховая линия соответствует энергии налетающих нейтрино $\epsilon_\nu = 5, 10, 15$ МэВ. Часть спектра, расположенная справа (слева) от этой линии, соответствует экзоэнергетическому (эндоэнергетическому) рассеянию

\uparrow - и \downarrow -переходов при рассеянии нейтрино с $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ на ^{56}Fe при $T = 0,86$ МэВ. Отсюда следует, что показанное на рис. 9 различие между сечениями ТКПСФ и LSSM при $T = 0,86$ МэВ и $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ связано с разницей в энергии и силе таких переходов. Напомним, что в ТКПСФ тепловые эффекты приводят к разблокировке ГТ₀-силы ниже порога реакции, что, в свою очередь, увеличивает компоненту силовой функции $E < 0$ (см. обсуждение рис. 5 и 6). В то же время в LSSM такие тепловые эффекты отсутствуют из-за использования ГБА. Именно по этой причине в ТКПСФ сечение рассеяния низкоэнергетических нейтрино при $T = 0,86$ МэВ оказывается существенно выше, чем в LSSM.

С увеличением энергии нейтрино становится возможным возбуждение ГТ₀-резонанса, что проявляется в спектре в виде максимума при энергии $\varepsilon_{\nu'} \approx \varepsilon_\nu - 9$ МэВ. Однако в ТКПСФ вклад в сечение разблокированных при $T = 0,86$ МэВ низкоэнергетических переходов остается доминирующим и для $\varepsilon_\nu = 10$ МэВ, в то время как согласно LSSM-расчетам рассеяние происходит главным образом за счет возбуждения ГТ₀-резонанса. В результате из-за большего фазового пространства для рассеянных нейтрино сечение ТКПСФ оказывается больше. Кроме того, сам спектр охватывает более широкий энергетический интервал. Дальнейшее увеличение энергии нейтрино при $T = 0,86$ МэВ приводит к тому, что тепловые эффекты перестают играть существенную роль, а сечение определяется энергией и силой перехода на ГТ₀-резонанс. При $\varepsilon_\nu > 15$ МэВ различие между сечениями на рис. 9 обусловлено разницей в силе перехода на ГТ₀-резонанс. Для КФМ-ТКПСФ и LSSM эта разница очень мала, что приводит к практически одинаковым результатам. В Скирм-ТКПСФ сечения оказываются несколько выше за счет большей силы ГТ₀-резонанса (см. табл. 3, ч. II).

При увеличении температуры до $T = 1,72$ МэВ в спектре рассеянных нейтрино появляется максимум при энергии $\varepsilon_{\nu'} \approx \varepsilon_\nu + 9$ МэВ, что соответствует девозбуждению ГТ₀-резонанса. Согласно LSSM-расчетам именно этот процесс дает основной вклад в рассеяние нейтрино с $\varepsilon_\nu = 5$ МэВ, в то время как в ТКПСФ разблокированные низкоэнергетические \uparrow - и \downarrow -переходы благодаря своей большей силе также играют существенную роль. Помимо этого, как было показано ранее (см. обсуждение рис. 6), в ТКПСФ тепловые эффекты при $T = 1,72$ МэВ усиливают вклад в силовую функцию не только низкоэнергетических \downarrow -переходов, но и переходов, связанных с девозбуждением ГТ₀-резонанса. Следовательно, превышение сечения ТКПСФ над сечением LSSM при $T = 1,72$ МэВ и $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ обусловлено как влиянием температуры на ГТ₀-резонанс, так и более сильной разблокировкой низкоэнергетических переходов. Усиление вклада низкоэнергетических \uparrow - и \downarrow -переходов в ТКПСФ приводит к уширению спектра рассеянных нейтрино по сравнению с LSSM.

LSSM-расчеты показывают, что при $T = 1,72$ МэВ, как и при $T = 0,86$ МэВ, основной вклад в рассеяние нейтрино с энергией

$\varepsilon_\nu = 10$ МэВ дает возбуждение Γ_{T_0} -резонанса. Напротив, согласно ТКПСФ-расчетам в рассеянии доминируют разблокированные низкоэнергетические \uparrow - и \downarrow -переходы и девозбуждение Γ_{T_0} -резонанса. Поэтому в ТКПСФ энергия рассеянных нейтрино оказывается в целом выше, чем в LSSM, что и ведет к увеличению сечения. Кроме того, согласно ТКПСФ-расчетам нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \approx 10$ МэВ могут рассеиваться в широком интервале энергии, в то время как LSSM-расчеты приводят к спектру с одним главным максимумом, который соответствует возбуждению Γ_{T_0} -резонанса.

Как и должно быть, влияние температурных эффектов на сечение ослабевает с ростом энергии нейтрино, вследствие чего разница между результатами ТКПСФ и LSSM уменьшается. Тем не менее даже при $\varepsilon_\nu = 15$ МэВ спектры, полученные в ТКПСФ, содержат заметную долю нейтрино, рассеянных за счет низкоэнергетических \uparrow - и \downarrow -переходов.

Итак, на примере ^{56}Fe мы показали, что в ТКПСФ тепловые эффекты играют более существенную роль в неупругом рассеянии низкоэнергетических нейтрино на нагретых ядрах, чем предсказывается LSSM-расчетами. Вызванные ростом температуры эффекты — разблокировка низкоэнергетических Γ_{T_0} -переходов, уменьшение энергии Γ_{T_0} -резонанса, а также усиление вклада \downarrow -переходов в силовую функцию — в совокупности приводят к тому, что для низкоэнергетических нейтрино ($\varepsilon_\nu \lesssim 10$ МэВ) сечения рассеяния, полученные в ТКПСФ, существенно превышают результаты LSSM. Как показано на рис. 9, различие между двумя способами расчетов может достигать одного порядка. Помимо этого, за счет перечисленных эффектов спектр рассеянных нейтрино охватывает более широкий интервал энергии по сравнению с LSSM. Также важно отметить, что результаты Ским-ТКПСФ-расчетов слабо зависят от используемой параметризации.

Как было отмечено в начале данного раздела, использование в компьютерном моделировании коллапса сечений неупругого рассеяния нейтрино, рассчитанных в модели LSSM + RPA, не привело к существенным изменениям в динамике коллапса [23]. Хотя результаты ТКПСФ-расчетов при компьютерном моделировании сверхновых не применялись, превышение сечений ТКПСФ над результатами метода LSSM + RPA позволяет предсказать возможные последствия их использования: 1) увеличение нейтринной непрозрачности вещества, которое затронет прежде всего низкоэнергетические нейтрино $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ (из-за этого должна понизиться скорость делеptonизации вещества кора на стадии захвата нейтрино, что, в свою очередь, приведет к увеличению лептонной компоненты $Y_{\text{lep}} = Y_e + Y_\nu$, а значит, и массы внутреннего гомологичного ядра); 2) так как рост сечения вызван главным образом экзотическим рассеянием, то более эффективно должен происходить процесс охлаждения вещества; 3) более широкий спектр рассеянных нейтрино должен повысить скорость термализации нейтрино.

3.3. Обмен энергией в нейтрино-ядерном рассеянии. Помимо перечисленных эффектов увеличение энергии нейтрино в экзотергетическом рассеянии на нагретых ядрах способно в какой-то мере компенсировать подавление высокоэнергетической части спектра, связанное с возбуждением резонансов, и тем самым облегчить их обнаружение наземными детекторами. По спектрам нейтрино на рис. 10 видно, что процесс обмена энергией между нейтрино и нагретыми ядрами существенным образом зависит как от энергии нейтрино, так и от температуры среды. В зависимости от условий доминировать могут как экзотергетические ($\varepsilon_{\nu'} > \varepsilon_{\nu}$), так и эндотергетические ($\varepsilon_{\nu'} < \varepsilon_{\nu}$) процессы. Детальное исследование обмена энергией в нейтрино-ядерном рассеянии проведено в наших работах [52, 53]. Следуя этим работам, для количественных оценок энергии, переданной от ядра к нейтрино, рассмотрим среднее изменение энергии нейтрино в единичном акте рассеяния:

$$\langle \Delta \varepsilon_{\nu} \rangle = -\frac{1}{\sigma(\varepsilon_{\nu}, T)} \int_{-\infty}^{\varepsilon_{\nu}} E \frac{d\sigma(\varepsilon_{\nu}, E, T)}{dE} dE. \quad (10)$$

При $\langle \Delta \varepsilon_{\nu} \rangle < 0$ нейтрино в среднем теряет энергию, а при $\langle \Delta \varepsilon_{\nu} \rangle > 0$ — увеличивает. Последний процесс возможен лишь при рассеянии на нагретых ядрах.

Изменение энергии нейтрино при прохождении слоя вещества зависит как от $\langle \Delta \varepsilon_{\nu} \rangle$, так и от числа столкновений. Поэтому рассмотрим также тормозную способность вещества $\Sigma(\varepsilon_{\nu}, T, \rho)$, которая равна среднему изменению энергии нейтрино при прохождении слоя вещества единичной толщиной [54, с. 8]:

$$\frac{d\varepsilon_{\nu}}{dl} = \Sigma(\varepsilon_{\nu}, T, \rho). \quad (11)$$

Будем предполагать, что вещество коллапсирующего кора состоит из ядер ^{56}Fe . Так как число столкновений на единицу длины равно произведению сечения на число рассеивающих центров в единице объема, т. е. $\sigma(\varepsilon_{\nu}, T)\rho_{\text{Fe}} = l_f^{-1}$, где l_f — средняя длина свободного пробега, то $\Sigma(\varepsilon_{\nu}, T, \rho) = \sigma(\varepsilon_{\nu}, T)\rho_{\text{Fe}}\langle \Delta \varepsilon_{\nu} \rangle$ или

$$\Sigma(\varepsilon_{\nu}, T, \rho) = -\rho_{\text{Fe}} \int_{-\infty}^{\varepsilon_{\nu}} E \frac{d\sigma(\varepsilon_{\nu}, E, T)}{dE} dE. \quad (12)$$

Считая, что неупругое рассеяние нейтрино происходит только за счет Γ_{T_0} -переходов, выразим тормозную способность через силовую функцию $S_{\Gamma_{T_0}}(E, T)$ согласно выражению (4):

$$\Sigma(\varepsilon_{\nu}, T, \rho) = -\rho_{\text{Fe}} \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \int_{-\infty}^{\varepsilon_{\nu}} E(\varepsilon_{\nu} - E)^2 S_{\Gamma_{T_0}}(E, T) dE = -\rho_{\text{Fe}} \frac{G_F^2}{\pi(\hbar c)^4} \times$$

$$\times \left[\sum_{k, \omega_k < \varepsilon_\nu} \omega_k (\varepsilon_\nu - \omega_k)^2 B_k - \sum_k \omega_k (\varepsilon_\nu + \omega_k)^2 B_k \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) \right]. \quad (13)$$

При рассеянии на холодном веществе вклад от второй суммы равен нулю, поэтому $\Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho) \leq 0$. При $T \neq 0$ тормозная способность может принимать положительные значения за счет экзоэнергетических переходов с термически возбужденных состояний. Вклад таких переходов усиливается за счет множителя $(\varepsilon_\nu + \omega_k)^2$, который определяет объем фазового пространства рассеянного нейтрино.

С помощью Ским-ТКПСФ со SkM*-взаимодействием $\Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho)$ и $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle = \Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho) / (\sigma(\varepsilon_\nu, T) \rho_{\text{Fe}})$ были рассчитаны для ^{56}Fe [52, 53]. На рис. 11, а средняя переданная энергия $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle$ показана как функция энергии налетающего нейтрино для различных значений температуры. Как следует из этого рисунка, при рассматриваемых температурах рассеяние низкоэнергетических нейтрино ($\varepsilon_\nu < 5$ МэВ) всегда имеет экзоэнергетический характер, т.е. способствует охлаждению материи сверхновой. Стоит отметить, что в пределе $\varepsilon_\nu \rightarrow 0$ при достаточно высоких температурах ($T > 1$ МэВ) средняя переданная энергия перестает зависеть от температуры, а полученное значение $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle_{\varepsilon_\nu=0} \approx 9$ МэВ соответствует девозбуждению ГТ₀-резонанса. Для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu > 5$ МэВ величина средней переданной энергии зависит от температуры: при росте T меняется от отрицательного значения к положительному. При этом оказывается, что чем выше температура, тем больше энергия нейтрино, при которой происходит смена эндоэнергетического

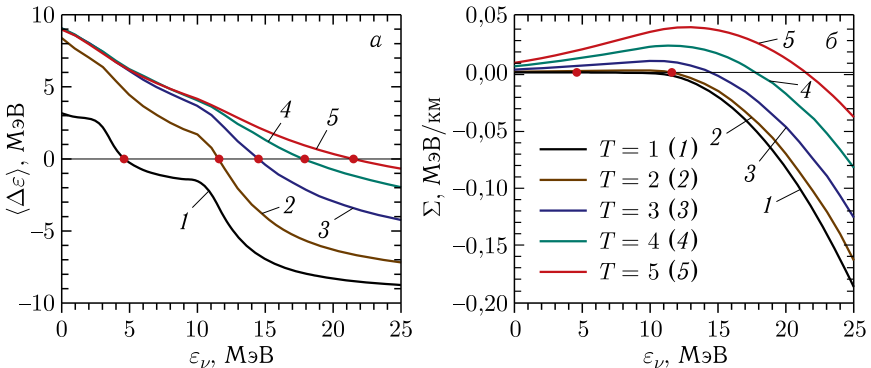


Рис. 11 (цветной в электронной версии). а) Средняя переданная энергия нейтрино при неупругом рассеянии на ядре ^{56}Fe как функция энергии налетающего нейтрино ε_ν для нескольких значений температуры T (в МэВ). б) Тормозная способность вещества, состоящего из ^{56}Fe , при плотности $\rho = 10^{12}$ г/см³ как функция энергии нейтрино для нескольких значений температуры. Кружками отмечены значения (T, ε_ν) , при которых происходит смена режима рассеяния: $(T, \varepsilon_\nu) = (1, 4, 6)$, $(2, 11, 6)$, $(3, 14, 5)$, $(4, 17, 9)$, $(5, 21, 5)$

режима рассеяния на экзоэнергетический. Можно было ожидать, что для высокоэнергетических нейтрино ($\varepsilon_\nu = 20\text{--}25$ МэВ) основной вклад в процесс обмена энергией будет давать возбуждение ГТ₀-резонанса, следовательно, $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle \approx -9$ МэВ. Однако это справедливо лишь при низких температурах. Отклонение от данного значения при высоких T говорит о том, что в обмене энергией важную роль играют разблокированные низкоэнергетические и \downarrow -переходы с термически возбужденных состояний.

Зависимость тормозной способности $\Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho)$ от ε_ν и T показана на рис. 11, б. Приведенные на этом рисунке данные соответствуют плотности вещества $\rho = 10^{12}$ г/см³ (т. е. $\rho_{\text{Fe}} = \rho/M(^{56}\text{Fe}) \approx 10^{34}$ см⁻³), которая реализуется в коллапсирующем ядре на стадии запираания нейтрино. Как и должно быть, с ростом температуры увеличивается способность вещества передавать энергию нейтринному излучению. Однако в отличие от средней переданной энергии $\Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho)$ демонстрирует немонотонную зависимость от энергии нейтрино в экзоэнергетическом режиме рассеяния. Такое поведение обусловлено одновременным ростом сечения и уменьшением средней переданной энергии в единичном акте рассеяния. Энергия нейтрино, при которой $\Sigma(\varepsilon_\nu, T, \rho)$ принимает максимальное значение, растет с увеличением температуры. Таким образом, повышение температуры не только способствует росту передачи энергии от вещества нейтринному излучению, но и увеличивает энергию ε_ν , при которой эта передача происходит наиболее эффективно. Важно отметить, что при температуре $T \gtrsim 2$ МэВ и типичной энергии нейтрино $\varepsilon_\nu = 10\text{--}15$ МэВ реализуется именно экзоэнергетический режим рассеяния, т. е. спектр нейтрино будет сдвигаться в сторону больших значений энергии. Предполагая прямолинейное распространение нейтрино в ядре радиусом 100 км и постоянство температуры внутри него, для изменения энергии нейтрино получим оценку $\Delta\varepsilon_\nu \approx 1\text{--}5$ МэВ, сравнимую с первоначальной энергией нейтрино. Отклонение от прямолинейного распространения увеличивает пройденное расстояние и, следовательно, должно увеличить $\Delta\varepsilon_\nu$.

Учет температурного профиля вещества вдоль пути распространения нейтрино сложным образом влияет на спектр нейтрино, так как в горячих областях нейтрино приобретает энергию, а в холодных — теряет. Температура, при которой происходит смена режима рассеяния для данной энергии нейтрино, в общем случае зависит от деталей распределения ГТ₀-силы. Однако можно показать, что при энергии ε_ν , превышающей энергию ГТ₀-резонанса, данная температура зависит только от энергии ГТ₀-резонанса и энергии ε_ν . С этой целью в работах [52, 53] рассеяние нейтрино на нагретом ⁵⁶Fe сравнивалось с рассеянием на двухуровневой квантовой системе, которая моделирует невырожденный нуклонный газ в сильном магнитном поле. Наличие магнитного поля приводит к снятию вырождения между энергетическими уровнями нуклонов со спинами, направленными вдоль и против поля, что делает возможным экзоэнергетическое рассеяние за счет девозбуждения верхнего уровня.

Простота данной модели позволяет получить аналитическое выражение для температуры, при которой происходит смена режима рассеяния:

$$T_{\text{ch}} = 0,5\Delta \left[\ln\left(1 + \frac{\Delta}{\varepsilon_\nu}\right) - \Theta\left(1 - \frac{\Delta}{\varepsilon_\nu}\right) \ln\left(1 - \frac{\Delta}{\varepsilon_\nu}\right) \right]^{-1}, \quad (14)$$

где Δ — величина расщепления между уровнями, а $\Theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. При $\Delta \ll \varepsilon_\nu$ смена режима рассеяния происходит при $T_{\text{ch}} \approx \varepsilon_\nu/4$. Можно показать [52, 53], что фактор $1/4$ в этом соотношении возникает из-за степени 2 в множителе $(\varepsilon_\nu - E)^2$, который задает объем фазового пространства для рассеянного нейтрино в выражении (13).

Зависимость (14) представлена на рис.12 для разных значений Δ . Область под каждой кривой соответствует режиму эндоэнергетического рассеяния. Как видно из этого рисунка, при температуре $T > \varepsilon_\nu/4$ независимо от значения Δ всегда осуществляется экзоэнергетический режим рассеяния. Отмеченные на рис.11 значения (ε_ν, T) , при которых происходит смена режима рассеяния на ^{56}Fe , выделены на рис.12 кружками. Как следует из рис.12, при энергии нейтрино, превышающей энергию ГТ₀-резонанса в ^{56}Fe , кружки с хорошей точностью попадают на кривую, соответствующую намагниченному нуклонному газу

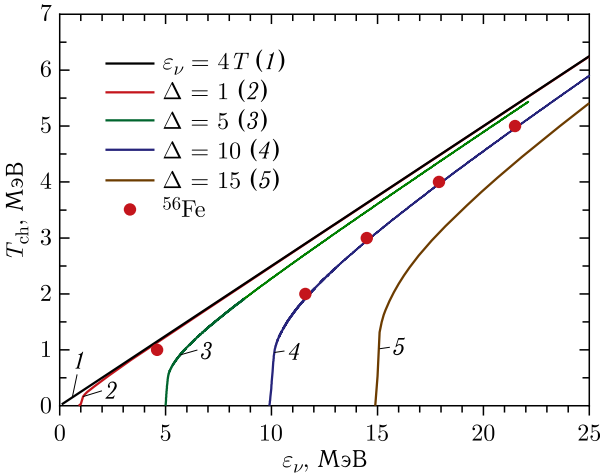


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Зависимость между энергией ε_ν нейтрино и температурой T_{ch} , при которой средняя переданная энергия $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle$ обращается в нуль. Для намагниченного нуклонного газа эта зависимость показана для разных значений расщепления Δ (в МэВ) с помощью различных кривых. Черная прямая (1) соответствует соотношению $T = \varepsilon_\nu/4$. Для данного значения Δ область под кривой соответствует эндоэнергетическому рассеянию. Кружки соответствуют рассеянию на ядре ^{56}Fe и идентичны кружкам на рис. 11

с расщеплением между уровнями $\Delta = 10$ МэВ. Данный результат свидетельствует о том, что при энергии нейтрино, превышающей энергию ГТ₀-резонанса, процесс обмена энергией между нагретыми ядрами и нейтрино происходит главным образом за счет возбуждения и девозбуждения ГТ₀-резонанса, энергия которого в средних и тяжелых ядрах составляет около 10 МэВ. Поэтому, чтобы предсказать режим рассеяния нейтрино с $\varepsilon_\nu > 10$ МэВ, достаточно воспользоваться соотношением (14) с $\Delta = 10$ МэВ. Если $T < T_{ch}$, то реализуется эндоэнергетическое рассеяние, если же $T > \varepsilon_\nu/4$, то однозначно реализуется экзоэнергетический режим. Для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \gtrsim 15$ МэВ с хорошей точностью можно считать, что $T_{ch} \approx \varepsilon_\nu/4$.

4. ИСПУСКАНИЕ ПАРЫ НЕЙТРИНО–АНТИНЕЙТРИНО НАГРЕТЫМИ ЯДРАМИ

Как уже отмечалось, для того чтобы выяснить суммарный эффект, который оказывают нейтрино на процесс коллапса, в расчеты переноса нейтрино в сверхновой следует включить все возможные процессы с их участием. В первую очередь это касается процессов, которые ведут к образованию низкоэнергетических нейтрино ($\varepsilon_\nu \lesssim 10$ МэВ), так как такие нейтрино легче диффундируют наружу благодаря малому сечению когерентного рассеяния. Зарядово-обменные реакции (e^- -захват, β -распад) в веществе сверхновой приводят к образованию электронных (анти)нейтрино. При температурах, реализующихся во время коллапса, нейтрино других типов могут образовываться только в форме $\nu\bar{\nu}$ -пар в реакциях за счет нейтральных токов. В отличие от электронных нейтрино, образование которых может быть частично или полностью блокироваться наличием в веществе сверхновой газа из ν_e , мюонные и таонные (анти)нейтрино не подвержены блокировке. Кроме того, при соответствующих энергиях они не участвуют в зарядово-обменных реакциях, а значит, легче покидают звезду.

Принято считать, что главную роль в образовании $\nu\bar{\nu}$ -пар в веществе сверхновой играют такие реакции, как аннигиляция электрон-позитронных пар и тормозное излучение при нуклон-нуклонном рассеянии [5, 55]. Однако высокая температура внутреннего кора на финальной стадии коллапса делает возможным процесс, в котором $\nu\bar{\nu}$ -пары образуются при девозбуждении атомных ядер

$$(A, Z)^* \rightarrow (A, Z) + \nu_k + \bar{\nu}_k, \quad (15)$$

где индекс $k = e, \mu, \tau$ обозначает три поколения нейтрино. Важность данного процесса как одного из возможных механизмов потери энергии звездой впервые была отмечена Понтекорво [56]. Позже Бакалл и др. [57] указали на то, что, несмотря на малую скорость, этот процесс может оказаться важным благодаря большой вероятности возбуждения высоколежащих ядерных уровней при звездных температурах ($T \gtrsim 1$ МэВ).

Оценки, приведенные в работе [58], показали, что при некоторых режимах температуры и плотности железного кора испускание $\nu\bar{\nu}$ -парами дает существенный вклад в нейтринное излучение звезды. Если в реакции (15) образуются нейтрино с достаточно низкой энергией, чтобы покинуть звезду, то она служит своеобразным термостатом, обеспечивающим увеличение потерь энергии при повышении температуры. В этом разделе мы применим ТКПСФ для расчета скоростей испускания $\nu\bar{\nu}$ -пар и излучения энергии.

Рассмотрим процесс, в котором ядро из возбужденного состояния с энергией E_i распадается на состояние с меньшей энергией E_f с испусканием виртуального Z^0 -бозона. Разница между энергией начального и конечного состояний $\Delta E_{if} = E_i - E_f$ уносится парой $\nu\bar{\nu}$, которая образуется при распаде Z^0 -бозона. При небольших значениях ΔE_{if} основной вклад в девозбуждение ядра вносят разрешенные GT_0 -переходы. Так как кинематика такого процесса совпадает с кинематикой β -распада, то скорость перехода с состояния i на состояние f с испусканием $\nu\bar{\nu}$ -пары можно записать в следующем виде [12, 57, 59]:

$$\lambda_{if} = 3 \frac{G_F^2 g_A^2}{60\pi^3 \hbar^7 c^6} (\Delta E_{if})^5 B_{if}(GT_0) = 3\lambda_0 (\Delta E_{if})^5 B_{if}(GT_0), \quad (16)$$

$$\lambda_0 \approx 1,72 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-5},$$

где $B_{if}(GT_0) = |\langle J_f \| GT_0 \| J_i \rangle|^2 / (2J_i + 1)$ — приведенная вероятность (сила) GT_0 -перехода. Множитель 3 в выражении (16) учитывает три возможных типа нейтрино. Нас интересует полная скорость распада нагретого ядра за счет испускания пары $\nu\bar{\nu}$, а также соответствующая скорость потери энергии. Зная скорости λ_{if} , полную скорость испускания $\nu\bar{\nu}$ -пар Λ и скорость потери энергии P можно получить, просуммировав взвешенные с бальцмановским фактором скорости отдельных переходов:

$$\Lambda(T) = \sum_{i,f} p_i(T) \lambda_{if} \quad (17)$$

и

$$P(T) = \sum_{i,f} p_i(T) \Delta E_{if} \lambda_{if}, \quad (18)$$

где $p_i(T) = (2J_i + 1) \exp(-E_i/T) / Z$ — вероятность теплового заселения i -го состояния ядра.

В пионерской работе [57] испускание пары $\nu\bar{\nu}$ рассматривалось при относительно небольших температурах, когда лишь несколько нижайших состояний ядра дают вклад в суммы (17) и (18). Матричные элементы соответствующих гамов-теллеровских переходов с возбужденных состояний на основное определялись по экспериментальным вероятностям $M1$ γ -распадов. При более высоких температурах ($T \approx 1-2$ МэВ) точное вычисление сумм становится нереальным из-за экстремально большой

плотности состояний при соответствующих энергиях возбуждения ядра*. Кроме того, свойства высоколежащих уровней, как правило, неизвестны, следовательно, неизвестны матричные элементы оператора Гамова–Теллера. В работе Кроуфорда и др. [59] энергия, уносимая нейтрино за счет переходов с высоколежащих уровней, параметризовалась для каждого ядра в интервале температур $0,08 \leq T_{10} \leq 0,6$ ($T_{10} = T/10^{10}$ К) посредством замены последовательности дискретных ядерных уровней статистически оцененной плотностью ядерных состояний. Матричные элементы ГТ₀-оператора оценивались методом, подобным тому, что использовался в работе [57]. Позже процесс испускания нейтринных пар при высоких температурах изучали Колб и Мазурек [12]. Они использовали ГТ₀-силовую функцию, вычисленную в модели ферми-газа. Эти расчеты были, в свою очередь, улучшены Фуллером и Мейером [14], использовавшими одночастичную оболочечную модель.

В рамках статистического подхода вместо суммирования по всем возможным начальным и конечным ядерным состояниям скорости распада и потери энергии выражаются через зависящую от температуры силовую функцию ГТ₀-переходов. Чтобы продемонстрировать это, определим парциальную скорость распада, которая характеризует скорость излучения $\nu\bar{\nu}$ -пары с энергий $\mathcal{E} = \varepsilon_\nu + \varepsilon_{\bar{\nu}}$:

$$\lambda(\mathcal{E}, T) = \sum_{i,f} p_i(T) \lambda_{if} \delta(\Delta E_{if} - \mathcal{E}). \quad (19)$$

Далее, используя определение ((115), ч. I), выразим парциальную скорость распада через силовую функцию ГТ₀-переходов:

$$\lambda(\mathcal{E}, T) = \lambda_0 \mathcal{E}^5 S_{GT_0}(-\mathcal{E}, T) = 3\lambda_0 \mathcal{E}^5 e^{-\mathcal{E}/T} S_{GT_0}(\mathcal{E}, T). \quad (20)$$

В последнем равенстве мы применили принцип детального баланса для зарядово-нейтральных переходов ((119), ч. I). Из полученного выражения следует, что бoльцмановский фактор $e^{-\mathcal{E}/T}$ подавляет излучение высокоэнергетической $\nu\bar{\nu}$ -пары, в то время как статистический множитель \mathcal{E}^5 , связанный с объемом фазового пространства вылетающих нейтрино, усиливает этот процесс. При прочих равных условиях $\lambda(\mathcal{E}, T)$ принимает максимальное значение при $\mathcal{E} = 5T$.

Интегрированием парциальной скорости распада по энергии \mathcal{E} получена полная скорость испускания $\nu\bar{\nu}$ -пар:

$$\Lambda(T) = 3\lambda_0 \int_0^\infty \mathcal{E}^5 e^{-\mathcal{E}/T} S_{GT_0}(\mathcal{E}, T) d\mathcal{E}. \quad (21)$$

* В работе [60] предпринята попытка использования LSSM-расчетов при изучении испускания $\nu\bar{\nu}$ -пары ядром ^{28}Si . Но даже в случае легких ядер при относительно низких температурах приходится ограничиваться несколькими возбужденными конфигурациями.

Нормированный спектр $\nu\bar{\nu}$ -пар определяется отношением $n(\mathcal{E}, T) = \lambda(\mathcal{E}, T)/\Lambda(T)$. Аналогично получим выражение для скорости потери энергии:

$$P(T) = 3\lambda_0 \int_0^{\infty} \mathcal{E}^6 e^{-\mathcal{E}/T} S_{GT_0}(\mathcal{E}, T) d\mathcal{E}. \quad (22)$$

Отношение скоростей $\langle \mathcal{E} \rangle = P(T)/\Lambda(T)$ характеризует среднюю энергию испускаемых $\nu\bar{\nu}$ -пар.

Выражения (21) и (22) являются точными в том смысле, что при их выводе не было сделано никаких дополнительных предположений, кроме того, что распад осуществляется только за счет GT_0 -переходов вниз (\downarrow -переходов). В рамках метода ТКПСФ \downarrow -переходы описываются как переходы с теплового вакуума на тильдованные однофононные состояния с отрицательной энергией. Подстановка силовой функции GT_0 -переходов (4) в соотношения (21) и (22) приводит к следующим выражениям для скорости испускания пары и потерь энергии:

$$\Lambda(T) = 3\lambda_0 \sum_k \omega_k^5 e^{-\omega_k/T} B_k(GT_0) = \sum_k \Lambda_k(T) \quad (23)$$

и

$$P(T) = \sum_k \omega_k \Lambda_k(T), \quad (24)$$

где $\Lambda_k(T) = 3\lambda_0 \omega_k^5 e^{-\omega_k/T} B_k(GT_0)$ — парциальная скорость распада.

Влияние температуры на GT_0 -силовую функцию \downarrow -переходов обсуждалось в п. 3.1. Здесь мы рассмотрим проявление тепловых эффектов с точки зрения оболочечной модели ядра. Для этого на рис. 13 приведены результаты расчетов КФМ-ТКПСФ GT_0 -силовой функции \downarrow -переходов в ^{56}Fe и ^{82}Ge при трех значениях температуры. Силовая функция показана как функция энергии \mathcal{E} , выделяющейся при излучении пары $\nu\bar{\nu}$, т. е. каждый из пиков соответствует силе перехода на тильдованное однофононное 1^+ -состояние с энергией $\omega = -\mathcal{E}$. Хотя в деталях GT_0 -распределения для ^{56}Fe и ^{82}Ge несколько различаются, в основном они близки: при небольших температурах ($T = 0,5$ МэВ) сила переходов сосредоточена в области энергий между 2 и 3 МэВ. С ростом температуры появляются GT_0 -переходы больших энергий и увеличивается полная сила переходов. Кроме того, при больших значениях \mathcal{E} фрагментация силовой функции возрастает.

Вышеописанные изменения распределений GT_0 -силы \downarrow -переходов в зависимости от температуры легко объяснить в рамках модели оболочек. Прежде всего отметим, что только переходы между одночастичными уровнями, составляющими спин-орбитальный дублет, дают вклад в суммарную GT_0 -силу. Поэтому энергии переходов определяются величиной спин-орбитального расщепления оболочек в рассматриваемом ядре. Некоторое увеличение энергий переходов по сравнению с одно-

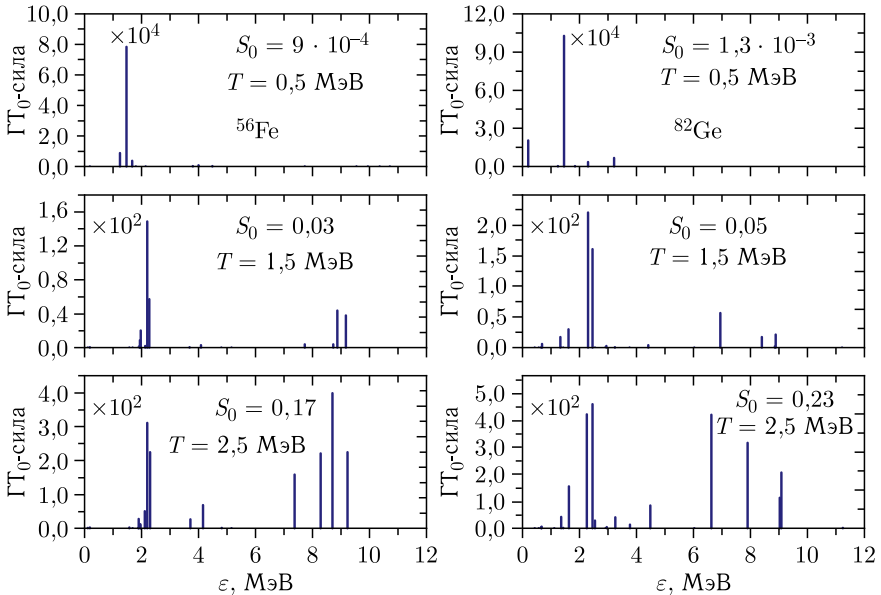


Рис. 13. Распределение GT_0 -силы \downarrow -переходов в ядрах ^{56}Fe (слева) и ^{82}Ge (справа) для трех значений температуры: $T = 0,5, 1,5, 2,5$ МэВ. По оси абсцисс отложена энергия $\mathcal{E} = \varepsilon_\nu + \varepsilon_{\bar{\nu}}$, уносимая нейтрино. Также указан масштабирующий множитель и полная GT_0 -сила \downarrow -переходов

частичными значениями происходит под влиянием спаривания и отталкивающего спин-мультипольного взаимодействия в канале частица–дырка.

Проиллюстрируем эти рассуждения на примере оболочечной структуры ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge . При температуре $T = 0,5$ МэВ разблокируются одночастичные \downarrow -переходы между подоболочками, близкими к уровню Ферми. В ядре ^{56}Fe — это переходы $2p_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ для протонов и нейтронов. В нейтронно-избыточном ядре ^{82}Ge нейтронная подоболочка $2p_{3/2}$ расположена намного ниже уровня Ферми и при низких температурах практически не разблокируется. Поэтому в ^{82}Ge переход $2p_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ возможен только для протонов. Таким образом, для ядер группы железа и нейтронно-избыточных ядер с $Z < 40$ энергия GT_0 -переходов вниз (\downarrow -переходов) при небольших температурах задается спин-орбитальным расщеплением $2p$ -оболочки, величина которого составляет 2–3 МэВ.

Рост температуры ядра приводит к тепловому заселению вышележащих подоболочек. В результате возникает возможность \downarrow -переходов между спин-орбитальными партнерами с большими значениями полного углового момента и, следовательно, с большим спин-орбитальным расщеплением. В ^{56}Fe это нейтронные и протонные переходы $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$, $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2}$. Фрагментация силы GT_0 -переходов при высоких энерги-

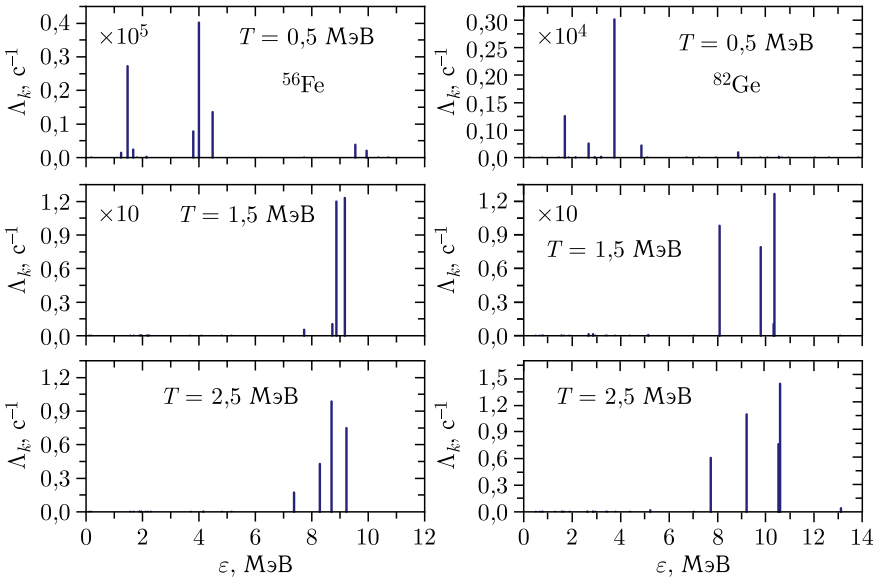


Рис. 14. Парциальные скорости испускания пары $\nu\bar{\nu}$ ядрами ^{56}Fe (слева) и ^{82}Ge (справа) при трех значениях температуры: $T = 0,5, 1,5, 2,5$ МэВ. По оси абсцисс отложена энергия $\mathcal{E} = \varepsilon_\nu + \varepsilon_{\bar{\nu}}$, уносимая нейтрино. Также указан масштабирующий множитель

яж \mathcal{E} отражает различие в величине спин-орбитального расщепления оболочек $1f$ и $1g$. То же самое происходит и в ядре ^{82}Ge , с тем лишь отличием, что добавляется вклад нейтронного перехода $1h_{11/2} \rightarrow 1h_{9/2}$ с энергией выше 10 МэВ.

Рассчитанные в ТКПСФ парциальные скорости распада Λ_k , характеризующие спектр испускаемых пар $\nu\bar{\nu}$ при различных температурах, показаны на рис. 14. Из представленных результатов с очевидностью следует, что статистический множитель \mathcal{E}^5 обеспечивает доминирующий вклад в спектр от высокоэнергетических пар $\nu\bar{\nu}$. Этот эффект наиболее ярко выражен при промежуточных значениях T . Сравнение распределений на рис. 13 и 14, относящихся к $T = 1,5$ МэВ, показывает, что максимум в спектре $\nu\bar{\nu}$ -пар ($\mathcal{E} \approx 8-10$ МэВ) расположен при гораздо более высоких энергиях, нежели максимум распределения ГТ₀-силы ($\mathcal{E} \approx 2-3$ МэВ). Таким образом, за счет статистического множителя \mathcal{E}^5 повышение температуры вызывает ускоренный рост энергии излучаемых нейтрино.

В нашей работе [28] рассчитанные в КФМ-ТКПСФ нормированные спектры $n(\mathcal{E}, T)$ испускаемых $\nu\bar{\nu}$ -пар сравнивались с результатами Скирм-ТКПСФ-расчетов. Результаты представлены на рис. 15 для двух значений температуры ($T = 0,86$ и $1,72$ МэВ) и трех различных взаимодействий Скирм. Для удобства сравнения спектры показаны с учетом

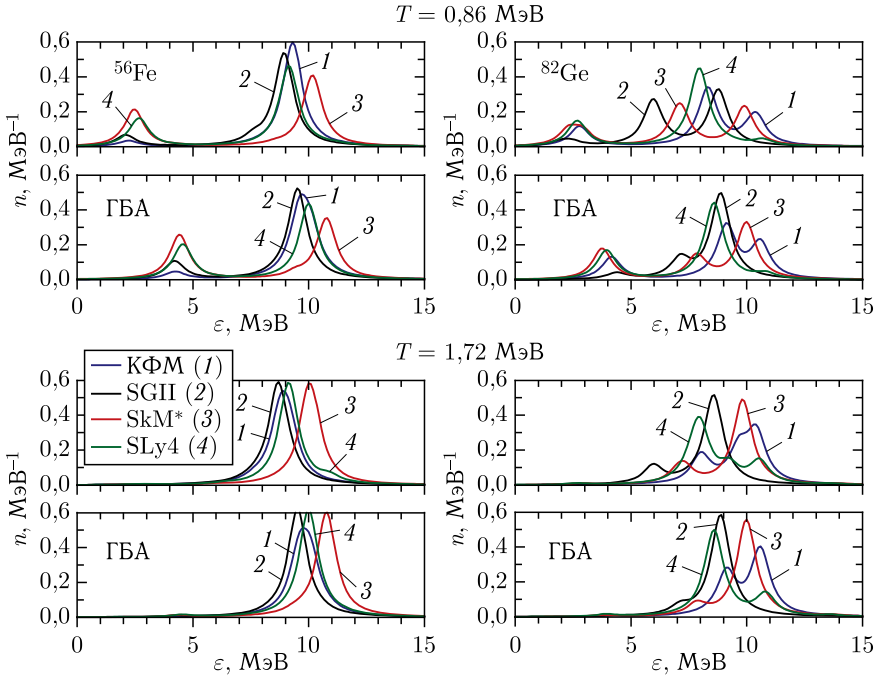


Рис. 15 (цветной в электронной версии). Нормированный спектр $\nu\bar{\nu}$ -пар, испущенных ^{56}Fe (слева) и ^{82}Ge (справа) при $T = 0,86$ и $1,72$ МэВ. Также показаны спектры, полученные с применением ГБА

размазки с помощью функции Брейта–Вигнера шириной 1 МэВ. Как видно из этого рисунка, все варианты ТКПСФ-расчетов демонстрируют с увеличением температуры рост вклада в спектр от высокоэнергетических $\nu\bar{\nu}$ -пар. Для ^{56}Fe данный эффект проявляется в виде исчезновения максимума, связанного с низкоэнергетическими \downarrow -переходами, и роста вклада от $\nu\bar{\nu}$ -пар, образовавшихся в результате распада ГТ₀-резонанса. Вклад в спектр от таких пар концентрируется в одном максимуме, энергия которого меняется в пределах 2 МэВ в зависимости от параметров ядерной модели. В случае ^{82}Ge некоторые варианты расчетов (КФМ-ТКПСФ, Ским-ТКПСФ с силами SGII и SkM*) предсказывают значительную фрагментацию ГТ₀-резонанса. Из-за этого соответствующая часть спектра $\nu\bar{\nu}$ -пар оказывается распределенной в широком интервале энергий, а рост температуры приводит к усилению ее высокоэнергетической части.

На рис. 15 также приводятся спектры, рассчитанные с использованием ГБА, т.е. путем обращения распределения ГТ₀-силы для основного состояния ядра с помощью принципа детального баланса. Именно таким способом изучался рассматриваемый процесс в работе [55]. Хотя спек-

тры, полученные без применения и с применением ГБА, схожи друг с другом, в первом случае они сдвинуты в область низких энергий. Сдвиг наиболее заметен в области спектра $\mathcal{E} < 5$ МэВ и обусловлен влиянием температуры на энергию низкоэнергетических ГТ₀-переходов.

На рис. 16 полная скорость распада Λ и скорость потери энергии P представлены для ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge как функции температуры. Как и ожидалось, обе величины демонстрируют сильную температурную зависимость. Из предшествующего обсуждения ясно, что причина этого состоит в тепловой разблокировке высокоэнергетических ГТ₀-переходов вниз (\downarrow -переходов), вклад которых усиливается статистическим множителем \mathcal{E}^5 . Кроме того, оказывается, что при рассмотренных значениях температуры рассчитанные скорости Λ и P для ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge близки, несмотря на существенную разницу масс этих ядер. Однако при ближайшем рассмотрении это обстоятельство не выглядит очень уж удивительным. Как показано выше, в обоих ядрах в испускание $\nu\bar{\nu}$ -пар основной вклад дают одни и те же одночастичные \downarrow -переходы.

При сравнении результатов расчетов КФМ-ТКПСФ и Скирм-ТКПСФ на рис. 16 видно, что различия в силовых функциях ГТ₀-переходов

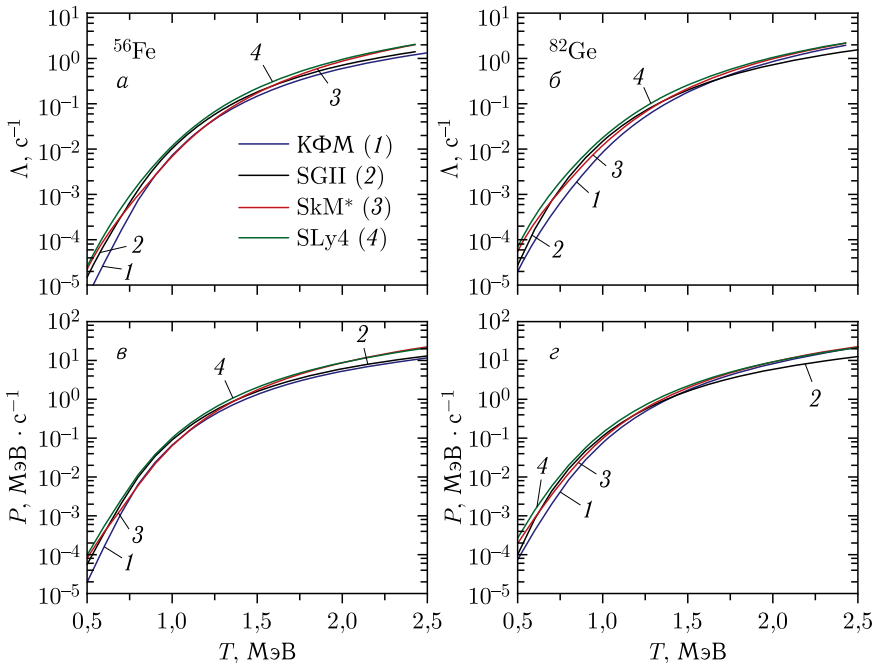


Рис. 16 (цветной в электронной версии). Полная скорость распада Λ (а, б) и скорость потери энергии P (в, г) для ядер ^{56}Fe и ^{82}Ge как функции температуры ядра

приводят к разбросу в величине скорости распада и потери энергии. Для используемых нами скирмовских параметризаций разброс достигает фактора 4. Он максимален при низких температурах, т. е. там, где основную роль играют низкоэнергетические переходы. Уменьшение разброса с ростом температуры связано с тем, что изменение больцмановского фактора $e^{-\mathcal{E}/T}$ и статистического множителя \mathcal{E}^5 взаимно компенсируют друг друга. Из-за этого разница в энергии ГТ₀-резонанса не оказывает сильного влияния на скорости Λ и P . Вариация полной ГТ₀-силы не столь существенна (см. табл. 3, ч. II), чтобы оказать значительное влияние на результаты расчетов скоростей.

Посредством величин Λ и P мы рассчитали среднюю энергию испускаемой $\nu\bar{\nu}$ -пары: $\langle \mathcal{E} \rangle = P/\Lambda$ (рис. 17). Как следует из наших расчетов, независимо от используемых сил средняя энергия $\langle \mathcal{E} \rangle$ быстро растет с увеличением температуры до значения $T \approx 1,0$ МэВ. После этого согласно расчетам ТКПСФ основной вклад в процесс испускания пары дает девозбуждение ГТ₀-резонанса. В результате при $T > 1,0$ МэВ значение $\langle \mathcal{E} \rangle$ практически не зависит от температуры и определяется энергией ГТ₀-резонанса*. Таким образом, для $T > 1,0$ МэВ средняя энергия испускаемых $\nu\bar{\nu}$ -пар зависит от спин-орбитального расщепления оболочек f , g и h . Этот вывод важен для оценки роли нейтронно-избыточных ядер с массовыми числами $A \sim 100$ в рассматриваемом процессе.

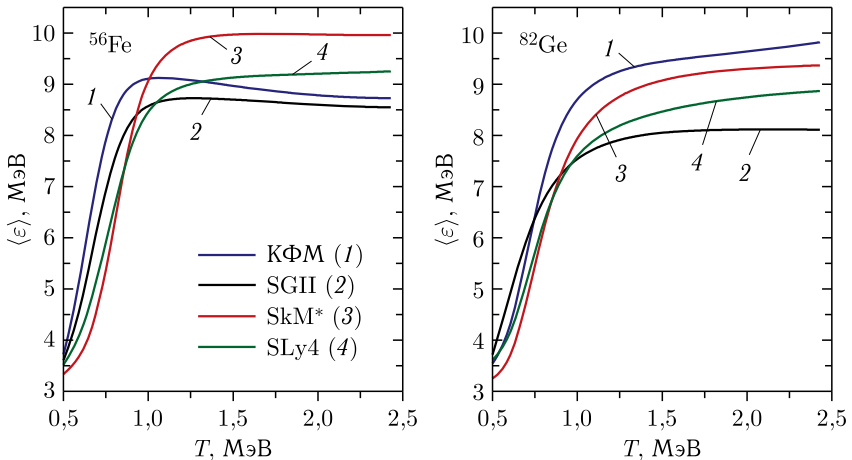


Рис. 17 (цветной в электронной версии). Средняя энергия испускаемой $\nu\bar{\nu}$ -пары как функция температуры. Результаты КФМ-ТКПСФ-расчетов представлены в сравнении с результатами Скирм-ТКПСФ-расчетов

* Отметим, однако, что при температуре $T > 2,0$ МэВ уже нельзя пренебрегать вкладом переходов первого порядка запрета (см. [14]). Для $T > 2,0$ МэВ их учет действует в сторону увеличения средней энергии $\langle \mathcal{E} \rangle$ испускаемой пары $\nu\bar{\nu}$.

При сравнении результатов, полученных в различных вариантах ТКПСФ-расчетов, видно, что при низких температурах разброс значений $\langle \mathcal{E} \rangle$ составляет около 1 МэВ. С ростом температуры разброс увеличивается, и при $T > 1,0$ МэВ величина $\langle \mathcal{E} \rangle$ находится в интервале 8–10 МэВ. Если сравнивать только результаты Скирм-ТКПСФ-расчетов, то для обоих ядер SkM^* дает наибольшее значение $\langle \mathcal{E} \rangle$, а SGII — наименьшее. Этот результат находится в согласии с величиной энергии ГТ₀-резонанса, которую предсказывают данные параметризации взаимодействия Скирм (см. рис. 9, ч. II и рис. 7).

Мы сравнили наши результаты для скорости потери энергии P нагретым ядром ^{56}Fe с имеющимися в публикациях оценками [12, 14]. Оказалось, что они достаточно близки к результатам расчетов в рамках одночастичной оболочечной модели [14]. Таким образом, наши расчеты подтверждают выводы работы [14] о том, что при высоких температурах девозбуждение нагретых ядер в реакции (15) может являться основным источником образования $\nu\bar{\nu}$ -пар. По приведенным на рис. 17 средним энергиям испускаемой $\nu\bar{\nu}$ -пары видно, что в диапазоне $T = 1\text{--}2$ МэВ образуются низкоэнергетические нейтрино. Такие нейтрино слабее взаимодействуют с веществом и могут покинуть звезду, что делает возможным эффект термостата.

В работе [55] испускание $\nu\bar{\nu}$ -пары нагретыми ядрами было учтено при компьютерном моделировании сверхновой массой $11,2 M_{\odot}$. Согласно полученным данным, учет испускания $\nu\bar{\nu}$ -пары не приводит к существенным изменениям в динамике коллапса, но данный процесс является главным источником электронных антинейтрино, а также мюонных и таонных (анти)нейтрино. Отметим, однако, что в работе [55] для описания силовых функций разрешенных и запрещенных переходов применялась простая гауссова параметризация в сочетании с ГБА. Кроме того, использовалась сферически-симметричная модель коллапса, что снижает чувствительность результатов моделирования к входным ядерным данным. Поэтому вопрос о роли испускания $\nu\bar{\nu}$ -пары нагретыми ядрами в физике сверхновых остается, на наш взгляд, открытым и заслуживает дальнейшего изучения с использованием трехмерных моделей коллапса и ядерных данных, основанных на термодинамически последовательном описании процесса $\nu\bar{\nu}$ -распада нагретых ядер с учетом вклада запрещенных переходов.

5. ЗАХВАТ НЕЙТРИНО НАГРЕТЫМИ ЯДРАМИ

5.1. Сравнение температурной эволюции силовых функций ГТ₋ и ГТ₊-переходов. Перейдем к рассмотрению зарядово-обменных нейтринных процессов с нагретыми ядрами в веществе сверхновой [27, 61, 62]. На рис. 2 приведены результаты КФМ-КПСФ-расчетов сечения захвата электронных (анти)нейтрино на основном состоянии ^{56}Fe и ^{82}Ge . Как видно из этого рисунка, наличие нейтронного избытка

в ^{82}Ge оказывает значительное влияние на сечение реакции. Далее проанализируем, как температура ядра влияет на сечение захвата, а также учтем наличие вырожденного электронного газа.

При анализе результатов, представленных на рис. 2, мы показали, что в области $\varepsilon_\nu \lesssim 40$ МэВ сечения реакций $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$, $^{56}\text{Fe}(\bar{\nu}_e, e^+)$ и $^{82}\text{Ge}(\nu_e, e^-)$ определяются вкладом гамов-теллеровских переходов. В то же время в сечении реакции $^{82}\text{Ge}(\bar{\nu}_e, e^+)$ доминируют запрещенные переходы, так как нейтронный избыток приводит к подавлению GT_+ -вклада. Однако, как и в случае e^- -захвата нейтронно-избыточными ядрами, тепловые эффекты приводят к разблокировке и усилению вклада GT_+ -переходов. Поэтому обсуждение захвата (анти)нейтрино начнем с совместного рассмотрения влияния температуры на силовую функцию GT_- - и GT_+ -переходов:

$$S_{\text{GT}_\mp}(E, T) = \sum_k \left[B_k(\text{GT}_\mp)\delta(E - \omega_k \pm \Delta_{np}) + \tilde{B}_k(\text{GT}_\mp)\delta(E + \omega_k \pm \Delta_{np}) \right]. \quad (25)$$

Такое совместное рассмотрение необходимо для объяснения различий в температурной зависимости сечений захвата нейтрино и антинейтрино. Хотя представленные ниже результаты получены в рамках КФМ-ТКПСФ, Скирм-ТКПСФ-расчеты демонстрируют аналогичные тепловые эффекты. Более того, как показано в нашей работе [62], расчеты сечений захвата (анти)нейтрино с использованием различных скирмовских параметризаций (SLy4, SGI и SkM*) приводят к очень близким результатам, что свидетельствует об их стабильности по отношению к выбору сил Скирма.

На рис. 18 показаны распределения силы GT_- - и GT_+ -переходов для основного состояния ^{56}Fe и трех значений температуры: $T = 0,86$ МэВ (10^{10} К), $T = 1,29$ МэВ ($1,5 \cdot 10^{10}$ К), $T = 1,72$ МэВ ($2 \cdot 10^{10}$ К) [27, 61]. Как уже отмечалось при рассмотрении реакции неупругого рассеяния нейтрино, данные значения температуры соответствуют трем различным стадиям коллапса [19]. Для каждого значения температуры на рис. 18 показано положение эффективного порога $-\Delta_{np}$ (Δ_{np}) GT_- - (GT_+)-переходов. Напомним, что величина Δ_{np} входит в определение энергии зарядово-обменных переходов ((135), ч. I). Та часть силовой функции переходов $n \rightarrow p$, которая находится ниже значения $-\Delta_{np}$, соответствует переходам на тильдованные состояния. Для переходов $p \rightarrow n$ силовая функция тильдованных состояний находится ниже значения Δ_{np} .

Показанные на рис. 18 распределения соответствуют гамов-теллеровским операторам σt_- и σt_+ , поэтому полные силы переходов S_- и S_+ удовлетворяют правилу сумм Икеды $S_- - S_+ = 3(N - Z)$ (небольшое отклонение от него связано с неполнотой используемого одночастичного базиса). Сравнивая рассчитанные GT_\mp -распределения на основном со-

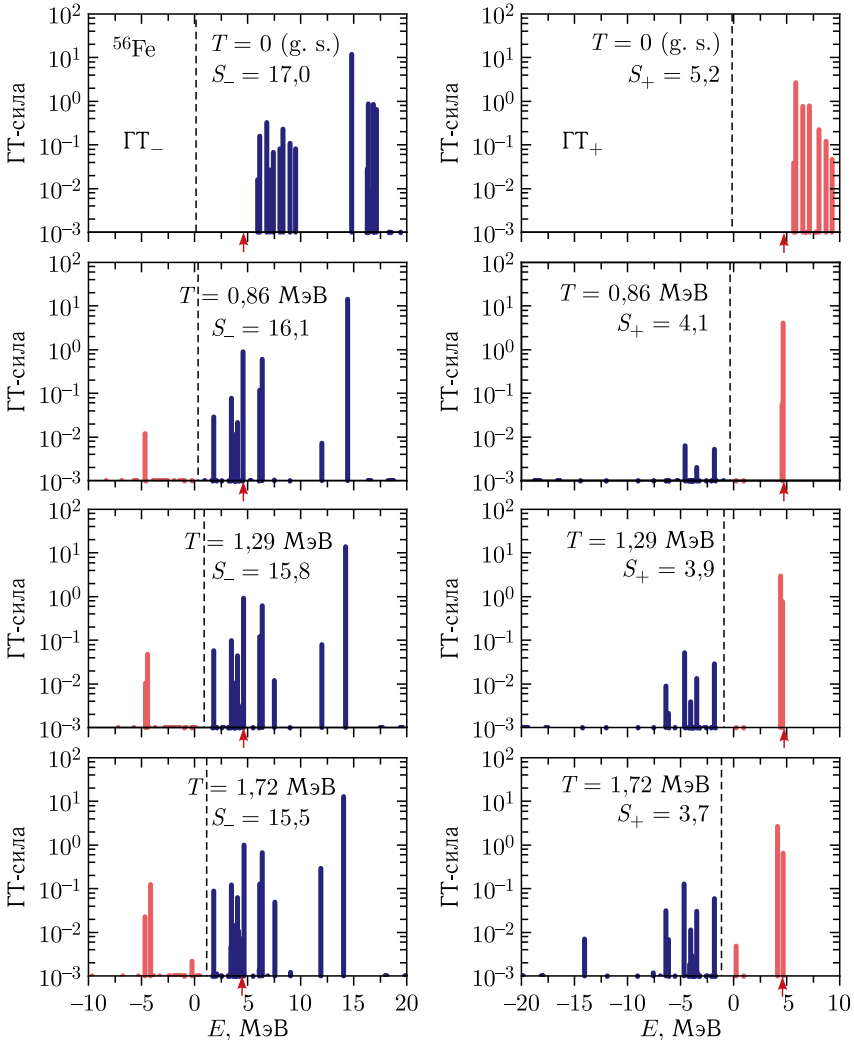


Рис. 18. Температурная эволюция распределения силы переходов GT_- (слева) и GT_+ (справа) в ^{56}Fe согласно КФМ-ТКПСФ-расчетам. Вертикальная штриховая линия показывает положение эффективного порога $-\Delta_{np}$ (Δ_{np} GT_- - (GT_+)-переходов. Стрелки указывают на положение порога реакции для захвата нейтрино ($Q_- = 4,56$ МэВ) и антинейтрино ($Q_+ = 4,71$ МэВ)

стоянии ^{56}Fe ($T = 0$) с экспериментальными [63, 64], мы заключаем, что результаты КФМ-КПСФ-расчетов хорошо воспроизводят центры распределения сил. С этой точки зрения КФМ-КПСФ-расчеты двух

ветвей зарядово-обменных ГТ-переходов с основного состояния ^{56}Fe согласуются с LSSM-расчетами [20].

Согласно КФМ-ТКПСФ-расчетам и благодаря спин-флиповому переходу $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ большая часть ГТ₋- и ГТ₊-силы в ^{56}Fe концентрируется в области резонанса с энергией $E \approx 14$ и 5 МэВ соответственно. Вызванное повышением температуры ослабление парных корреляций и частично-дырочного остаточного взаимодействия приводит к понижению энергии ГТ_±-резонансов. Расчеты показывают, что при повышении температуры ядра до $1,72$ МэВ энергия ГТ₋-резонанса в ^{56}Fe понижается на $1,2$ МэВ, а ГТ₊-резонанса — на $2,1$ МэВ. Для ГТ₋-распределения данное понижение не играет существенной роли, в то время как ГТ₊-резонанс оказывается ниже порога ($Q_+ = 4,71$ МэВ) захвата антинейтрино на основном состоянии ^{56}Fe . Рост температуры приводит также к разблокировке низкоэнергетических pp - и hh -переходов. За счет этого часть силы низкоэнергетических ГТ₋-переходов сдвигается в область ниже порога захвата нейтрино ($Q_- = 4,56$ МэВ) на основном состоянии ^{56}Fe .

Согласно принципу детального баланса ((275), ч. I) с увеличением температуры происходит экспоненциальный рост силы переходов на тильдованные состояния. Так как Δ_{np} мало для ^{56}Fe , то большинство ГТ_±-переходов на тильдованные состояния соответствуют ↓-переходам. При сравнении левой и правой частей рис. 18 видно, что основной вклад в ГТ₋-силу в области отрицательных энергий ($E \approx -5$ МэВ) дает ↓-переход, обратный ГТ₊-резонансу. В то же время в ГТ₊-силовой функции вклад обратного ГТ₋-резонансу перехода невелик. Причина этого в том, что ГТ₋-резонанс находится гораздо выше по энергии, чем ГТ₊-резонанс, поэтому вклад обратного ↓-перехода сильно подавлен бoльцмановским экспоненциальным множителем в соотношении детального баланса ((275), ч. I). Из-за этого в области отрицательных энергий основной вклад в ГТ₊-силу дают ↓-переходы, обратные низкоэнергетическим ГТ₋-переходам вверх (↑-переходам).

Температурная эволюция силовой функции ↑-переходов влияет на распределение силы ↓-переходов. В разд. 3 такое влияние рассматривалось на примере зарядово-нейтральных ГТ-переходов в ^{56}Fe и ^{82}Ge путем сравнения бегущих сумм, рассчитанных с использованием и без использования ГБА. При применении аналогичного метода к зарядово-обменным ГТ-переходам также выяснилось, что понижение энергии ГТ₊-резонанса и разблокировка низкоэнергетических ГТ₋-переходов приводят к увеличению ГТ_±-силы в области отрицательных энергий.

Сравним теперь влияние температуры на распределение силы зарядово-обменных ГТ₋- и ГТ₊-переходов в ^{82}Ge [27, 61]. На рис. 19 КФМ-ТКПСФ распределения силы ГТ₋- и ГТ₊-переходов в ^{82}Ge показаны при тех же значениях температуры, что и на рис. 18. Как и должно быть, из-за блокировки разрешенных переходов $p \rightarrow n$ полная сила ГТ₋-переходов

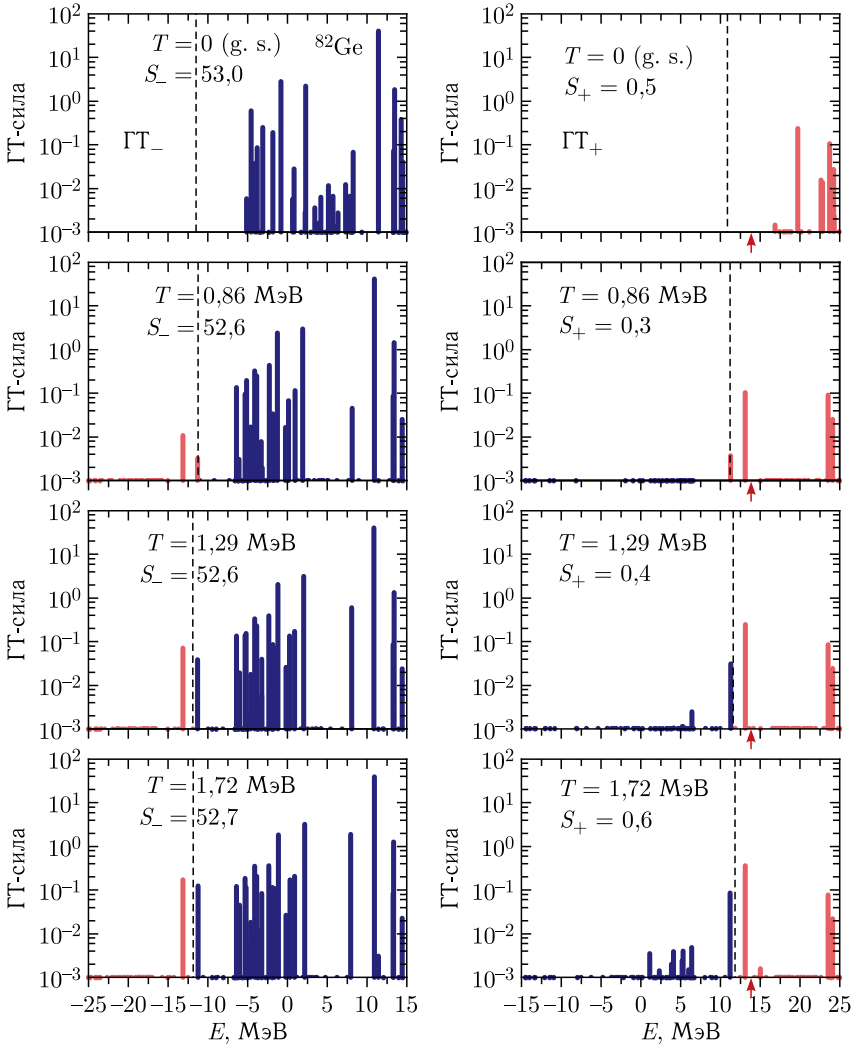


Рис. 19. Температурная эволюция распределения силы переходов GT_- (слева) и GT_+ (справа) в ^{82}Ge . Используются те же обозначения, что и на рис. 18

значительно превышает GT_+ -силу и равна $S_- \approx 3(N - Z) = 54^*$. Из-за большой величины эффективного порога Δ_{np} часть GT_- - (GT_+)-силы,

* Еще раз отметим, что незначительное нарушение правила сумм Икеды в расчетах КФМ-ТКПСФ связано с неполнотой используемого одночастичного базиса. В расчетах с силами Сkirма правило сумм выполняется с большой

связанная с возбуждением нетильдованных (тильдованных) состояний, находится в области отрицательных (положительных) энергий. Наличие ГТ₋-переходов вниз (↓-переходов) с основного состояния ^{82}Ge делает это ядро нестабильным по отношению к β^- -распаду.

Наличие большого нейтронного избытка в ^{82}Ge приводит к тому, что рост температуры по-разному влияет на ГТ₋- и ГТ₊-распределения. Влияние температуры на ГТ₊-силовую функцию в нейтронно-избыточных ядрах подробно рассматривалось при изучении e^- -захвата (см. п. 7.1, ч. II). Здесь лишь напомним, что сильная температурная зависимость положения резонансного максимума ГТ₊-силовой функции связана с наложением двух различных механизмов разблокировки разрешенных переходов $p \rightarrow n$ — конфигурационного смешивания и тепловых возбуждений. Повышение температуры ослабляет роль конфигурационного смешивания, что и приводит к понижению энергии резонанса ниже порога захвата антинейтрино ($Q_+ \approx 13,6$ МэВ). В то же время влияние температуры на ГТ₋-силовую функцию незначительно. Из-за отсутствия нейтронных парных корреляций энергия резонанса понижается лишь на $\sim 0,5$ МэВ при повышении температуры до 1,72 МэВ. Кроме того, так как часть ГТ₋-силы находится в области $E < 0$ уже при $T = 0$, то рост температуры приводит к появлению дополнительной силы при $E \approx -12$ МэВ. Как видно из сравнения левых и правых частей рис. 19, эта сила соответствует ↓-переходу, обратному ГТ₊-резонансу. Также отметим, что разблокированные при $T \neq 0$ низкоэнергетические ГТ₊-переходы в области $E = 0-5$ МэВ соответствуют возбуждению тильдованных состояний. Поэтому такие переходы не учитываются в расчетах с использованием температурного ПСФ [65–67], что приводит к сохранению порога реакции при $T \neq 0$ (см. обсуждение в разд. 5, 6 и п. 7.2, ч. II).

5.2. Влияние температуры на сечение захвата. Влияние температуры ядра на сечения захвата ν_e и $\bar{\nu}_e$ изучалось в наших работах [27, 61]. В верхней части рис. 20 показаны сечения реакций $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$ и $^{82}\text{Ge}(\nu_e, e^-)$ для основного состояния ($T = 0$) при трех значениях температуры, реализующейся при коллапсе. Сечения рассчитаны согласно выражению ((309), ч. I) и включают вклады переходов $J^\pi \leq 3^\pm$. Как следует из расчетов КФМ-ТКПСФ, для нейтрино с характерной для сверхновых энергией $\varepsilon_\nu \leq 30$ МэВ основной вклад в сечение захвата вносят ГТ₋-переходы. В подтверждение этого в средней части рисунка отдельно показаны вклады запрещенных переходов. Хотя вклад запрещенных переходов растет с увеличением температуры, его относительная величина при $\varepsilon_\nu \leq 30$ МэВ не превышает 30%.

точностью. Для нейтронно-избыточных ядер расширение одночастичного базиса практически не сказывается на полной силе ГТ₊-переходов.

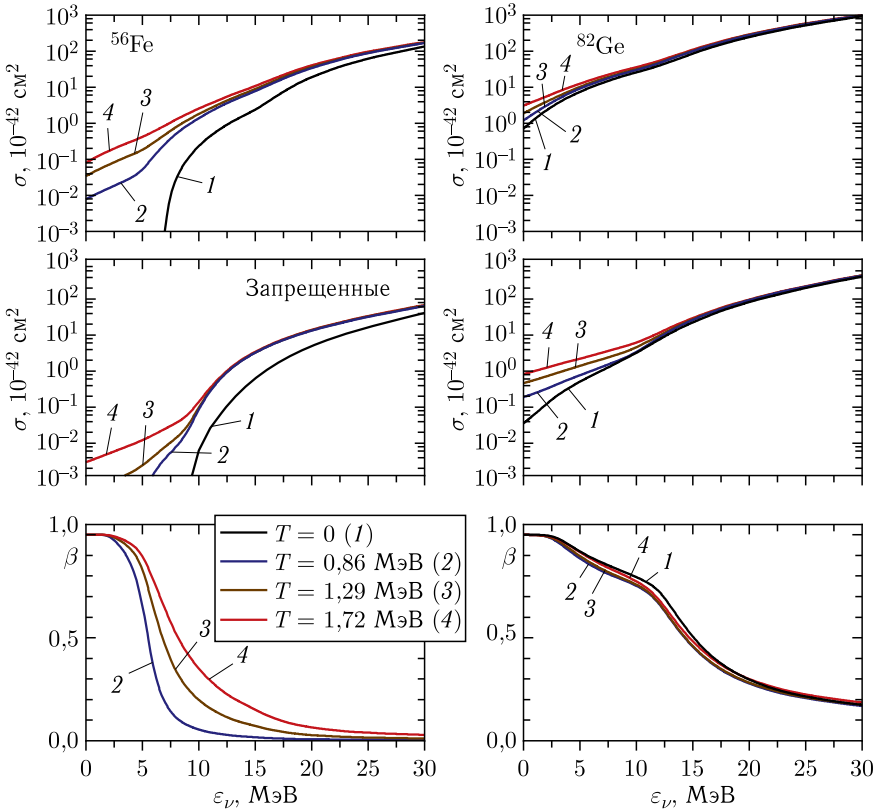


Рис. 20 (цветной в электронной версии). На верхних графиках показаны сечения захвата электронного нейтрино ядрами ^{56}Fe и ^{82}Ge при трех значениях температуры и на основном состоянии. На средних графиках отдельно приведены вклады запрещенных переходов. На нижних графиках показаны относительные вклады экзонергетического захвата в полное сечение реакции

Если ограничиться вкладом ГТ-переходов, то с помощью выражений ((131), (275), (276) и (307), ч. I) сечение захвата (анти)нейтрино можно выразить через силу $B_k(GT_{\mp})$ и энергию $E_k^{(\mp)}$ переходов на 1^+ -однофононные состояния:

$$\sigma(\varepsilon_\nu, T) = \frac{(G_F V_{ud})^2}{\pi(\hbar c)^4} \left[\sum_k (\varepsilon_\nu - E_k^{(\mp)})^2 B_k(GT_{\mp}) F(\pm Z + 1, \varepsilon_e) + \sum_k (\varepsilon_\nu + E_k^{(\pm)})^2 B_k(GT_{\pm}) \exp\left(-\frac{\omega_k}{T}\right) F(\pm Z + 1, \varepsilon_e) \right], \quad (26)$$

где верхний (нижний) знак относится к захвату (анти)нейтрину. В этом выражении мы пренебрегли массой покоя электрона, т.е. приняли $\varepsilon_e \approx p_e c$. Суммирование в (26) распространяется на все однофотонные состояния, такие, что энергия вылетающего лептона $\varepsilon_e = \varepsilon_\nu - E_k^{(\mp)}$ или $\varepsilon_e = \varepsilon_\nu + E_k^{(\pm)}$ является положительной. Первое слагаемое учитывает переходы на нетильдованные состояния, а при записи второго слагаемого, учитывающего переходы на тильдованные состояния, мы воспользовались принципом детального баланса ((275), ч. I).

В нижней части рис. 20 показаны относительные вклады экзознергетического захвата в полное сечение реакции

$$\beta(\varepsilon_\nu, T) = \frac{\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T)}{\sigma(\varepsilon_\nu, T)}, \quad (27)$$

где $\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_\nu, T)$ учитывает только \downarrow -переходы. Еще раз отметим, что переходы на нетильдованные (тильдованные) зарядово-обменные фононы не обязательно связаны с эндознергетическим (экзознергетическим) захватом. Если величина эффективного порога Δ_{np} велика, как в случае ^{82}Ge , то часть нетильдованных фононов может соответствовать \downarrow -переходам (см. правую часть рис. 19), а часть тильдованных фононов может соответствовать \uparrow -переходам (см. левую часть рис. 19).

Как следует из рис. 20, для низкоэнергетических нейтрино характерна сильная зависимость сечения реакции $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$ от температуры: исчезает порог реакции и при $\varepsilon_\nu < 5$ МэВ сечение возрастает более чем на порядок при изменении T от 0,86 до 1,72 МэВ. Так как $\beta \approx 1$ для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu < 5$ МэВ, то рост сечения в этой области вызван увеличением силы \downarrow -переходов с возбужденных состояний. Как показано в левой части рис. 18, такие переходы в ^{56}Fe главным образом соответствуют девозбуждению ГТ₊-резонанса.

Вклад экзознергетического захвата в полное сечение реакции уменьшается с увеличением энергии нейтрино. При промежуточных энергиях $10 < \varepsilon_\nu < 25$ МэВ величина $\beta < 0,5$, т.е. рост сечения, происходит главным образом за счет разблокировки низкоэнергетических ГТ₋-переходов, а также за счет уменьшения энергии ГТ₋-резонанса. При $\varepsilon_\nu \gtrsim 25$ МэВ увеличение температуры практически не влияет на сечение реакции $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$, так как основной вклад в реакцию дает возбуждение ГТ₋-резонанса.

В отличие от $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$ сечение захвата нейтрино на ^{82}Ge и отношение $\beta(\varepsilon_\nu, T)$ слабо зависят от температуры. Из-за отсутствия порога реакции и наличия большого числа \downarrow -переходов с основного состояния экзознергетическая компонента σ_{ex} доминирует в сечении реакции $^{82}\text{Ge}(\nu_e, e^-)$ вплоть до $\varepsilon_\nu \approx 15$ МэВ, когда становится возможным возбуждение ГТ₋-резонанса. Тепловые эффекты оказывают заметное влияние на сечение лишь при $\varepsilon_\nu < 5$ МэВ. Данный результат согласуется с выводами работы [17], в которой с помощью LSSM-вычислений было

показано, что влияние тепловых эффектов на сечение ν_e -захвата ядрами ослабевает по мере увеличения нейтронного избытка. Отметим, однако, что в работе [17] сечения захвата рассчитывались для ядер с $A \sim 60$, в то время как ТКПСФ-расчеты возможны и для более тяжелых ядер.

Результаты ТКПСФ-расчетов сечения $\bar{\nu}_e$ -захвата показаны на рис. 21. Сечение реакции ${}^{56}\text{Fe}(\bar{\nu}_e, e^+)$ демонстрирует поведение, схожее с поведением сечения захвата нейтрино, а именно: 1) вклад запрещенных переходов в сечение пренебрежимо мал; 2) благодаря ГТ₊-переходам вниз (\downarrow -переходам) с возбужденных состояний пороговая энергия исчезает при $T \neq 0$, а увеличение температуры вызывает быстрый рост низкоэнергетической части сечения; 3) вклад экзоэнергетического захвата доминирует в сечении при $\varepsilon_\nu < 5$ МэВ и начинает уменьшаться при $\varepsilon_\nu > 5$ МэВ, когда становится возможным возбуждение ГТ₊-резонанса.

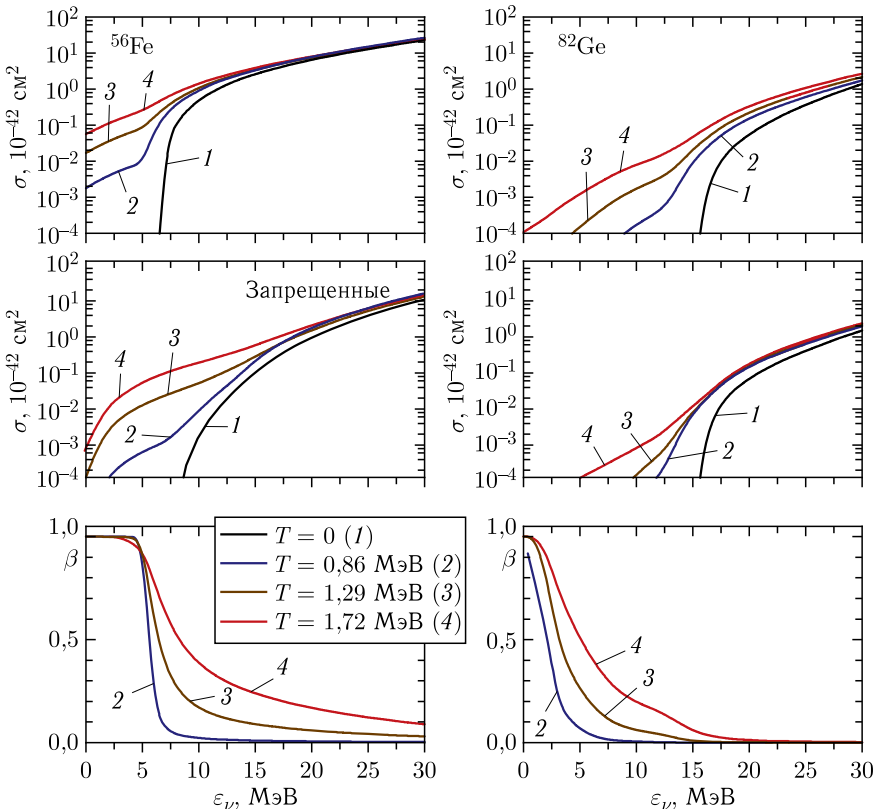


Рис. 21 (цветной в электронной версии). То же, что и на рис. 20, но для сечения захвата антинейтрино

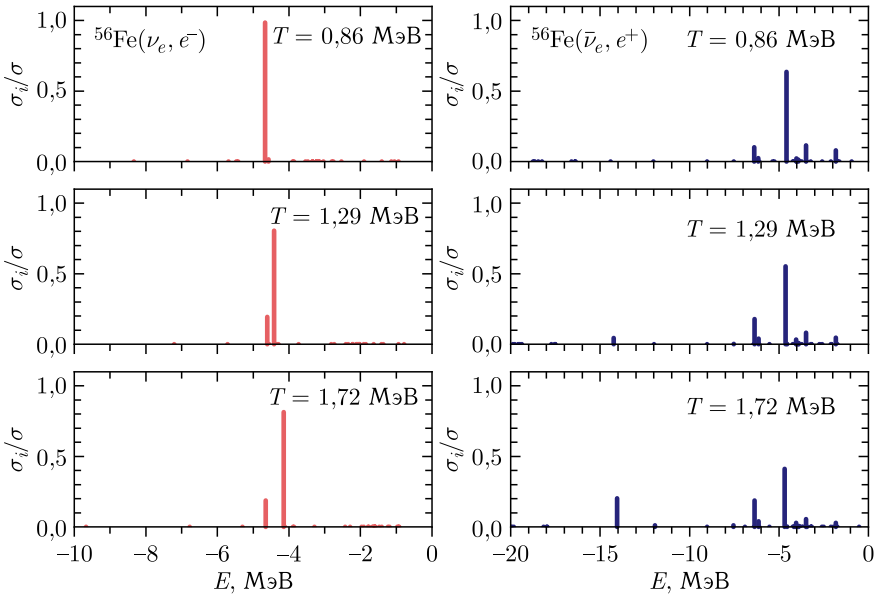


Рис. 22 (цветной в электронной версии). Относительный вклад различных \downarrow -переходов в сечения реакций ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$ и ${}^{56}\text{Fe}(\bar{\nu}_e, e^+)$ при $\varepsilon_\nu = 0$

Хотя поведение сечений реакций ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$ и ${}^{56}\text{Fe}(\bar{\nu}_e, e^+)$ одинаково с увеличением температуры, их рост при низких энергиях вызван разными типами разблокированных \downarrow -переходов. Чтобы показать это, на рис. 22 для трех различных температур приведены относительные вклады σ_i/σ различных \downarrow -переходов в сечение захвата (анти)нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu = 0$ [27]. Как следует из этого рисунка, при всех значениях температуры в экзотергической компоненте сечения ν_e -захвата доминирует \downarrow -переход, обратный ГТ $_+$ -резонансу. В то же время в сечение $\bar{\nu}_e$ -захвата основной вклад дают \downarrow -переходы, обратные низкоэнергетическим ГТ $_-$ -переходам, а вклад \downarrow -перехода, обратного ГТ $_-$ -резонансу, подавлен болцмановским фактором (см. (26)). Лишь при достаточно высокой температуре ($T = 1,72$ МэВ) обратный ГТ $_-$ -резонанс дает заметный вклад в сечение. Данный результат согласуется с выводами, сделанными на основе LSSM-расчетов [17], что температурный рост сечения захвата антинейтрино связан, прежде всего, с низкоэнергетическими обратными резонансами.

В отличие от реакции ${}^{82}\text{Ge}(\nu_e, e^-)$ тепловые эффекты играют важную роль в реакции $\bar{\nu}_e$ -захвата на ${}^{82}\text{Ge}$. Как показано в правой части рис. 21, сечение реакции ${}^{82}\text{Ge}(\bar{\nu}_e, e^+)$ на основном состоянии полностью определяется запрещенными переходами. Но при $T \neq 0$ низкоэнерге-

тическая часть сечения практически полностью обусловлена вкладом ГТ_+ -переходов и демонстрирует сильную температурную зависимость. Так как ГТ_+ -переходы вниз (\downarrow -переходы) сильно подавлены в ^{82}Ge (см. рис. 19), их относительный вклад в сечение быстро уменьшается с ростом энергии $\bar{\nu}_e$. Поэтому уже в области $\varepsilon_\nu \gtrsim 5$ МэВ температурный рост сечения связан с разблокировкой низкоэнергетических \uparrow -переходов и уменьшением энергии ГТ_+ -резонанса. С ростом T происходит увеличение энергии антинейтрино, ниже которой ГТ_+ -переходы дают более половины вклада в сечения: при $T = 0,86$ МэВ эта энергия равна 15 МэВ, при $T = 1,20$ МэВ — 20 МэВ, а при $T = 1,72$ МэВ — 25 МэВ. При дальнейшем увеличении энергии $\bar{\nu}_e$ сечение реакции $^{82}\text{Ge}(\bar{\nu}_e, e^+)$ определяется запрещенными переходами и слабо зависит от температуры.

В проведенном выше анализе температурных эффектов считалось, что образующиеся в реакции заряженные лептоны свободно покидают вещество звезды. Однако в определенных условиях наличие в веществе коллапсирующего кора вырожденного электронного газа приводит к подавлению захвата нейтрино за счет паули-блокировки фазового пространства вылетающего электрона*. Для учета блокировки внесем множитель $(1 - f_e(\varepsilon_e))$ в выражения ((309), ч. I) и (26) для сечения ν_e -захвата. Функция распределения $f_e(\varepsilon_e)$ ((6), ч. II) электронного газа зависит от температуры среды и химического потенциала μ_e . Следуя работе [17], рассчитаем сечения захвата нейтрино с учетом блокировки при трех значениях температуры, плотности и электронной компоненты: $(T [\text{МэВ}], \rho [\text{г/см}^3], Y_e) = (0,86, 10^{10}, 0,45), (1,29, 10^{11}, 0,45)$ и $(1,72, 10^{12}, 0,35)$. Значения химического потенциала μ_e находились согласно ((7), ч. II) и соответственно равны 8,3, 18,1 и 36,2 МэВ.

Расчитанные с учетом блокировки сечения захвата нейтрино ядрами ^{56}Fe и ^{82}Ge представлены на рис. 23. Сравнение сечений на рис. 20 и 23 свидетельствует о сильном подавлении реакции ν_e -захвата окружающим ядра электронным газом. Более того, так как химический потенциал μ_e растет быстрее температуры, то с увеличением T мы наблюдаем уменьшение сечения. Очевидно, что захват нейтрино, при котором образуется высокоэнергетический электрон, менее подвержен блокировке. Из-за этого при учете эффекта паули-блокировки возрастает роль экзоэнергетического захвата, который доминирует до энергии $\varepsilon_\nu \approx \mu_e$. Данный эффект отображен в нижней части рис. 23, где приведены относительные вклады $\beta(\varepsilon_\nu, T)$ экзоэнергетического захвата в полное сечение.

Другим следствием эффекта блокировки является то, что в экзоэнергетической компоненте сечения σ_{ex} с увеличением T и μ_e все более значительную роль начинают играть запрещенные \downarrow -переходы. Без учета

* Так как $\mu_{e^+} = -\mu_{e^-}$, то блокировкой фазового пространства позитронов можно пренебречь.

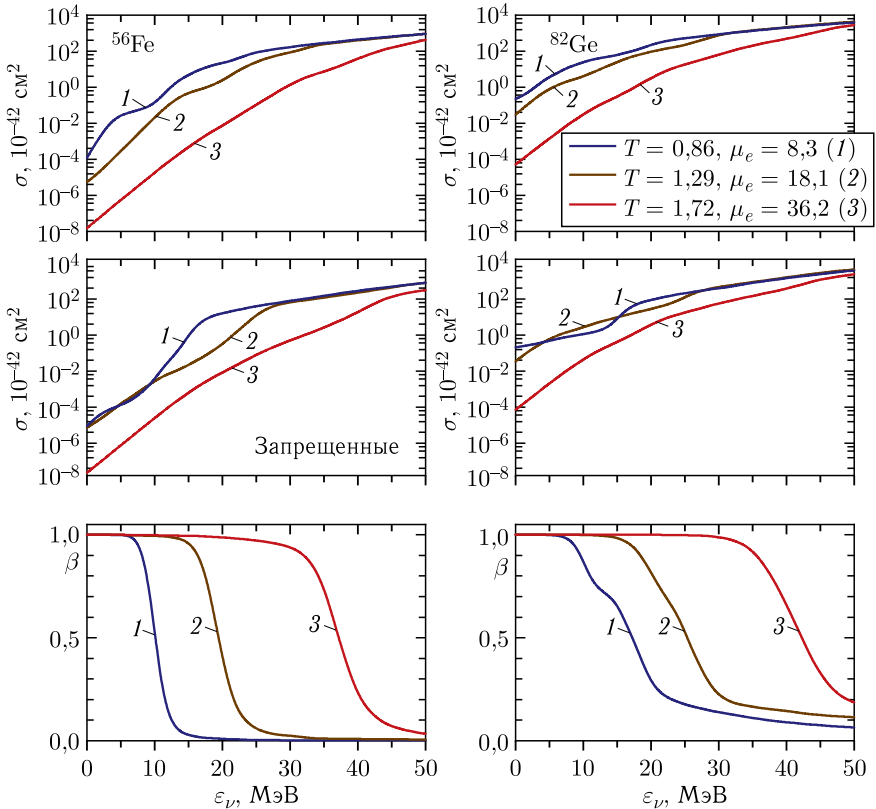


Рис. 23 (цветной в электронной версии). То же, что и на рис. 20, но с учетом эффекта блокировки вылетающего электрона

блокировки их вклад несуществен, так как соответствующие возбужденные состояния находятся в области высоких энергий, поэтому их тепловое заселение мало. Однако запрещенные \downarrow -переходы способны порождать электроны с достаточно большой энергией, которые менее подвержены блокировке. Поэтому, как показано на рис. 23, с учетом блокировки вклад запрещенных \downarrow -переходов становится сравнимым со вкладом от разрешенных ГТ $_{-}$ -переходов или даже превышающим его. Согласно ТКПСФ-расчетам, наибольший вклад в сечение захвата σ_{ex} вносят \downarrow -переходы $J^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}$ и 2^{-} .

Для реакции ${}^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^{-})$ на рис. 24 для сравнения приведены результаты сечений КФМ-ТКПСФ и результаты работы [17], полученные с помощью LSSM-вычислений. Использование гипотезы Бринка-Акселя в LSSM приводит к следующему выражению для сечения захвата

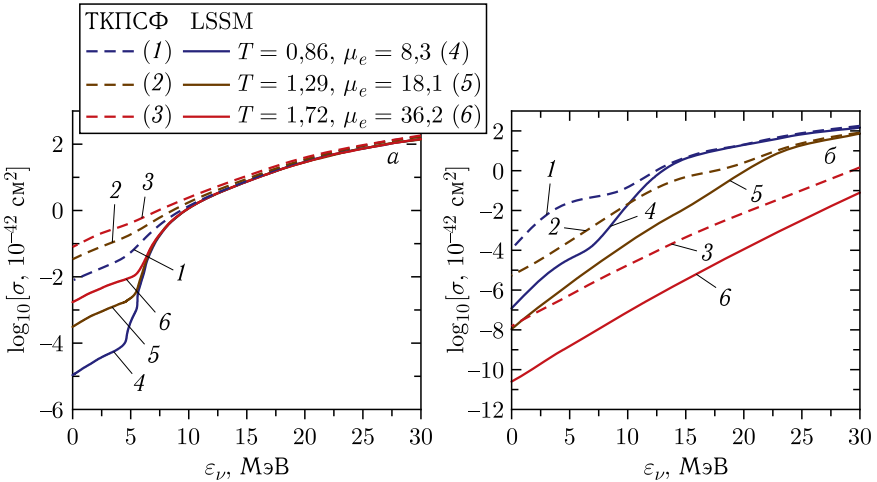


Рис. 24 (цветной в электронной версии). Результаты сечений КФМ-ТКПСФ и LSSM для реакции $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)$. Сечения показаны как без учета (а), так и с учетом (б) блокировки вылетающих электронов. Температура T и химический потенциал μ_e указаны в МэВ

(анти)нейтрино [17]:

$$\sigma(\varepsilon_\nu, T) = \frac{(G_F V_{ud})^2}{\pi(\hbar c)^4} \left[\sum_f c p_e^f \varepsilon_e^f B_{0f}(GT_{\mp}) F(\pm Z + 1, \varepsilon_e^f) + \sum_{if} p_i(T) c p_e^{if} \varepsilon_e^{if} B_{if}(GT_{\mp}) F(\pm Z + 1, \varepsilon_e^{if}) \right], \quad (28)$$

где ε_e и p_e — энергия и импульс вылетающего электрона или позитрона. В рамках метода обратных резонансов вторая компонента сечения учитывает только те термически возбужденные состояния родительского ядра i , которые связаны сильными ГТ-переходами с основным и ближайшими состояниями дочернего ядра f . Для учета блокировки электронов каждое слагаемое в (28) умножается на $(1 - f_e(\varepsilon_e))$. Как показано на рис.24, расчеты ТКПСФ и LSSM в целом приводят к схожей зависимости сечения захвата от температуры и энергии нейтрино, но при небольших энергиях нейтрино сечения, полученные в ТКПСФ, значительно превосходят сечения, рассчитанные с помощью LSSM.

Выясним причину различия результатов ТКПСФ и LSSM, полученных без учета блокировки электрона. Для низкоэнергетических нейтрино ($\varepsilon_\nu < 5$ МэВ) результаты ТКПСФ превосходят результаты LSSM на два-три порядка. В обоих подходах основной вклад в сечение захвата низкоэнергетических нейтрино дают ГТ-переходы вниз (\downarrow -переходы)

с возбужденных ядерных состояний. Следовательно, различие между сечениями ТКПСФ и LSSM связано с различием в описании таких переходов. Так как ТКПСФ основано на использовании большого канонического ансамбля, то ГТ₋-силы ↓-переходов и ГТ₊-силы ↑-переходов связаны принципом детального баланса ((285), ч. I). Как показано на рис. 22, основной вклад в захват нейтрино малой энергии дает ГТ₋-переход, обратный ГТ₊-резонансу. Это соответствует тому, что экспоненциальный больцмановский множитель в выражении (26) содержит энергию фона $\omega_k = E_k^{(+)} - \Delta_{np} \approx 6$ МэВ, где $E_k^{(+)} \approx 5$ МэВ — энергия перехода на ГТ₊-резонанс (см. рис. 18). В LSSM-расчетах вклад ↓-переходов учитывается с помощью метода обратных резонансов, т. е. путем обращения распределения ГТ₊-силы дочернего ядра. В работе [17] учитывались обратные резонансы, построенные на основном и низколежащих состояниях ядра ⁵⁶Со. В ядре ⁵⁶Fe состояния, соответствующие этим обратным резонансам, расположены при энергии возбуждения $E \approx 7-9$ МэВ, что выше чем $\omega_k \approx 6$ МэВ, следовательно, вероятность их теплового заселения подавлена. Кроме того, в ТКПСФ вся сила ↓-перехода, обратного ГТ₊-резонансу, сконцентрирована в одном состоянии, в то время как в LSSM-расчетах распределение ГТ₊-силы в ⁵⁶Со достаточно сильно фрагментировано [68]. Оба этих обстоятельства и приводят в итоге к тому, что в LSSM-расчетах вклад ↓-переходов в сечение захвата низкоэнергетических нейтрино оказывается существенно меньше, чем в ТКПСФ.

Чтобы выяснить, дает ли ТКПСФ правильное распределение ГТ₋-силы ↓-переходов в нагретых ядрах, необходимо выйти за рамки однофоновое приближения, т. е. учесть связь между простыми и сложными зарядово-обменными конфигурациями, как это было сделано, например, в квазичастично-фононной модели ядра при $T = 0$ [69, 70]. В разд. 9, ч. I мы изложили способ учета такой связи на примере зарядово-нейтральных возбуждений нагретого ядра. Отметим, однако, что если в LSSM-расчетах отказаться от использования ГБА, то некоторые обратные резонансы, построенные на высоковозбужденных состояниях дочернего ядра, могут находиться при той же энергии, что и обратные резонансы, построенные на основном и низколежащих состояниях. Из-за увеличения плотности уровней вклад таких «неучтенных» в LSSM обратных резонансов может оказаться существенным, а значит, их учет в оболочечных расчетах способен улучшить согласие между расчетами ТКПСФ и LSSM сечений захвата низкоэнергетических нейтрино.

Для нейтрино с энергией $5 < \varepsilon_\nu < 15$ МэВ сечение захвата в ТКПСФ определяется разблокированными низкоэнергетическими ГТ₋-переходами. При использовании ГБА такие переходы не возникают, поэтому сечения LSSM оказываются меньше результатов ТКПСФ-расчетов. При $\varepsilon_\nu > 15$ МэВ захват нейтрино происходит за счет возбуждения ГТ₋-резонанса. Так как ТКПСФ и LSSM предсказывают близкие значения энергии и силы резонансного состояния, то при $\varepsilon_\nu > 15$ МэВ

наблюдается хорошее согласие между результатами по двум методам расчета сечения захвата нейтрино.

При сравнении сечений ТКПСФ и LSSM, рассчитанных с учетом блокировки электрона (см. рис. 24, б), следует отметить, что в работе [17] учитывались только разрешенные ГТ₋-переходы. Как показано на рис. 23, при учете блокировки электрона большой вклад в сечение дают запрещенные переходы. Вклад запрещенных переходов вместе с вышеизложенными причинами приводит к тому, что сечения ТКПСФ превышают сечения LSSM. Так как относительный вклад запрещенных переходов в сечение увеличивается с ростом μ_e , то с повышением температуры и плотности разница между результатами ТКПСФ и LSSM становится все более значительной.

При сравнении сечений захвата и неупругого рассеяния нейтрино видно, что благодаря эффекту паули-блокировки именно неупругое рассеяние на нагретых ядрах является основной причиной повышения непрозрачности вещества звезды для низкоэнергетических нейтрино. Захват ядрами может играть важную роль для нейтрино с энергией, достаточно высокой для образования электрона, способного преодолеть паули-блокировку. Но для таких нейтрино тепловые эффекты не имеют существенного значения. Что касается реакций с участием антинейтрино, то захват и неупругое рассеяние на ядрах группы железа имеют близкие по величине сечения, поэтому должны учитываться совместно. Если же рассматривать реакции антинейтрино с нейтронно-избыточными ядрами, то основной вклад в непрозрачность вещества вносит неупругое рассеяние.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием статистического подхода, основанного на методе супероператоров и приближении случайных фаз, исследованы нейтринные реакции с нагретыми ядрами в астрофизических условиях, реализующихся в веществе коллапсирующих сверхновых. Расчеты температурной эволюции силовой функции ГТ_{0,±}-переходов в ядрах ⁵⁶Fe и ⁸²Ge показали, что отказ от использования гипотезы Бринка–Акселя в нагретых ядрах, равно как и последовательное выполнение принципа детального баланса, заметно усиливает вклад возбужденных ядерных состояний в сечения нейтринных реакций по сравнению с расчетами в рамках оболочечной модели, использующимися при моделировании взрыва коллапсирующих сверхновых. В частности, предсказана более существенная роль экзоэнергетических процессов. Кроме того, усиление вклада ГТ₀-переходов с термически возбужденных ядерных состояний расширяет энергетический спектр рассеивающихся в звездном веществе нейтрино по сравнению с результатами расчетов по модели оболочек. Анализ функции тормозной способности показал, что если энергия нейтрино ε_ν превышает энергию ГТ₀-резонанса, то при температуре $T \approx \varepsilon_\nu/4$ происходит смена режима неупругого рассеяния. На основе

статистического подхода рассчитаны спектры $\nu\bar{\nu}$ -пар, испускаемых нагретыми ядрами, и выполнена оценка скорости потерь энергии. Показано, что при температуре $T = 1-2$ МэВ образуются низкоэнергетические нейтрино, что делает возможным эффект термостата.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-10-2020-117.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Джиоев А. А., Вдовин А. И.* Метод супероператоров в теории нагретых ядер и астрофизические приложения. I. Спектральные характеристики нагретых ядер // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53, № 5. С. 1007–1110.
2. *Джиоев А. А., Вдовин А. И.* Метод супероператоров в теории нагретых ядер и астрофизические приложения. II. Захват электронов в звездах // Там же. С. 1111–1218.
3. *Bethe H. A.* Supernova Mechanisms // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62, No. 4. P. 801–866.
4. *Janka H.-T., Langanke K., Marek A. et al.* Theory of Core-Collapse Supernovae // Phys. Rep. 2007. V. 442, No. 1–6. P. 38–74.
5. *Balasi K. G., Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Neutrino–Nucleus Reactions and Their Role for Supernova Dynamics and Nucleosynthesis // Prog. Part. Nucl. Phys. 2015. V. 85. P. 33–81.
6. *Bruenn S. W.* Stellar Core Collapse — Numerical Model and Infall Epoch // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1985. V. 58. P. 771–841.
7. *Mezzacappa A., Bruenn S. W.* Stellar Core Collapse: A Boltzmann Treatment of Neutrino–Electron Scattering // Astrophys. J. 1993. V. 410. P. 740.
8. *Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Nuclear Weak-Interaction Processes in Stars // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75, No. 3. P. 819–862.
9. *Haxton W. C.* Neutrino Heating in Supernovae // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60, No. 20. P. 1999–2002.
10. *Balantekin A. B., Fuller G. M.* Supernova Neutrino–Nucleus Astrophysics // J. Phys. G. 2003. V. 29, No. 11. P. 2513–2522.
11. *Bruenn S. W., Haxton W. C.* Neutrino–Nucleus Interactions in Core-Collapse Supernovae // Astrophys. J. 1991. V. 376. P. 678–700.
12. *Kolb E. W., Mazurek T. J.* Production and Inelastic Scattering of Neutrinos by Nuclei at Extreme Temperatures // Astrophys. J. 1979. V. 234. P. 1085–1093.
13. *Sawyer R.* Neutrino Capture by Nuclei and the Neutrino Pulse from a Supernova // Astrophys. J. 1988. V. 328. P. 691.
14. *Fuller G. M., Meyer B. S.* High-Temperature Neutrino–Nucleus Processes in Stellar Collapse // Astrophys. J. 1991. V. 376. P. 701–716.
15. *Fuller G. M., Meyer B. S.* Neutrino Capture and Supernova Nucleosynthesis // Astrophys. J. 1995. V. 453. P. 792.
16. *McLaughlin G. C., Fuller G. M.* Neutrino Capture on Heavy Nuclei // Ibid. V. 455. P. 202.
17. *Sampaio J. M., Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Neutrino Absorption Cross Sections in the Supernova Environment // Phys. Lett. B. 2001. V. 511, No. 1. P. 11–18.

18. *Sampaio J. M., Langanke K., Martínez-Pinedo G., Dean D. J.* Neutral-Current Neutrino Reactions in the Supernova Environment // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 529, No. 1–2. P. 19–25.
19. *Juodagalvis A., Langanke K., Martínez-Pinedo G. et al.* Neutral-Current Neutrino–Nucleus Cross Sections for $A \sim 50$ –65 Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 747, No. 1. P. 87–108.
20. *Caurier E., Langanke K., Martínez-Pinedo G., Nowacki F.* Shell-Model Calculations of Stellar Weak Interaction Rates. I. Gamow–Teller Distributions and Spectra of Nuclei in the Mass Range $A = 45$ –65 // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 653, No. 4. P. 439–452.
21. *Fujita Y., Rubio B., Gelletly W.* Spin–Isospin Excitations Probed by Strong, Weak and Electro-Magnetic Interactions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2011. V. 66, No. 3. P. 549–606.
22. *Langanke K., Martínez-Pinedo G., von Neumann-Cosel P., Richter A.* Supernova Inelastic Neutrino–Nucleus Cross Sections from High-Resolution Electron Scattering Experiments and Shell-Model Calculations // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93, No. 20. P. 202501.
23. *Langanke K., Martínez-Pinedo G., Müller B. et al.* Effects of Inelastic Neutrino–Nucleus Scattering on Supernova Dynamics and Radiated Neutrino Spectra // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100, No. 1. P. 11101.
24. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Tsakstara V., Kosmas T. S.* Supernova Neutrino Scattering on the ^{56}Fe Nucleus at Finite Temperatures // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2013. V. 410, No. 1. P. 012172.
25. *Tsakstara V., Kosmas T. S., Dzhioev A. A., Vdovin A. I.* Neutral-Current Neutrino–Nucleus Reactions and Their Impact to Supernova Physics // *Ibid.* P. 012147.
26. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Wambach J., Ponomarev V. Yu.* Inelastic Neutrino Scattering off Hot Nuclei in Supernova Environments // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89, No. 3. P. 035805.
27. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Wambach J.* Neutrino Absorption by Hot Nuclei in Supernova Environments // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92, No. 4. P. 045804.
28. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Martínez-Pinedo G. et al.* Thermal Quasiparticle Random-Phase Approximation with Skyrme Interactions and Supernova Neutral-Current Neutrino–Nucleus Reactions // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94, No. 1. P. 015805.
29. *Ejiri H., Suhonen J., Zuber K.* Neutrino-Nuclear Responses for Astro-Neutrinos, Single Beta Decays and Double Beta Decays // *Phys. Rep.* 2019. V. 797. P. 1–102.
30. *Kolbe E., Langanke K., Martínez-Pinedo G., Vogel P.* Neutrino–Nucleus Reactions and Nuclear Structure // *J. Phys. G.* 2003. V. 29. P. 2569–2596.
31. *Имшенник В. С., Ряжская О. Г.* Вращающийся коллапсар и возможная интерпретация нейтринного сигнала от SN1987A // *Письма в Астрон. журн.* 2004. Т. 30. С. 17–36.
32. *Gaponov Yu. V., Ryazhskaya O. G., Semenov S. V.* Interaction of Electron Neutrinos with ^{56}Fe in the LSD for $E_{\nu_e} \leq 50$ MeV // *Phys. Atom. Nucl.* 2004. V. 67, No. 11. P. 1969–1973.
33. *Kolbe E., Langanke K.* Role of ν -Induced Reactions on Lead and Iron in Neutrino Detectors // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63, No. 2. P. 25802.

34. *Toivanen J., Kolbe E., Langanke K. et al.* Supernova Neutrino Induced Reactions on Iron Isotopes // *Nucl. Phys. A.* 2001. V. 694, No. 1–2. P. 395–408.
35. *Lazauskas R., Volpe C.* Neutrino Beams as a Probe of the Nuclear Isospin and Spin-Isospin Excitations // *Nucl. Phys. A.* 2007. V. 792, No. 3–4. P. 219–228.
36. *Paar N., Suzuki T., Honma M. et al.* Uncertainties in Modeling Low-Energy Neutrino-Induced Reactions on Iron-Group Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84, No. 4. P. 47305.
37. *Maschuw R., Armbruster B., Drexlin G. et al.* Neutrino Spectroscopy with KARMEN // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1998. V. 40. P. 183–192.
38. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Ponomarev V. Yu., Wambach J.* Thermal Effects on Neutrino-Nucleus Inelastic Scattering in Stellar Environments // *Yad. Fiz.* 2011. V. 74. P. 1193–1201.
39. *Bapo H., Paar N.* Neutral-Current Neutrino-Nucleus Cross Sections Based on Relativistic Nuclear Energy Density Functional // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86, No. 3. P. 35804.
40. *Chasioti V. C., Kosmas T. S., Divari P. C.* Inelastic Neutrino-Nucleus Reaction Cross Sections at Low Neutrino Energies // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2007. V. 59, No. 1. P. 481–485.
41. *Vdovin A. I., Dzhioev A. A.* Thermal Effects on Neutrino-Nucleus Inelastic Scattering in Stellar Environment // *Nucl. Theory.* 2010. V. 29. P. 41–51.
42. *Джюев А. А., Вдовин А. И.* Влияние температуры на сечение неупругого рассеяния нейтрино // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2010. Т. 74. С. 520–524.
43. *Vautherin D., Vinh Mau N.* Temperature Dependence of Collective States in the Random-Phase Approximation // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 422, No. 1. P. 140–156.
44. *Sagawa H., Bertsch G. F.* Self-Consistent Calculations of Finite Temperature Nuclear Response Function // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 146, No. 3. P. 138–142.
45. *Yüksel E., Colò G., Khan E. et al.* Multipole Excitations in Hot Nuclei within the Finite Temperature Quasiparticle Random Phase Approximation Framework // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 96, No. 2. P. 024303.
46. *Yüksel E., Colò G., Khan E., Niu Y. F.* Nuclear Excitations within Microscopic EDF Approaches: Pairing and Temperature Effects on the Dipole Response // *Eur. Phys. J. A.* 2019. V. 55, No. 12. P. 230.
47. *Niu Y. F., Paar N., Vretenar D., Meng J.* Low-Energy Monopole and Dipole Response in Nuclei at Finite Temperature // *Phys. Lett. B.* 2009. V. 681, No. 4. P. 315–319.
48. *Litvinova E., Wibowo H.* Finite-Temperature Relativistic Nuclear Field Theory: An Application to the Dipole Response // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121, No. 8. P. 082501.
49. *Litvinova E., Wibowo H.* Nuclear Response in a Finite-Temperature Relativistic Framework // *Eur. Phys. J. A.* 2019. V. 55, No. 12. P. 223.
50. *Loens H. P., Langanke K., Martínez-Pinedo G., Sieja K.* M1 Strength Functions from Large-Scale Shell-Model Calculations and Their Effect on Astrophysical Neutron Capture Cross Sections // *Eur. Phys. J. A.* 2012. V. 48, No. 3. P. 34.
51. *Толоконников С. В., Саперштейн Э. Е.* Описание неупругого рассеяния нейтрино на горячих ядрах вещества суперновой в рамках теории конечных ферми-систем // *ЯФ.* 2017. Т. 80, № 6. С. 677–683.

52. *Kondratyev V. N., Dzhioev A. A., Vdovin A. I. et al.* Energy Exchange in Neutrino Nuclear Scattering // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 4. P. 045802.
53. *Кондратьев В. Н., Джиев А. А., Вдовин А. И. и др.* Магнитные и тепловые эффекты при рассеянии нейтрино в горячем и плотном ядерном веществе // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. С. 1167–1173.
54. *Кольчужкин А. М., Учайкин В. В.* Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978.
55. *Fischer T., Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Neutrino-Pair Emission from Nuclear De-Excitation in Core-Collapse Supernova Simulations // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88, No. 6. P. 65804.
56. *Pontecorvo B.* Small Probability of the $\mu \rightarrow e + \gamma$ and $\mu \rightarrow e + e + e^+$ Processes and Neutral Currents in Weak Interactions // *Phys. Lett.* 1962. V. 1, No. 7. P. 287–288.
57. *Bahcall J. N., Treiman S. B., Zee A.* Neutral Currents and Stellar Cooling // *Phys. Lett. B.* 1974. V. 52, No. 3. P. 275–278.
58. *Gershtein S. S., Folomeshkin V. N., Khlopov M. Yu., Eramzhian R. A.* Neutral Currents and the Neutrino Emission from Stars // *ZhETF.* 1975. V. 69, No. 4. P. 1121–1126.
59. *Crawford J., Hansen C., Mahanthappa K.* Stellar Neutrino Pair Emission from De-Excitation of Nuclear States via Weak Neutral Currents // *Astrophys. J.* 1976. V. 206. P. 208–212.
60. *Misch G. W., Brown B. A., Fuller G. M.* Neutrino-Pair Emission from Hot Nuclei during Stellar Collapse // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88, No. 1. P. 15807.
61. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I.* Neutrino–Nucleus Reactions in Supernovae // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2016. V. 107. P. 10002.
62. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I.* Neutrino Processes with Hot Nuclei in Supernovae // *Acta Phys. Polon. B.* 2017. V. 48, No. 3. P. 667.
63. *Rapaport J., Taddeucci T., Welch T. P. et al.* Excitation of Giant Spin–Isospin Multipole Vibrations in $^{54,56}\text{Fe}$ and $^{58,60}\text{Ni}$ // *Nucl. Phys. A.* 1983. V. 410, No. 3. P. 371–398.
64. *El-Kateb S., Jackson K. P., Alford W. P. et al.* Spin–Isospin Strength Distributions for *fp* Shell Nuclei: Results for the $^{55}\text{Mn}(n, p)$, $^{56}\text{Fe}(n, p)$, and $^{58}\text{Ni}(n, p)$ Reactions at 198 MeV // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 49, No. 6. P. 3128–3136.
65. *Paar N., Colò G., Khan E., Vretenar D.* Calculation of Stellar Electron-Capture Cross Sections on Nuclei Based on Microscopic Skyrme Functionals // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80, No. 5. P. 055801.
66. *Niu Y. F., Paar N., Vretenar D., Meng J.* Stellar Electron-Capture Rates Calculated with the Finite-Temperature Relativistic Random-Phase Approximation // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83, No. 4. P. 45807.
67. *Fantina A. F., Khan E., Colò G. et al.* Stellar Electron-Capture Rates on Nuclei Based on a Microscopic Skyrme Functional // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86, No. 3. P. 035805.
68. *Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Supernova Electron Capture Rates on Odd–Odd Nuclei // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 453, No. 3–4. P. 187–193.
69. *Kuzmin V. A., Soloviev V. G.* Fragmentation of the Gamow–Teller Resonance in Spherical Nuclei // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* 1984. V. 10, No. 11. P. 1507–1522.
70. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.