

# МЕТОД СУПЕРОПЕРАТОРОВ В ТЕОРИИ НАГРЕТЫХ ЯДЕР И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ. II. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ В ЗВЕЗДАХ

*А. А. Джиоев\**, *А. И. Вдовин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Захват электронов на ядрах оказывает существенное влияние на динамику коллапса кора массивной звезды, ведущего к взрыву сверхновой. Предложен новый термодинамически последовательный способ расчета скоростей и сечений  $e^-$ -захвата нагретыми ядрами внутри звезды. Метод основан на квазичастичном приближении случайных фаз, обобщенном на случай ненулевой температуры с помощью формализма супероператоров. На примере  $^{54,56}\text{Fe}$  показано, что термодинамически последовательный учет тепловых эффектов приводит к более сильной температурной зависимости скоростей и сечений  $e^-$ -захвата ядрами группы железа, чем предсказывают расчеты на основе модели оболочек. Для нейтронно-избыточных ядер вблизи  $N = 50$  рассмотрено совместное влияние тепловых эффектов и парных корреляций на разблокировку гамов-теллеровских переходов  $p \rightarrow n$ . Показано, что именно тепловые эффекты приводят к разблокировке низкоэнергетических переходов. Благодаря этому, а также вкладу запрещенных переходов захват электронов не прекращается на ядрах с  $N = 50$ .

Electron captures on nuclei play an essential role in the dynamics of the collapsing core of a massive star that leads to a supernova explosion. We propose a novel thermodynamically consistent approach to calculate electron capture rates and cross sections on hot nuclei in the stellar interior. The method is based on the quasiparticle random phase approximation extended to finite temperature by the superoperator formalism. By the example of  $^{54,56}\text{Fe}$  it is shown that thermodynamically consistent incorporation of thermal effects leads to a stronger temperature dependence of the  $e^-$ -capture rates and cross sections for iron group nuclei than predicted by the shell-model calculations. The combined action of thermal effects and pairing correlations on the unblocking of Gamow–Teller  $p \rightarrow n$  transitions is considered for neutron-rich nuclei around  $N = 50$ . It is shown that it is thermal effects that lead to the unblocking of low-energy transitions. Due to this, as well as the contribution of forbidden transitions, electron capture does not stop at nuclei with  $N = 50$ .

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

---

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

## ВВЕДЕНИЕ

Данная работа является второй из цикла трех статей, посвященных применению метода супероператоров в теории нагретых ядер, в частности, для изучения ядерных реакций, обусловленных слабым взаимодействием и протекающих в астрофизических условиях вещества звезды. Напомним, что в первой статье цикла [1], на которую в дальнейшем будем ссылаться как на часть I, на основе метода супероператоров сформулирован статистический подход к расчету сечений и скоростей полуптонных слабых реакций с нагретыми ядрами. Такие реакции имеют важное значение на поздней стадии эволюции массивных звезд [2–4], а их скорости и сечения используются в качестве входных ядерных данных при компьютерном моделировании коллапсирующих сверхновых [5].

Интерес к сверхновым связан с ключевой ролью, которую они играют в нашем понимании многих космических явлений. Именно взрывы сверхновых определяют химическую эволюцию Вселенной, поскольку благодаря им в окружающее пространство выбрасываются тяжелые элементы, синтезированные в звезде. Ударные волны от взрыва создают уплотнения в межзвездном газе, из которых затем зарождаются новые звезды и планеты. Со сверхновыми тесно связаны такие вопросы, как образование нейтронных звезд и черных дыр, синтез сверхтяжелых элементов, происхождение космических лучей, природа космических гамма-всплесков и многое другое [6]. Разнообразии компонентного состава вещества сверхновых и их остатков позволяет рассматривать процессы с участием элементарных частиц и атомных ядер в экстремальных физических условиях\*, трудно реализуемых в земных лабораториях [7]. Одновременно с этим новые открытия в физике элементарных частиц и атомных ядер используются для разгадки тайны взрыва самих сверхновых. Замечательным примером является открытие слабых нейтральных токов в нейтринных взаимодействиях, сыгравшее решающую роль в теории взрыва сверхновых [2]. Другой пример — ядерный гамов-теллеровский резонанс, свойства которого во многом определяют скорости и сечения слабых реакций, имеющих важное значение на финальной стадии эволюции массивных звезд [3, 8]. Всем этим и объясняется интерес к исследованию сверхновых звезд в современной астрофизике.

По физическому механизму взрыва сверхновые делят на две группы: термоядерные сверхновые и сверхновые с коллапсирующим кором (core-collapse supernovae). И если для первых созданные модели позволяют получить количественные характеристики, более или менее соответствующие наблюдаемым данным [9], то природа взрывов коллапсирующих сверхновых все еще не ясна до конца. Несмотря на то, что моделирование коллапсирующих сверхновых находится на переднем крае астрофизики

---

\* Речь, прежде всего, идет о колоссальных значениях плотности, температуры и напряженности магнитного поля.

уже более полувека, ни одна из предложенных моделей не помогла прийти к однозначному выводу о механизме перехода коллапса кора звезды во взрыв внешних слоев оболочки. Простые оценки показывают, что при коллапсе высвобождается гравитационная энергия порядка  $10^{53}$  эрг, что значительно больше энергии взрыва ( $\sim 10^{51}$  эрг). Но так как большая часть этой энергии выделяется в виде нейтрино, то сложно оценить ту энергию, которая передается внешним слоям звезды и ведет к взрыву сверхновой.

Хотя ни одна из существующих ныне моделей не воспроизводит весь комплекс явлений, связанных со взрывом сверхновой, и содержит упрощения, в последние два десятилетия был достигнут новый уровень точности, связанный с переходом от простых одномерных моделей коллапса к многомерным, позволяющим учитывать сложные гидродинамические явления (вращение, конвекцию, турбулентность) и эффекты асимметрии взрыва [10, 11]. При таком рассмотрении требуются трехмерные магнитогидродинамические расчеты с решением уравнения Больцмана для переноса нейтрино, что представляет собой чрезвычайно сложную вычислительную задачу. Прогресс в этой области во многом связан с развитием компьютерных технологий и созданием более совершенных численных методов.

Переход к рассмотрению трехмерных моделей коллапса с учетом сложных гидродинамических эффектов делает необходимым совершенствование наших представлений о микрофизике плотного и горячего вещества сверхновых, чтобы по возможности исключить влияние неопределенностей на результаты моделирования. Здесь можно выделить три основных направления исследований [12]: 1) анализ свойств горячей асимметричной ядерной материи при плотностях около и выше плотности насыщения с целью получения достоверного уравнения состояния; 2) изучение различных процессов взаимодействия нейтрино всех трех сортов с ядерной материей; 3) получение надежных данных по свойствам атомных ядер и реакций с их участием в экстремальных условиях, реализуемых при коллапсе и взрыве.

Уравнение состояния, т. е. связь между термодинамическими величинами, характеризующими состояние вещества сверхновой, является основой гидродинамических расчетов, и его теоретическому изучению посвящены многочисленные работы (см. [13, 14] и ссылки в них). Надежды на экспериментальное изучение экстремальных состояний ядерной материи связаны со строящимися ускорительными комплексами NICA (Россия) и FAIR (Германия). Процессы рассеяния, испускания и поглощения нейтрино определяют непрозрачность вещества звезды для нейтринного излучения. Их учет необходим при моделировании переноса энергии и ее передачи взрывной волне, предсказании свойств нейтринного сигнала от сверхновых, а также при рассмотрении возможных сценариев нуклеосинтеза (см. ссылки [1–5] в [15]). Расчеты демонстрируют чувствительность результатов трехмерного моделирования к небольшим изменениям

непрозрачности (см. ссылки [6–9] в [15]). Сложность при описании взаимодействия нейтрино с ядерной материей связана с необходимостью одновременного учета многочастичных корреляций и релятивистских эффектов [15, 16]. Кроме того, скорости и сечения нейтринных процессов в значительной степени зависят от выбора уравнения состояния [17, 18].

В данной и следующей работах цикла будем рассматривать третье из вышеупомянутых направлений, а именно слабые реакции с атомными ядрами, которые также играют важную роль в физике коллапсирующих сверхновых [2–4]. Речь, прежде всего, идет о захвате электронов ядрами и о различных нейтрино-ядерных реакциях. Одна из сложностей в изучении слабых реакций в астрофизических условиях заключается в том, что в ядерный состав коллапсирующего кора входят значительно удаленные от линии стабильности нейтронно-избыточные ядра, свойства которых плохо известны. Другая проблема — описание структуры атомного ядра и свойств его возбужденных состояний при экстремальных физических условиях, реализуемых в веществе звезды. Так как в лабораториях такие условия недостижимы, то для расчета скоростей и сечений используют теоретические модели, а данные экспериментов служат для тестирования и ограничения параметров этих моделей.

В данной работе представлены расчеты и анализ влияния тепловых эффектов на сечения и скорости захвата электронов нагретыми ядрами в коллапсирующем коре сверхновой. Чтобы подчеркнуть важность  $e^-$ -захвата для физики коллапсирующих сверхновых, в разд. 1 в общих чертах изложены устоявшиеся представления о финальной стадии эволюции массивных звезд\*, а в разд. 2 перечислены те последствия, которые  $e^-$ -захват оказывает на коллапс звезды. Далее, в разд. 3 дан исторический обзор метода расчета скоростей ядерного  $e^-$ -захвата на основе оболочечной модели ядра применительно к астрофизическим задачам. Особое внимание уделено обсуждению используемых приближений — гипотезе Бринка–Акселя и методу обратных резонансов. В разд. 4 приводится общее выражение для скорости  $e^-$ -захвата в рамках статистического подхода и его длинноволновое приближение. Обоснование применимости используемых ядерных моделей для расчета сечений и скоростей слабых полулептонных реакций с ядрами группы железа и нейтронно-избыточными ядрами с  $N \approx 50$  дано в разд. 5. В разд. 6 на примере ядер  $^{54,56}\text{Fe}$  с использованием результатов расчетов в рамках тепловязкостического приближения случайных фаз (ТКПСФ) с гамилтонианом квазичастично-фононной модели ядра (КФМ) и различными силами Скирма подробно рассмотрена температурная эволюция силовой функции гамов-теллеровских ( $\text{GT}_+$ ) переходов  $p \rightarrow n$ , вклад которых доминирует в процессе  $e^-$ -захвата ядрами группы железа. Там же прове-

---

\* Более подробное изложение физики сверхновых дано в обзорных статьях [2, 4, 19–23], а также в сборнике [6], который наиболее полным образом отражает текущее состояние знаний в этой области.

дено сравнение с результатами расчетов скоростей и сечений  $e^-$ -захвата, выполненных в других подходах, и выявлены причины различий с ними. В разд. 7 для нейтронно-избыточных ядер с  $N \approx 50$  проанализированы два механизма разблокировки  $GT_+$ -переходов — конфигурационное смешивание, вызванное парными корреляциями, и тепловые эффекты. Исследована зависимость энергии и силы  $GT_+$ -переходов от доминирующего механизма разблокировки. Рассмотрен вопрос о возможной остановке  $e^-$ -захвата на полумагических нейтронно-избыточных ядрах с  $N = 50$ .

## 1. КОЛЛАПСИРУЮЩИЕ СВЕРХНОВЫЕ

Согласно современным представлениям взрыв коллапсирующей сверхновой является финальной стадией эволюции звезд массой более  $10M_{\odot}$  [6]. Такие звезды, пройдя все возможные стадии горения ядерного топлива, к концу гидростатического этапа своей жизни представляют собой слоистую структуру типа луковицы, в слоях которой происходит превращение водорода в гелий, гелия — в углерод и т. д. В центре звезды в результате горения кремния формируется железный кор (ядро), состоящий из элементов с массовым числом  $A \approx 56$  и  $N \approx Z$ . Поскольку ядра группы железа имеют максимальную удельную энергию связи, то внутри кора рождение более тяжелых элементов в термоядерном синтезе и генерация энергии для поддержания гидростатического равновесия невозможны. На первых порах силам гравитационного сжатия кора противодействует давление релятивистского вырожденного электронного газа  $P_e \propto (\rho Y_e)^{4/3}$ , где  $Y_e$  — так называемая электронная компонента или, что то же самое, число электронов на нуклон, а  $\rho$  — плотность вещества\*. В силу зарядовой нейтральности вещества  $Y_e$  равно доле протонов среди всех нуклонов. Поэтому на стадии образования железного кора  $Y_e \approx 0,5$ . Нейтронизация вещества, т. е. уменьшение электронной компоненты  $Y_e$ , может происходить только в реакциях слабого взаимодействия.

\* Величина  $Y_e$  определяется как отношение плотности числа электронов  $n_e$  [ $\text{см}^{-3}$ ] к плотности числа нуклонов  $n_N$  [ $\text{см}^{-3}$ ]:

$$Y_e = \frac{n_e}{n_N}.$$

Так как плотность вещества  $\rho = n_N m_u$  [ $\text{г}/\text{см}^3$ ], где  $m_u$  — атомная единица массы [ $\text{г}$ ], и 1 а. е. м., выраженная в граммах, численно практически равна обратному числу Авогадро  $N_A$ , то  $Y_e$  численно равна количеству моль электронов, приходящихся на 1 г вещества [моль/г]:

$$Y_e = \frac{n_e}{\rho N_A}.$$

Последнее соотношение часто используют как определение  $Y_e$  (electron mole number) [21]. При таком определении величина  $\rho Y_e$  численно равна количеству моль электронов в единице объема [моль/ $\text{см}^3$ ].

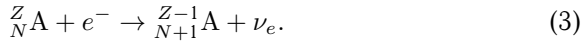
Максимальная масса железного кора, при которой давление электронного газа может компенсировать гравитационное сжатие, равна пределу Чандрасекара [21]

$$M_{\text{Ch}} \approx 5,83 Y_e^2 M_{\odot} \left( 1 + \frac{\pi^2 T^2}{\mu_e^2} \right), \quad (1)$$

где  $\mu_e$  — энергия Ферми (химический потенциал) электронного газа:

$$\mu_e \approx 1,11 \text{ МэВ} \left( \frac{\rho Y_e}{10^7 \text{ г/см}^3} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

По мере горения кремния масса железного кора приближается к  $M_{\text{Ch}}$ , и он начинает сжиматься, при этом увеличивается его плотность. При плотности порядка  $10^9 \text{ г/см}^3$  энергия Ферми  $\mu_e$  составляет несколько мегаэлектронвольт и становится возможным захват электронов ядрами группы железа, энергетически запрещенный в земных условиях\*:



В результате уменьшения числа электронов давление электронного газа растет медленнее, чем сила гравитационного сжатия. Из-за уменьшения упругости вещества центральная часть звезды сжимается еще больше, при этом увеличивается ее плотность, следовательно, и максимальная энергия вырожденных электронов, что позволяет все большему количеству из них участвовать в захвате. Образующиеся в реакции (3) электронные нейтрино являются главным переносчиком выделяющейся при коллапсе гравитационной энергии, и, пока  $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г/см}^3$ , большая их часть свободно покидает звезду. В результате потери устойчивости железный кор звезды обрушивается внутрь (коллапсирует) практически в режиме свободного падения\*\*. Как только скорость сжатия достигает  $1000 \text{ км/с}$ , звезда, согласно определению работ [25, 26], вступает в стадию предсверхновой. Размер железного кора в этот момент составляет порядка  $3000 \text{ км}$  [4], а его масса близка к чандрасекаровскому пределу (1), что для звезды  $15M_{\odot}$  при среднем значении  $Y_e^{(i)} \approx 0,45$  составляет  $M_{\text{Ch}}^{(i)} \approx 1,34M_{\odot}$  [21]. Характерными значениями температуры и плотности в центре звезды являются  $T \approx 10^{10} \text{ К}$  ( $0,86 \text{ МэВ}$ ) и  $\rho \approx 10^{10} \text{ г/см}^3$ .

Остановимся более подробно на ядерном составе коллапсирующего кора. Благодаря высокой температуре и плотности центральной обла-

\* Для захвата электрона на основном состоянии  ${}^{56}\text{Fe}$  требуется пороговая энергия  $Q = M({}^{56}\text{Fe}) - M({}^{56}\text{Mn}) = 4,2 \text{ МэВ}$ . Отличная от нуля температура ускоряет захват электронов.

\*\* В звездах массой  $M \gtrsim 20M_{\odot}$  за счет более высокой температуры коллапс начинается благодаря фоторасщеплению ядер. При еще более высокой массе ( $M \gtrsim 60M_{\odot}$ ) вклад в нарушение устойчивости начинает вносить процесс рождения электрон-позитронных пар [24].

сти все ядерные реакции, обусловленные сильным и электромагнитным взаимодействиями, протекают очень быстро и находятся в равновесии с обратными реакциями. Реакции слабого взаимодействия не включены в равновесие до тех пор, пока вещество прозрачно для нейтрино. В установившемся ядерном статистическом равновесии (ЯСР) ядерный состав кора и его термодинамические свойства определяются значениями трех величин: температуры  $T$ , плотности  $\rho$  и числа электронов на нуклон  $Y_e$  [27, 28]. Детальный ядерный состав определяется уравнением Саха, которое связывает относительную распространенность ядра  ${}^Z_N A$  с концентрацией свободных протонов и нейтронов при дополнительном условии сохранения заряда и числа нуклонов [27, 4] (см. также 29, § 18.3). Распространенность ядер зависит от их энергий связи. На начальной стадии коллапса при плотностях  $\rho \lesssim 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> в составе кора доминируют ядра группы железа с  $A = 45-65$ . Однако продолжающийся по мере развития коллапса захват электронов ведет к уменьшению  $Y_e$  и нейтронизации вещества, в результате чего ядерный состав коллапсирующего кора сдвигается в сторону более тяжелых нейтронно-избыточных ядер. При этом уменьшение относительной разницы в энергии связи нейтронно-избыточных ядер приводит к увеличению числа различных ядер, дающих заметный вклад в состав вещества кора.

Тот факт, что атомные ядра продолжают существовать на всем протяжении коллапса и не происходит их полного расщепления на альфа-частицы (протоны и нейтроны), является следствием сохраняющегося низкого значения энтропии вещества ядра звезды\*. Анализируя уравнение состояния плотного горячего вещества звезды, Бете и др. [19] оценили энтропию на нуклон в начале коллапса как  $s \approx 0,93$  (в единицах константы Больцмана) в предположении, что вещество состоит из вырожденных электронов и ядер  ${}^{56}\text{Fe}$ . Поскольку вещество находится в равновесии относительно сильного и электромагнитного взаимодействий, то изменение энтропии может происходить только через слабое взаимодействие. Захват электронов ведет к увеличению энтропии, а нейтринные потери — к ее уменьшению [30, 31] (см. также [29, § 18.6]). Своими расчетами Бете и др. [19] показали, что до начала запираания нейтрино (см. ниже) оба эти процесса почти компенсируют друг друга, в результате чего энтропия хоть и возрастает, но остается низкой ( $s \approx 1-1,5$ ) во всем в коллапсирующем коре.

Сохранение атомных ядер во время коллапса приводит к следующему: 1) выделяющаяся при коллапсе энергия частично расходуется на возбуждение атомных ядер (благодаря этому, как показано в работе [19], температура вещества во время коллапса не превышает 10 МэВ (см. так-

---

\* Низкое значение энтропии на нуклон ( $s \sim 1$ ) соответствует тому, что доля свободных нуклонов мала. Интуитивно это следует из того, что тяжелое ядро имеет степеней свободы меньше, чем у свободных нуклонов или легких ядер.

же рис.18.1 в [29]), т.е. остается низкой по сравнению с энергией Ферми нуклонов в ядре ( $\sim 40$  МэВ)); 2) давление определяется, главным образом, релятивистскими вырожденными электронами, поэтому сжатие вещества может достигать ядерных плотностей ( $\rho_0 \approx 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>) [32]; 3) при плотностях  $10^{11} - 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> когерентное упругое рассеяние на ядрах посредством слабых нейтральных токов становится главным источником непрозрачности для нейтрино, так как сечение такого процесса пропорционально квадрату числа нейтронов в ядре\* [33].

Внутри так называемой области запириания (trapping) при достижении плотности порядка  $10^{11} - 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> время диффузии нейтрино примерно на два порядка превосходит характерное время коллапса (несколько миллисекунд) [2, 22]. Так как нейтрино оказываются запертыми внутри вещества, то полное число лептонов на нуклон ( $Y_{\text{lep}} = Y_e + Y_\nu$ ) остается постоянной величиной [19]. В области запириания нейтрино за счет неупругого рассеяния на вырожденных электронах происходит термализация нейтрино, в результате которой распределение нейтрино достигает равновесного ферми-дираковского вида [2]. Поскольку наличие нейтринного ферми-газа частично блокирует захват электронов ядрами и делает возможным обратный процесс — захват нейтрино, то в области запириания нейтрино устанавливается термодинамическое равновесие между нейтрино и веществом, а дальнейшая нейтронизация вещества и его делептонизация замедляются. Благодаря этому число электронов, а значит, и число протонов, остается высоким вплоть до ядерных плотностей. Согласно оценкам работы [20], если при установлении режима удержания нейтрино  $Y_e^{(\text{tr})} = 0,36$ , то при достижении ядерной плотности и остановке коллапса  $Y_e^{(f)} = 0,32$ . Так как коллапс внутренней части коря происходит почти адиабатически, то в области запириания сохраняется низкое значение энтропии ( $s \approx 1-2$ ). Данный факт в совокупности с наличием большого числа протонов означает, что большинство нуклонов остаются связанными в атомных ядрах вплоть до ядерных плотностей, когда ядра начинают касаться друг друга.

Уже в первых компьютерных моделях коллапса, учитывающих эффект запириания нейтрино (см., например, [34, 35]), было обнаружено, что коллапсирующий кор разделяется на две части: внутреннее ядро, которое коллапсирует гомологично\*\* со скоростью, не превышающей локальную скорость звука, и внешнее ядро, коллапсирующее со сверхзвуковой скоростью. Масса внутреннего ядра в грубом приближении представляет собой массу Чандрасекара для электронной компоненты  $Y_e$ ,

\* При низких энергиях нейтрино  $\varepsilon_\nu$  для сечения когерентного упругого рассеяния на ядрах имеем  $\sigma \sim N^2 \varepsilon_\nu^2$ .

\*\* Гомологичный коллапс означает, что скорость падения вещества на центр пропорциональна расстоянию до центра.



которая остается на стадии запираания нейтрино [36, 37], т. е.

$$M_{\text{hc}} \sim 1,45(2Y_e)^2 M_{\odot}. \quad (4)$$

Таким образом, в тот момент, когда внутреннее ядро достигает ядерных плотностей ( $Y_e^{(f)} = 0,32$  согласно оценкам работы [20]), его масса составляет  $M_{\text{hc}}^{(f)} \approx 0,6M_{\odot}$ . Детальные гидродинамические расчеты [35] свидетельствуют, что соотношение (4) выполняется с точностью лучше 20%.

После того как внутреннее ядро достигает плотности, в несколько раз превышающей ядерную, упругость вещества резко возрастает и гомологичное ядро «отскакивает» (bounce) от центра, прежде чем прийти к равновесию. Внешняя же часть ядра продолжает свободное падение со сверхзвуковой скоростью. При соударении двух областей, движущихся в противоположных направлениях, на границе их раздела за счет сильного нагрева вещества и диссоциации ядер на нуклоны происходит резкое повышение давления, которое приводит к образованию расходящейся ударной волны. Энергия ударной волны зависит от размера внутреннего гомологичного ядра и от свойств сильно сжатой ядерной материи, в частности от модуля сжатия  $K_0$ . Характерной энергией ударной волны является величина в несколько раз больше  $10^{51}$  эрг [38], и этой энергии вполне достаточно, чтобы разрушить внешние слои звезды, при условии, что ударная волна достигла их. Разрушение внешней оболочки звезды наблюдается как вспышка сверхновой.

Механизм взрыва за счет отскока внутреннего ядра рассматривался уже в одной из первых моделей сверхновых [39] и известен как *быстрый* (prompt) *взрыв*. Однако попытки компьютерного моделирования этого процесса (см., например, обсуждение и ссылки в обзорах [2, 4, 21]) показали, что механизм быстрого взрыва может осуществляться только в случае коллапса железного кора малой массой  $1,1M_{\odot}$  или при очень мягком уравнении состояния ( $K_0 < 150$  МэВ). В случае же массивных железных коров и при нормальном уравнении состояния ударная волна не обладает достаточной энергией, чтобы произвести взрыв, так как теряет всю свою энергию прежде, чем достигает внешних слоев звезды. Ослабление ударной волны происходит, главным образом, по двум причинам. Во-первых, ударная волна теряет энергию на диссоциацию ядер при прохождении внешней части коллапсирующего кора. Для ядер группы железа потери составляют около 8 МэВ на нуклон, т. е. примерно  $10^{51}$  эрг на массу  $0,1M_{\odot}$ . Эта величина сравнима с начальной энергией ударной волны. Второй причиной ослабления ударной волны являются нейтринные потери. После диссоциации ядер позади фронта ударной волны образуется горячий газ из нейтронов, протонов и электронов. В этой среде нейтрино образуются в большом количестве при захвате электронов протонами, и, как только ударная волна достигает области плотности  $10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, они получают возможность покинуть звезду.

Расчеты в сферически-симметричной модели коллапса показывают, что, пройдя около 100–200 км [2] во внешнем железном ядре, ударная волна останавливается с последующим падением вещества на ядро (accretion shock) и формированием протонейтронной звезды \* радиусом  $R_{\text{ns}} \sim 10$  км и массой  $M_{\text{ns}} \sim 1,0M_{\odot}$  [40, 41]. Выяснение механизмов «оживления» ударной волны является центральным вопросом теории коллапсирующих сверхновых, который стоит перед теоретиками уже более полувека. Кратко перечислим наиболее многообещающие из этих механизмов (более детальное изложение возможных механизмов взрыва дано в работах [4, 42, 43–45]).

**1.1. Нейтринный разогрев ударной волны.** Большая часть гравитационной потенциальной энергии, выделившейся при коллапсе, трансформируется в тепловую энергию протонейтронной звезды. Простые оценки этой энергии дают значение  $E_{\text{gr}} = GM_{\text{ns}}^2/R_{\text{ns}} \sim 10^{53}$  эрг. Остывание протонейтронной звезды происходит за счет как испущенных нейтрино, ранее запертых и теперь диффундирующих наружу, так и вновь образовавшихся (анти)нейтрино в реакциях захвата свободными протонами  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$  и в результате парного рождения  $e^- + e^+ \rightarrow \nu_k + \bar{\nu}_k$ . В последней реакции рождаются нейтрино и антинейтрино всех трех типов ( $k = e, \mu, \tau$ ). Так как образующийся поток (анти)нейтрино уносит подавляющую часть освобожденной гравитационной энергии, то передачи небольшой доли (порядка 1 %) этой энергии внешним слоям звезды было бы достаточно (напомним, что энергия взрыва составляет порядка  $10^{51}$  эрг) для решения проблемы механизма взрыва коллапсирующих сверхновых.

Согласно нейтринному механизму, предложенному Бете и Уилсоном [46–48], передача энергии осуществляется путем нагрева нуклонного газа за фронтом остановившейся ударной волны за счет реакций захвата



Если нагрев достаточно эффективен, то он приводит к повышению давления за фронтом ударной волны и расширению вещества, в результате чего ударная волна вновь начинает двигаться наружу. Такой механизм еще называют *задержанным взрывом*.

Компьютерное моделирование показывает, что эффективность нейтринного механизма взрыва может существенным образом зависеть от размерности используемой модели. К примеру, одномерные сферически-симметричные модели с точной трактовкой переноса нейтрино в большинстве случаев не приводят к взрыву, так как эффективность нейтринного нагрева не перекрывает потери энергии (см. ссылки в [49]). Однако

---

\* В дальнейшем, в зависимости от массы протонейтронная звезда либо эволюционирует в нейтронную звезду, либо схлопывается в черную дыру.

при учете многомерных эффектов возможно появление крупномасштабных конвекционных потоков, которые выносят высокоэнергетические (анти)нейтрино из внутренних областей и тем самым усиливают процесс нагрева вещества за фронтом ударной волны, т. е. способствуют взрыву сверхновой [49, 50]. Первоначальные двухмерные модели с упрощенной трактовкой переноса нейтрино действительно подтверждали эту идею (см., например, ссылки [64, 65, 69–71] в [51]), но их успех оказался преждевременным при более точном учете спектрального состава нейтринного излучения [51]. Последующее создание трехмерных моделей коллапса вновь возродило надежду, что нейтринный разогрев ударной волны способен обеспечить взрыв сверхновой [10], но для надежных доказательств требуется дальнейшее совершенствование модели (см. в [11] список задач, стоящих перед исследователями в этой области, и их обсуждение).

**1.2. Магниторотационный механизм взрыва.** В 1970 г. Г. С. Бисноватым-Коганом была выдвинута идея о том, что при анализе механизма взрыва сверхновых надо учитывать начальное магнитное поле и вращение звезды [52]. При коллапсе значительная часть гравитационной потенциальной энергии переходит в энергию вращения. Неоднородный коллапс железного кора приводит к дифференциальному вращению (т. е. разные части кора вращаются вокруг общей оси с различной угловой скоростью). Если есть полоидальное магнитное поле, то в условиях неоднородного вращения должно возникнуть и тороидальное поле, усиливающееся со временем. При достижении некоторого критического значения магнитного поля образуется магнитогидродинамическая ударная волна, которая и производит взрыв сверхновой.

**1.3. Деление на два компонента с последующим взрывом.** Так как при сжатии кора скорость его вращения возрастает, то это может привести к его делению на две нейтронные звезды. Дальнейшее сближение компонентов за счет излучения гравитационных волн приводит к перетеканию вещества с менее массивного компонента на более массивный. Когда масса менее массивного компонента достигнет нижнего предела масс нейтронных звезд, может произойти выделение энергии (взрыв), связанное с бета-распадами нейтронов и ядер маломассивной нейтронной звезды. Данный механизм взрыва сверхновых был предложен Имшеником [53, 54], и для его реализации требуется достаточно быстрое вращение звезды перед коллапсом. Обсуждается связь данного механизма с особенностями спектра нейтрино от сверхновой SN1987A [55].

Помимо перечисленных выше «классических» механизмов взрыва коллапсирующих сверхновых стоит упомянуть и другие, предложенные в последние годы: акустический механизм, согласно которому взрыв происходит за счет звуковых волн, образующихся в результате асимметричной аккреции вещества на формирующуюся протонейтронную звезду [56]; формирование дополнительной ударной волны за счет кварк-адронного

фазового перехода [57]; деформацию остановившейся ударной волны за счет гидродинамической неустойчивости (Standing Accretion Shock Instability, SASI), которая может привести к выходу ударной волны во внешние слои звезды и взрыву сверхновой [58]. Нельзя также исключить того, что взрыв коллапсирующей сверхновой может быть результатом нескольких механизмов. Например, согласно многомерным моделям коллапса развитие гидродинамической неустойчивости в остановившейся ударной волне приводит к тому, что вещество в течение большего времени находится в области нейтринного излучения, тем самым увеличивается эффективность нагрева [4, 43]. Другой возможной комбинацией является сочетание магниторотационного и нейтринного механизмов взрыва [59].

## 2. РОЛЬ $e^-$ -ЗАХВАТА В КОЛЛАПСИРУЮЩИХ СВЕРХНОВЫХ

Рассмотрение слабых ядерных реакций в астрофизических условиях начнем с захвата электронов. Чтобы подчеркнуть важность этого процесса для физики коллапсирующих сверхновых, еще раз перечислим те последствия, которые  $e^-$ -захват оказывает на эволюцию и коллапс кора массивной звезды.

1. На стадии, предшествующей коллапсу, захват электронов ядрами группы железа уменьшает электронную компоненту  $Y_e$  тем самым через соотношение Чандрасекара (1) определяет масса  $M_{\text{Ch}}^{(i)}$  коллапсирующего железного кора.

2. Уменьшение давления электронного газа, вызванное  $e^-$ -захватом, ускоряет гравитационный коллапс\*. Скорость захвата определяет, насколько быстро происходит уменьшение давления, и тем самым влияет на динамику коллапса.

3. При захвате электронов образуются нейтрино, которые на первых порах (пока  $\rho \lesssim 10^{11} \text{ г/см}^3$ ) свободно покидают звезду, унося с собой энергию. В результате этого энтропия вещества остается низкой, а большинство нуклонов находится в ядрах и не вносит существенного вклада в давление. Сохранение ядер приводит также к тому, что часть выделяющейся при коллапсе гравитационной энергии расходуется на их возбуждение, из-за чего температура вещества остается сравнительно низкой. Таким образом, захват электронов влияет на уравнение состояния вещества и его термодинамические свойства.

4. Скорость захвата электронов во время коллапса влияет на число лептонов и энтропию во внутреннем гомологичном ядре. В свою очередь, эти величины определяют состав внутреннего ядра и силу ударной волны, образующейся при его отскоке. Действительно, рост плотности и

---

\* Возможен и обратный процесс  $\beta^-$ -распада ядер, однако он достаточно быстро блокируется за счет возрастающей энергии Ферми электронного газа [3, 60].

нейтронизация вещества при низком значении энтропии означают увеличение доли тяжелых нейтронно-избыточных ядер во внутреннем ядре. Энергия ударной волны, помимо свойств вещества при сверхъядерных плотностях, зависит от массы гомологичного ядра, которая согласно уравнению (4) определяется числом электронов  $Y_e^{(f)}$  в момент прекращения коллапса\*. Согласно оценкам работы [20] для энергии ударной волны справедливо соотношение  $E_{\text{shock}} \propto (Y_e^{(f)})^{10/3}$ .

5. Ударная волна теряет свою энергию во внешнем железном ядре, масса которого равна разности масс  $M_{\text{Ch}}^{(i)} - M_{\text{hc}}^{(f)} \propto (Y_e^{(i)})^2 - (Y_e^{(f)})^2$  между кором в начале коллапса и внутренним гомологичным ядром. Следовательно, чтобы ударная волна распространилась как можно дальше во внешнем ядре, необходимо, чтобы эта разность была по возможности меньше, т.е.  $Y_e^{(i)}$  — как можно меньше, а  $Y_e^{(f)}$  — как можно больше. Это означает, что энергия, требуемая для оживления ударной волны и ее выхода за пределы внешнего ядра, зависит от скоростей захвата электронов.

6. Распространение ударной волны во внешнем ядре, а также процесс образования гидродинамических нестабильностей и конвекционных потоков зависит от состава вещества, его температуры и энтропии. Захват электронов в значительной мере влияет на эти характеристики.

7. Уравнение Больцмана, описывающее временную эволюцию функции распределения нейтрино, должно, по возможности, содержать все возможные источники рождения нейтрино, включая  $e^-$ -захват ядрами.

Исходя из вышеперечисленных пунктов можно сказать, что захват электронов является одним из наиболее важных ядерных слабых процессов, определяющих динамику коллапса и энергетику взрыва. Поэтому неудивительно, что в публикациях, посвященных физике коллапсирующих сверхновых, изучению этого процесса уделяется большое внимание. Из последних обзоров на эту тему можно отметить [61]. Прежде чем приступить к более детальному рассмотрению процесса  $e^-$ -захвата в веществе звезды, приведем цитату из работы [42]: «... it is no longer a question of whether or not more accurate rates for electron capture on nuclei are necessary. The question is: What is the path forward in light of the fact we must contend with heavy nuclei and finite temperatures? The rates clearly must be computed with greater accuracy than in the past».

Захват электронов атомным ядром в веществе звезды отличается от аналогичного процесса в лабораторных условиях. В плазме звезды при температуре  $T \gtrsim 10^8 - 10^9$  К атомы полностью ионизованы и захват происходит из окружающего атомные ядра вырожденного электронного газа (континуума) [62]. В установившемся термодинамическом равновесии

---

\* Здесь уместна аналогия с пружиной. Чем больше пружина, тем больше энергии она может запасти при сжатии.

электронный газ описывается распределением Ферми–Дирака\*

$$f_e(\varepsilon_e) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon_e - \mu_e)/T}}. \quad (6)$$

Химический потенциал (энергия Ферми)  $\mu_e$  связан с плотностью и температурой с помощью соотношения\*\* [63, 64]

$$\rho Y_e = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3 N_A} \int_0^\infty (f_e - f_p) p_e^2 dp_e, \quad (7)$$

где  $N_A$  — число Авогадро. Наличие под интегралом разности  $f_e - f_p$  электронной и позитронной функции распределения связано с процессом рождения электрон-позитронных пар\*\*\*. При достаточно больших плотностях, когда электронный газ сильно вырожден и его энергия Ферми велика, вероятность рождения электрон-позитронных пар подавлена и для  $\mu_e$  можно использовать приближенное выражение (2). Температурная зависимость  $\mu_e$  при нескольких значениях плотности  $\rho Y_e$  показана на рис. 1. Наличие в газе высокоэнергетических электронов с энергией, превышающей разность масс дочернего и родительского ядер, делает возможным  $e^-$ -захват всеми ядрами, включая стабильные. Скорость такого процесса зависит от плотности  $\rho Y_e$  и температуры  $T$  электронного газа.

Другой причиной разницы между процессом захвата электронов в лабораторных условиях и захватом в условиях звезды является взаимодействие ядер с электромагнитным излучением. В установившемся термодинамическом равновесии с бальцмановской вероятностью

$$p_i(T) = \frac{(2J_i + 1) e^{-E_i/T}}{Z(T)}, \quad Z(T) = \sum_i (2J_i + 1) e^{-E_i/T}, \quad (8)$$

происходит тепловое заселение возбужденных состояний ядер. Важность тепловых эффектов для захвата электрона и обратного процесса

\* Следуя работе [63], мы включили массу покоя  $m_e c^2$  в определение  $\mu_e$ .

\*\* В работе [64] вместо  $Y_e$  используется так называемый средний электронный молекулярный вес  $\mu_e = 1/Y_e$ , который равен массе (в а. е. м.), приходящейся на один электрон. Так как 1 а. е. м., выраженная в граммах, численно практически равна обратному числу Авогадро, то значение  $\mu_e$ , выраженное в а. е. м. на электрон, численно совпадает с массой (в граммах), приходящейся на 1 моль электронов. В левой части (7) величина  $\rho Y_e$  имеет размерность моль/см<sup>3</sup> (см. сноску на с. 1115).

\*\*\* При  $T \neq 0$  полное число электронов складается из электронов ионизации и электронов, возникающих в результате рождения электрон-позитронных пар ( $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ ) из  $\gamma$ -квантов с энергией  $\geq 2m_e c^2$  (см. [65, с. 854]). Так как химический потенциал  $\gamma$ -квантов равен нулю, то в условиях термодинамического равновесия  $\mu_e + \mu_p = 0$  [27], т. е. позитроны описываются функцией распределения (6) с химическим потенциалом  $\mu_p = -\mu_e$ .

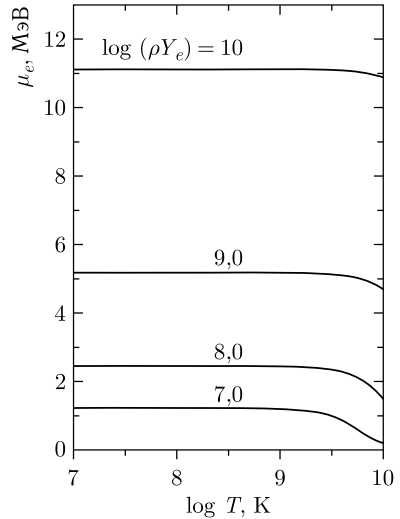


Рис. 1. Зависимость энергии Ферми (химического потенциала) электронного газа  $\mu_e$  от температуры  $T$  для нескольких значений плотности  $\rho Y_e$

$\beta$ -распада в веществе звезды впервые была отмечена в работе [66]. Действительно, если зарядово-обменные переходы с основного состояния ядра запрещены или сильно подавлены (энергетически или правилами отбора), то процесс может значительно ускориться за счет переходов с возбужденных состояний. В частности, для стабильных ядер становится возможным  $\beta$ -распад из возбужденных состояний (хотя наличие вырожденного электронного газа способно частично или полностью блокировать распад). Также отметим, что девозбуждение нагретых ядер возможно и при захвате электрона. В результате такого экзоэнергетического процесса нейтрино уносит тепловую энергию ядра, что способствует снижению температуры и энтропии вещества звезды.

Полная (ядерная) скорость захвата электронов при данных значениях температуры и плотности вычисляется путем усреднения по ядерному составу скоростей захвата отдельными ядрами:

$$\Lambda^{\text{ec}}(T, \rho Y_e) = \sum_{A,Z} Y(A, Z) \lambda_{A,Z}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e), \quad (9)$$

где  $Y(A, Z)$  — относительная распространенность ядра  $\frac{Z}{N}A$ . В свою очередь, скорость захвата электронов нагретым ядром  $\frac{Z}{N}A$  является статистическим средним от скоростей захвата на каждом возбужденном состоянии:

$$\lambda_{A,Z}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e) = \sum_i p_i(T) \sum_f \lambda_{if}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e). \quad (10)$$

Здесь сумма  $\lambda_i^{\text{ec}}(T, \rho Y_e) = \sum_f \lambda_{if}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e)$  есть скорость  $e^-$ -захвата на  $i$ -м состоянии родительского ядра  $\frac{Z}{N}A$ , а  $\lambda_{if}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e)$  — индивидуальная

скорость захвата, в результате которого ядро из состояния  $i$  переходит в состояние  $f$  дочернего ядра  ${}_{N+1}^{Z-1}A$ .

Индивидуальная скорость  $\lambda_{if}^{ec}(T, \rho Y_e)$  зависит как от характеристик ядерных состояний  $i$  и  $f$ , так и от параметров электронного газа. Повышение температуры увеличивает число состояний  $i$  родительского ядра, которые дают вклад в  $\lambda^{ec}(T, \rho Y_e)$ , в то время как рост плотности вещества приводит к повышению энергии электронов и тем самым увеличивает число доступных состояний  $f$  в дочернем ядре. В принципе, в  $\lambda_{if}^{ec}$  дают вклад переходы  $p \rightarrow n$  всех мультипольностей  $J^\pi$ , разрешенные правилами отбора по спину, четности и изоспину:  $|J_i - J_f| \leq J \leq J_i + J_f$ ,  $\pi = \pi_i \pi_f$  и  $\Delta T = 0, \pm 1$  ( $\Delta T_z = +1$ ). Однако в процессе захвата на ядрах группы железа ( $A = 45-65$ ), которые доминируют на начальной стадии коллапса, основную роль играют разрешенные переходы фермиевского ( $J^\pi = 0^+$ ) и гамов-теллеровского ( $J^\pi = 1^+$ ) типов\*. В дальнейшем, по мере развития коллапса и увеличения нейтроноизбыточности ядер, возрастает роль запрещенных переходов (см. далее разд. 7).

### 3. ОБОЛОЧЕЧНЫЕ РАСЧЕТЫ СКОРОСТЕЙ $e^-$ -ЗАХВАТА

Первые расчеты скоростей слабых реакций с атомными ядрами, включая скорости  $e^-$ -захвата, для астрофизических приложений были проведены в 1960–1970-х гг. [67–70]. Они основывались на известных в то время экспериментальных значениях матричных элементов для разрешенных  $\beta$ -переходов между низколежащими дискретными уровнями соседних ядер. Вклад таких переходов является определяющим для процессов слабого взаимодействия при температурах и плотностях, характерных для фазы, предшествующей коллапсу. Однако при более высоких температурах и плотностях, реализующихся на стадии коллапса, доступная энергия электронов возрастает настолько, насколько ее оказывается достаточно для возбуждения резонанса Гамова–Теллера в дочернем ядре. Важность ГТ<sub>+</sub>-резонансов для процесса захвата электронов впервые была отмечена в работе Бете и др. [19]. Рассматривая  ${}^{56}\text{Fe}$  в рамках простейшей версии модели оболочек, модели независимых частиц, авторы работы [19] оценили вклад ГТ<sub>+</sub>-резонанса в процесс захвата электронов с помощью одночастичного перехода  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$ . Было показано, что благодаря этому «резонансному» переходу захват электронов на ядрах группы железа происходит в 100–300 раз быстрее,

---

\* В ядрах с  $N > Z$  ферми-переходы  $p \rightarrow n$  с основного состояния запрещены, так как не удовлетворяют правилу отбора по изоспину ( $\Delta T = 0$ ). Но такие переходы возможны с возбужденных состояний.



чем предполагали на основе предыдущих оценок, в результате чего энтропия вещества сохранялась низкой, а протоны оставались в ядрах\*.

Первые наиболее полные систематические расчеты скоростей слабых реакций с атомными ядрами в звездах были проведены Фуллером, Фаулером и Ньюменом [64, 71, 72] в начале 1980-х гг. Для 226 ядер с массовыми числами  $A = 21 - 60$  авторы вычислили и затабулировали скорости захвата электронов и позитронов континуума, скорости испускания электронов и позитронов, а также связанные с ними скорости потерь энергии в результате испускания нейтрино как функции температуры и плотности в области  $10^7 \leq T \leq 10^{11}$  К и  $10 \leq \rho Y_e \leq 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>. В своих расчетах авторы использовали всю доступную экспериментальную информацию о зарядово-обменных переходах между основным и низколежащими ядерными состояниями. Чтобы учесть вклад ГТ-резонанса, добавлялось одно-единственное коллективное состояние, энергия и сила которого рассчитывались с использованием модели независимых частиц. Полученные значения скорости захвата электронов существенно улучшили грубые оценки работы Бете и др. [19], что значительно продвинуло решение задачи о коллапсе. В частности, с использованием рассчитанных скоростей при компьютерном моделировании финальной части эволюции звезд массой 20 и 25  $M_{\odot}$  показано, что коллапс происходит при меньшей массе начального железного кора и меньшем значении энтропии, чем считалось ранее [73]. Оба эти фактора увеличивают вероятность взрыва (см. обсуждение выше).

Более 15 лет результаты Фуллера и др. являлись стандартом расчетов скоростей слабых реакций для астрофизических приложений. Так как способ, использованный в работах [64, 71, 72], и лежащие в его основе приближения послужили в дальнейшем общей схемой применения модели оболочек для расчета скоростей слабых процессов в звездах, то остановимся на нем более подробно. Отправной точкой оболочечных расчетов является выражение (10). Считая, что основной вклад в захват электронов дают разрешенные переходы, индивидуальные скорости можно выразить через приведенную силу перехода  $B_{if}^{(+)}$  и фазовый интеграл  $\Phi_{if}^{ec}$ :

$$\lambda_{if}^{ec}(T, \rho Y_e) = \frac{\ln 2}{K} B_{if}^{(+)} \Phi_{if}^{ec}, \quad K = 6146 \text{ с.} \quad (11)$$

Приведенная вероятность (сила) разрешенного перехода  $i \rightarrow f$  содержит матричные элементы оператора Ферми  $F_+ = g_V \sum_j t_+^{(j)}$  и оператора Га-

---

\* До этого считалось, что на этапе коллапса захват электронов осуществляется, главным образом, свободными протонами, которые образуются при развале ядер. Однако рост скорости  $e^-$ -захвата ядрами за счет ГТ<sub>+</sub>-резонанса ведет к снижению энтропии, вследствие чего ядра не разваливаются. Поэтому, хотя свободные протоны захватывают электроны быстрее, чем ядра, из-за малости концентрации их вклад в  $e^-$ -захват не существенен.

$$\begin{aligned} \text{мова-Теллера } GT_+ &= g_A \sum_j \sigma^{(j)} t_+^{(j)} : \\ B_{if}^{(+)} &= B_{if}(F_+) + B_{if}(GT_+), \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$B_{if}(F_+) = \frac{|\langle f \| F_+ \| i \rangle|^2}{2J_i + 1}, \quad B_{if}(GT_+) = \frac{|\langle f \| GT_+ \| i \rangle|^2}{2J_i + 1}, \quad (13)$$

а  $g_V = 1$  и  $g_A = -1,27$  — константы векторного и аксиально-векторного взаимодействий.

Фазовый интеграл в выражении (11) включает в себя интегрирование по энергии  $\varepsilon_e = (p_e^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}$  электрона

$$\Phi_{if}^{ec} = \frac{1}{(m_e c^2)^5} \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} F(Z, \varepsilon_e) (\varepsilon_e - E_{if})^2 \varepsilon_e p_e c f_e(\varepsilon_e) d\varepsilon_e. \quad (14)$$

Величина  $E_{if}$  обозначает энергию перехода из состояния  $i$  родительского ядра в состояние  $f$  дочернего ядра. Напомним, что для зарядово-обменных переходов  $E_{if} = E_f - E_i + Q$ , где  $E_i$  и  $E_f$  — энергии возбуждения родительского и дочернего ядер соответственно, а  $Q = M_f - M_i$  — разность их масс. Значение  $Q$  определяет минимальное значение энергии электрона (порог реакции) для захвата на основном состоянии ядра. Разность между энергией электрона и энергией перехода равна энергии нейтрино, образующегося в реакции:  $\varepsilon_\nu = \varepsilon_e - E_{if}$ . Так как при  $e^-$ -захвате на возбужденных ядерных состояниях энергия перехода может быть как положительной ( $\uparrow$ -переходы), так и отрицательной ( $\downarrow$ -переходы), то энергия нейтрино может быть как меньше энергии электрона, так и больше ее. Последний случай соответствует экзоэнергетическому захвату, в котором энергия возбуждения ядра передается нейтрино и для которого отсутствует пороговая энергия. Статистический множитель  $(\varepsilon_e - E_{if})^2 \varepsilon_e p_e$  в подынтегральном выражении (14) связан с плотностью состояний начального и конечного лептонов в фазовом пространстве, а функция распределения  $f_e(\varepsilon_e)$  определяет заполнение электронных состояний\*. Функция  $F(Z, \varepsilon_e)$  учитывает поправку на кулоновское взаимодействие электрона и ядра ((295), ч. I). Нижний предел интегрирования в фазовом интеграле зависит от энергии перехода: если  $E_{if} < m_e c^2$ , то  $\varepsilon_{\min} = m_e c^2$ , в противном случае  $\varepsilon_{\min} = E_{if}$ .

\* Следует отметить, что в выражении (14) не учитывается эффект блокировки фазового пространства для образующихся нейтрино. Блокировка нейтринного фазового пространства из-за действия принципа Паули происходит при плотностях порядка нескольких  $10^{11} \text{ г/см}^3$ , после того как становятся возможными запирание нейтрино и формирование вырожденного нейтринного газа (термализация) с функцией распределения  $f_\nu(\varepsilon_\nu)$ . Этот эффект можно учесть, если внести под знак интеграла блокирующий множитель  $(1 - f_\nu(\varepsilon_\nu))$ . При более низких плотностях нейтрино беспрепятственно покидают звезду, поэтому при расчете скоростей захвата электронов ядрами с  $A = 21-60$  можно принять  $f_\nu(\varepsilon_\nu) = 0$ .

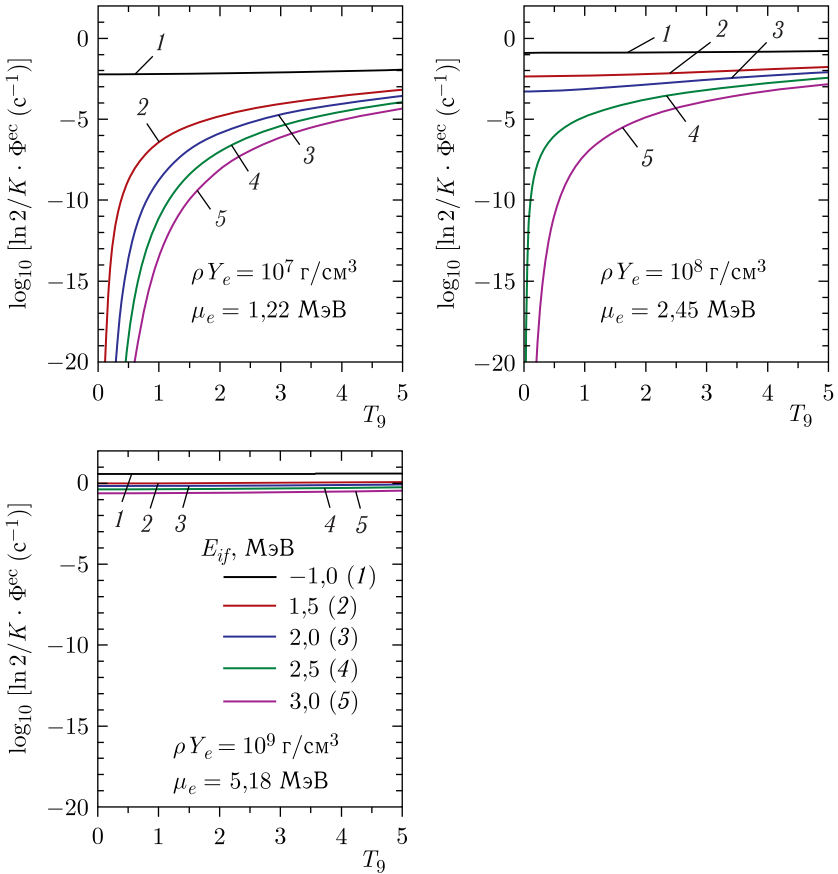


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Температурная зависимость фазового интеграла  $\ln 2/K \cdot \Phi_{if}^{ec}$  для энергий перехода  $E_{if} = -1, 1,5, 2,0, 2,5$  и  $3,0$  МэВ при плотностях  $\rho Y_e = 10^7, 10^8$  и  $10^9$  г/см<sup>3</sup>. Температура указана в  $T_9 = 10^9$  К. Для каждого значения плотности приведено значение энергии Ферми (химического потенциала)  $\mu_e$  при  $T = 0$

На рис. 2 показана температурная зависимость  $\ln 2/K \cdot \Phi_{if}^{ec}$  при нескольких значениях плотности электронного газа\* и энергии перехода\*\*. Величина  $\ln 2/K \cdot \Phi_{if}^{ec}$  есть не что иное, как индивидуальная ско-

\* Стоит еще раз напомнить, что произведение плотности вещества  $\rho$  [г/см<sup>3</sup>] на электронную компоненту  $Y_e$  численно равно плотности электронного газа [моль/см<sup>3</sup>] (см. сноску на с. 1115).

\*\* Для простоты мы пренебрегли поправкой на кулоновское взаимодействие, т. е. приняли  $F(Z, \epsilon_e) = 1$ .

рость захвата в предположении, что  $B_{if}^{(+)} = 1$ . При низких температурах функция распределения электронов  $f_e(\varepsilon_e)$  имеет вид ступеньки и играет роль фильтра низкоэнергетических переходов: если  $E_{if} > \mu_e$ , то, какой бы большой ни была сила перехода  $B_{if}^{(+)}$ , вклад этого перехода в полную скорость захвата оказывается малым, так как мал соответствующий фазовый интеграл  $\Phi_{if}^{ec}$ . Увеличение вклада высокоэнергетических переходов может происходить двумя способами: 1) рост плотности увеличивает  $\mu_e$  (см. рис. 1), поэтому все больше переходов будут давать вклад в захват электронов (на рис. 2 это отражается как рост числа кривых, которые имеют отличное от нуля значение при  $T = 0$ ); 2) увеличение температуры приводит к появлению высокоэнергетических электронов на хвосте электронной функции распределения  $f_e(\varepsilon_e)$ . Для переходов с  $E_{if} > \mu_e$  это приводит к быстрому температурному росту фазового интеграла  $\Phi_{if}^{ec}$ . Повышение температуры не оказывает сильного влияния на фазовые интегралы для переходов с  $E_{if} < \mu_e$ . Для таких переходов величина фазового интеграла определяется, главным образом, статистическим множителем  $(\varepsilon_e - E_{if})^2 \varepsilon_e p_e$ , который растет с уменьшением  $E_{if}$ . Иными словами, чем меньше энергия перехода, тем выше его относительный вклад в  $e^-$ -захват при прочих равных условиях.

Зависимость фазового интеграла от параметров электронного газа определяет относительный вклад различных переходов в скорость захвата электронов при тех или иных значениях плотности и температуры. Разрешенные переходы  $p \rightarrow n$ , которые могут давать вклад в захват электронов ядром  ${}^Z_N A$ , схематично показаны на рис. 3. При низких температурах и плотностях для расчета скоростей захвата достаточно знать распределение силы ГТ<sub>+</sub>-переходов с основного состояния родительского ядра на низколежащие состояния дочернего ядра. При рассмотренных выше свойствах фазового интеграла скорость захвата весьма чувствительна к энергии таких переходов. С ростом плотности энергия электронов увеличивается, из-за чего возрастает вклад ГТ<sub>+</sub>-резонанса в скорость захвата. Вклад ГТ<sub>+</sub>-резонанса в  $e^-$ -захват увеличивается и при повышении температуры, но одновременно с этим растет вклад переходов с возбужденных состояний родительского ядра. Статистический множитель в фазовом интеграле усиливает вклады низкоэнергетических переходов и  $\downarrow$ -переходов с возбужденных ядерных состояний, что частично компенсирует подавление таких переходов, связанное с бальцмановским фактором  $e^{-E_i/T}$ .

Очевидно, что учет вклада переходов  $p \rightarrow n$  с возбужденных ядерных состояний в  $e^-$ -захват можно произвести лишь с помощью теоретических расчетов. Действительно, если для основного состояния стабильных ядер распределение силы переходов можно получить, используя данные эксперимента, то нахождение  $B_{if}^{(+)}$  для возбужденных состояний возможно лишь в рамках той или иной ядерной модели. В случае же  $e^-$ -захвата

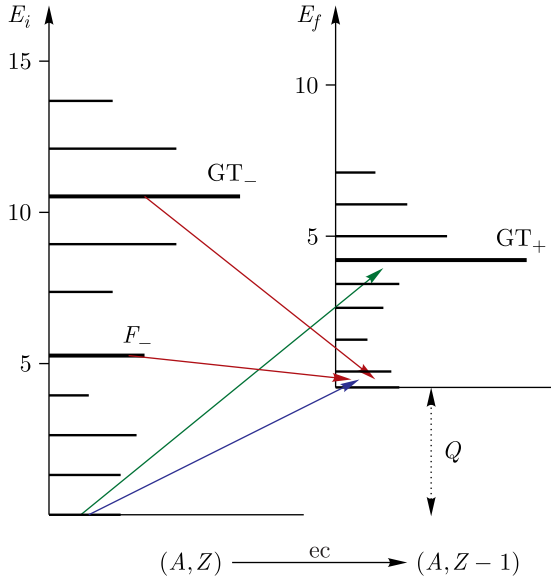


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Схематическое представление процесса захвата электрона ядром  ${}^Z_N A$ . Стрелками разных цветов показаны три типа переходов, дающие вклад в  $e^-$ -захват. При низких температурах и плотностях захват осуществляется за счет переходов на низколежащие состояния дочернего ядра (синяя стрелка). При увеличении  $T$  и  $\rho_e$  в процессе захвата доминирует возбуждение  $GT_+$ -резонанса (зеленая стрелка). Обратные резонансы (красные стрелки) учитывают переходы с возбужденных состояний родительского ядра на ниже лежащие состояния в дочернем ядре (см. текст). Показаны только переходы с участием основных состояний. В расчетах Фуллера и др. предполагается, что аналогичные переходы существуют для каждого возбужденного состояния в родительском и дочернем ядрах. Их энергия и приведенная вероятность такие же, как для основного состояния (согласно гипотезе Бринка-Акселя)

нестабильными нейтронно-избыточными ядрами можно полагаться лишь на результаты теоретических расчетов. Но даже с использованием теоретических моделей последовательный учет всех возможных переходов с возбужденных состояний родительского ядра является технически очень сложной задачей. Чтобы показать это, воспользуемся моделью ферми-газа, согласно которой средняя энергия возбуждения нагретого ядра связана с температурой соотношением  $U \approx aT^2$ , где  $a = A/8 \text{ МэВ}^{-1}$  — параметр плотности уровней [74]. В начале стадии предсверхновой  $e^-$ -захват ядрами происходит при температуре  $T \approx 10^{10} \text{ К}$  (0,86 МэВ), поэтому  $U \approx 5,5 \text{ МэВ}$  для ядер группы железа ( $A \approx 56$ ). Для оценки плотности

ядерных уровней  $\omega(U)$  воспользуемся выражением [75, 76]

$$\omega(U) = \frac{1}{12} \sqrt{\pi} \frac{e^{2\sqrt{aU}}}{a^{1/4} U^{5/4}} \quad (15)$$

с заменой  $U$  на  $U - 2\Delta$  ( $\Delta = 12/\sqrt{A}$ ), чтобы учесть поправки, обусловленные эффектом спаривания (см. [74, т. 1, с. 185]). Отсюда получаем, что при  $U \approx 5,5$  МэВ средняя плотность уровней превышает  $100 \text{ МэВ}^{-1}$ . Дальнейшее увеличение температуры во время коллапса приводит к росту  $U$  и экспоненциальному росту числа термически возбужденных уровней, которые дают вклад в полную скорость захвата. Таким образом, для последовательного учета всех возможных переходов  $p \rightarrow n$  необходимо знать спектроскопические характеристики ( $E_i, J_i^{\pi_i}$ ) очень большого числа уровней родительского ядра и для каждого из них рассчитать распределение силы переходов  $p \rightarrow n$ . Такая задача находится за пределами возможностей современных компьютеров, не говоря уже о временах, когда Фуллер и др. производили свои расчеты.

Чтобы обойти эту вычислительную сложность, Фуллер и др. при расчете скоростей слабых процессов с нагретыми ядрами использовали два ключевых предположения, которые в дальнейшем применялись в аналогичных расчетах других авторов.

1) Каждому возбужденному состоянию  $i$  родительского ядра соответствует коллективное гамов-теллеровское резонансное состояние  $\text{GT}_i$  в дочернем ядре. Энергия и сила перехода на это состояние не зависят от  $i$  и совпадают с аналогичными величинами для основного состояния, т. е.  $B_{i \rightarrow \text{GT}_i}^{(+)} = B_{g.s \rightarrow \text{GT}_+}^{(+)}$  и  $E_{i \rightarrow \text{GT}_i} = E_{g.s \rightarrow \text{GT}_+}$ . Как отмечалось во введении, это предположение является аналогом гипотезы Бринка–Акселя (ГБА) для гигантского электрического дипольного резонанса [77]. Использование ГБА позволяет представить вклад  $\text{GT}_+$ -резонанса в скорость захвата в следующем простом виде (см. вывод уравнения (44) в [71]):

$$\lambda_{\text{res}}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e) = \frac{\ln 2}{K} B_{g.s \rightarrow \text{GT}_+}^{(+)} \Phi_{g.s \rightarrow \text{GT}_+}^{\text{ec}}, \quad (16)$$

т. е. в виде вклада одного-единственного перехода с основного состояния на  $\text{GT}_+$ -резонанс.

2) Вклад переходов с возбужденных состояний родительского ядра на нижележащие состояния дочернего ядра учитывается с помощью переходов, обратных к возбуждению фермиевских ( $F_-$ ) и гамов-теллеровских ( $\text{GT}_-$ ) резонансов на состояниях дочернего ядра. Такие переходы впоследствии получили название обратных резонансов (back resonances) [78]. Предполагается, что обратные резонансы существуют для каждого состояния  $f$  дочернего ядра. Важность обратных резонансов в процессе захвата электронов обусловлена большим значением приведенной вероятности перехода и соответствующего фазового интеграла. Использование ГБА позволяет существенно упростить расчет вклада об-

ратных резонансов в скорость захвата. Действительно, так как приведенные вероятности переходов  $i \rightarrow f$  и  $f \rightarrow i$  связаны принципом детального равновесия  $(2J_i + 1)B_{if}^{(+)} = (2J_f + 1)B_{fi}^{(-)}$  (см. уравнение (1.161) в [74]), то вклад обратного ГТ-резонанса можно представить в следующем виде (см. вывод уравнения (53) в [71]):

$$\lambda_{\text{bres}}^{\text{ec}}(T, \rho Y_e) = \frac{\ln 2}{K} B_{g.s \rightarrow \text{GT}_-}^{(-)} e^{-E_{\text{GT}_-}/T} \frac{Z^d(T)}{Z^p(T)} \Phi_{\text{GT}_- \rightarrow g.s.}^{\text{ec}} \quad (17)$$

Здесь  $Z^{p(d)}(T)$  — статистическая сумма родительского (дочернего) ядра, а  $E_{\text{GT}_-}$  — энергия ГТ<sub>-</sub>-резонанса относительно основного состояния родительского ядра. Наличие экспоненциального множителя связано с тем, что в обратные резонансы дают вклад только те состояния родительского ядра, энергия которых превышает  $E_{\text{GT}_-}$ . Подчеркнем, что в выражение (17) входит приведенная вероятность  $B_{g.s \rightarrow \text{GT}_-}^{(-)}$  перехода с основного состояния дочернего ядра на ГТ<sub>-</sub>-резонанс в родительском ядре, а фазовый интеграл зависит от энергии этого перехода, взятой с обратным знаком. Аналогичное выражение получается для вклада обратного ферми-резонанса\*. Таким образом, в расчетах Фуллера и др. полная скорость захвата складывается из трех компонентов (см. рис. 3): 1) дискретных переходов между основными и низколежащими ядерными состояниями\*\*, 2) перехода на ГТ<sub>+</sub>-резонанс; 3) обратных (ГТ- и ферми-) резонансов.

Осознание важности ГТ<sub>+</sub>-резонансов в астрофизических процессах во многом стимулировало их дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение. Первые оболочечные расчеты силовой функции ГТ<sub>+</sub>-переходов в ядрах группы железа, выходящие за рамки модели независимых частиц, подтвердили предположение работ [19, 64, 71, 72] о том, что большая часть ГТ<sub>+</sub>-силы располагается при энергии возбуждения дочернего ядра несколько мегаэлектронвольт [80, 81]. Экспериментальное изучение распределения силы ГТ<sub>+</sub>-переходов, энергетически недостижимых в реакциях  $\beta^+$ -распада, стало возможным в зарядово-обменных реакциях, таких как  $(n, p)$ ,  $(d, {}^2\text{He})$  и т.д. (см. [82, 83] и ссылки в них). Известно, что сечение зарядово-обменных реакций вперед, т.е. при малом переданном импульсе, пропорционально приведенной вероятности ГТ-перехода [84]. Это позволяет измерить распределение силы  $B(\text{GT}_+)$

\* Предполагается, что сила ферми-перехода концентрируется в изобар-аналоговом состоянии. Приведенная вероятность перехода на это состояние задается выражением  $B_{if}(F) = T(T + 1) - T_{zi}T_{zf}$ .

\*\* Большинство экспериментальных значений матричных элементов для дискретных переходов Ферми и Гамова–Теллера, как и данные о ядерных уровнях, были взяты из таблиц [79]. Матричные элементы разрешенных переходов, для которых не было измерений, определялись как средние величины, которым соответствует  $\log(ft) = 5,0$ .

в широком диапазоне энергий возбуждения. Первые эксперименты в этом направлении были проведены с помощью  $(n, p)$ -реакции с энергией нейтронов  $\sim 60$  МэВ, но из-за разброса энергии нейтронов они не обладали достаточной разрешающей способностью для того, чтобы различать индивидуальные переходы [85]. Улучшение монохромности пучка нейтронов и повышение его энергии до  $\sim 300$  МэВ позволили на установке TRIUMF провести систематические измерения  $B(GT_+)$  для целого ряда ядер группы железа с разрешением  $\sim 1$  МэВ (см. ссылки [3–7] в [86]). Сравнение полученных результатов с предсказаниями модели независимых частиц продемонстрировало эффект подавления (quenching) полной  $GT_+$ -силы (см., например, [87]), аналогичный тому, который был обнаружен ранее при сопоставлении экспериментальных и теоретических данных по полной силе  $GT_-$ -переходов [88, 89]. Более того, из-за наличия остаточных нуклон-нуклонных корреляций  $GT_+$ -сила оказалась фрагментированной по многим состояниям дочернего ядра. Другим важным, с точки зрения астрофизических приложений, оказался тот факт, что параметризация, использованная Фуллером и др. в модели независимых частиц, неправильно воспроизводила положение центроида  $GT_+$ -силы. Все эти несоответствия между результатами модели независимых частиц и данными эксперимента в совокупности с сильной зависимостью фазового интеграла от энергии  $GT_+$ -перехода привели к пониманию необходимости пересмотра данных по скоростям слабых процессов в звездах. И если эффект подавления  $GT$ -силы достаточно просто учесть в рамках модели независимых частиц [90], то для учета фрагментации силовой функции и правильного воспроизведения положения центроида требуется выйти за рамки этой простой модели и принять во внимание остаточные нуклонные корреляции.

Развитие компьютерных технологий и теоретических методов привело к тому, что к концу 1980-х гг. для ядер  $sd$ -оболочки стали возможны крупномасштабные (large-scale) оболочечные расчеты (LSSM), в которых диагонализация гамильтониана проводится на полном (т. е. необрезанном)  $0\hbar\omega$ -конфигурационном пространстве\*, размер которого может составлять порядка  $10^6$  [91]. Было показано, что использование в таких расчетах должным образом подобранного универсального эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия позволяет правильно воспроизвести многие свойства ядер, в том числе спектры и  $GT$ -силовые функции. На основании таких расчетов и данных эксперимента в работе [92] были получены скорости слабых реакций в звездах для ядер с  $17 \leq A \leq 39$ . Сравнение скоростей с результатами модели независимых частиц показало, что в некоторых случаях расхождение достигает двух и более порядков. Однако для ядер группы железа, т. е. для ядер середины  $pf$ -оболочки, использование в оболочечных расчетах полного  $0\hbar\omega$ -базиса приводит

---

\* Т. е. учитываются все возможные конфигурации нуклонов внутри валентной  $sd$ -оболочки, а  $sp$ -оболочка рассматривается в качестве кора.



к конфигурационному пространству на несколько порядков больше, чем для  $sd$ -ядер. Например, для  $^{59}\text{Co}$  размер полного  $0\hbar\omega$ -конфигурационного пространства  $pf$ -оболочки составляет  $6,75 \cdot 10^8$  [93]. До конца 1990-х гг. оболочечные расчеты в таком большом конфигурационном пространстве находились за пределами возможностей компьютеров. Тем не менее проведенные оболочечные расчеты для  $pf$ -ядер с использованием обрезанного конфигурационного пространства ( $\sim 10^5$ ) подтвердили сильное влияние фрагментации ГТ $_+$ -силы на скорость слабых процессов [93–96]. Однако предсказательная способность этих расчетов была сильно ограничена, так как параметры модели (в частности, одночастичный спектр) подбирались исходя из экспериментальных данных, а используемое эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие недостаточно хорошо воспроизводило положение ГТ-резонанса.

Вычисления распределения силы ГТ $_+$ -переходов в  $pf$ -ядрах с использованием полного  $0\hbar\omega$ -базиса стали возможны благодаря применению в оболочечных расчетах алгоритма Монте-Карло (shell-model Monte Carlo (SMC) technique) [97]. Использование в SMC-расчетах остаточного взаимодействия КВЗ [98] позволило достаточно хорошо воспроизвести экспериментальное распределение (положение и ширину) силы ГТ $_+$ -переходов в  $pf$ -ядрах [99]. Преимуществом метода SMC при расчете скоростей захвата электронов нагретыми ядрами является то, что метод позволяет не использовать ГБА, а в рамках статистического подхода напрямую учитывает влияние температуры на ГТ $_+$ -силовую функцию. В то время как оболочечные расчеты в ограниченном конфигурационном

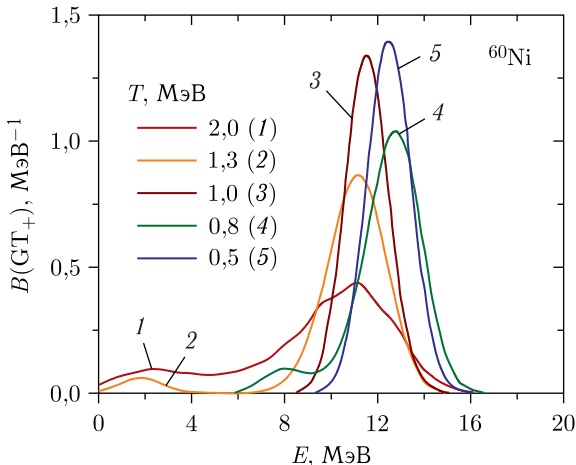


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Результаты SMC-расчетов силовой функции ГТ $_+$ -переходов в  $^{60}\text{Ni}$  при нескольких значениях температуры. По оси абсцисс — энергия перехода, т.е. энергия, переданная родительскому ядру. Рисунок взят из [99]

пространстве [93, 95] свидетельствовали в пользу приближенного выполнения этой гипотезы, SMMC-расчеты в полном  $0\hbar\omega$ -базисе явно продемонстрировали температурную эволюцию  $GT_+$ -силовой функции (рис. 4).

Однако использование в SMMC-расчетах процедуры статистического моделирования и численного обратного преобразования Лапласа\* приводит к тому, что силовая функция определяется с некоторой погрешностью. В частности, положение центроида  $GT_+$ -распределения определяется с точностью  $\pm 0,5$  МэВ, что приводит к неопределенности в величине скорости захвата (см. рис. 2 в [100]). По этой же причине в SMMC рассчитывается только силовая функция  $\uparrow$ -переходов, т. е. не учитываются экзоэнергетические процессы девозбуждения нагретого ядра. Из-за этого при  $T \neq 0$  сохраняется порог  $e^-$ -захвата (см. рис. 4 в [100]). Помимо этого в методе SMMC при использовании реалистичного нуклон-нуклонного взаимодействия возникает так называемая «проблема знака» (sign problem), из-за которой вычисления для нечетных и нечетно-нечетных ядер можно проводить лишь при температуре  $T > 0,8$  МэВ [100], что соответствует температуре кора на стадии предсверхновой. Данное ограничение делает невозможным SMMC-расчет скоростей  $e^-$ -захвата при более низких температурах, которые реализуются на стадии, предшествующей коллапсу (напомним, что именно на этой стадии скорость  $e^-$ -захвата определяет начальную массу коллапсирующего кора).

Применение LSSM-вычислений для  $pf$ -ядер стало возможным благодаря разработке программных кодов ANTOINE и NATHAN [101, 102], основанных на использовании алгоритма Ланцоша для частичной диагонализации матриц больших размеров. С использованием модифицированной версии эффективного взаимодействия KB3 в работе [86] были проведены LSSM-расчеты  $GT_+$ -силовых функций в  $pf$ -ядрах, для которых имелись данные зарядово-обменных ( $n, p$ )-экспериментов (четно-четные ядра  $^{54,56}\text{Fe}$ ,  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  и нечетные ядра  $^{51}\text{V}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{59}\text{Co}$ ). Было показано, что для всех рассматриваемых ядер LSSM-вычисления с подходящим эффективным остаточным взаимодействием позволяют с хорошей точностью воспроизводить как центроид  $GT_+$ -распределения, так и его фрагментацию. С тем же самым эффективным взаимодействием в работе [86] были проведены LSSM-расчеты  $GT_-$ -силовой функции в  $^{54,56}\text{Fe}$  и  $^{58,60}\text{Ni}$ . Хотя, как показывают данные ( $p, n$ )-экспериментов,  $GT_-$ -силовая

\* В методе SMMC силовая функция  $S_\Omega(E)$  оператора  $\Omega$  находится путем численного обращения соотношения

$$R_\Omega(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-E\tau} S_\Omega(E) dE, \quad (18)$$

которое связывает ее с функцией отклика  $R_\Omega(\tau)$  [97]. Погрешности возникают как при вычислении функции отклика, так и при численном обращении преобразования Лапласа (18).

функция в этих ядрах имеет более сложную структуру (так как могут возбуждаться все три изоспиновые ветви), удовлетворительное согласие между теоретическими и экспериментальными данными имеет место и в этом случае (см. рис. 2 в [86]). В работе [86] также было показано, что LSSM-расчеты с модифицированным взаимодействием KB3 позволяют одновременно описать времена жизни ядер относительно  $\beta$ -распада и спектроскопические характеристики низколежащих ядерных уровней. Что касается полной силы ГТ-переходов, то, так как LSSM-расчеты проводятся в  $0\hbar\omega$ -конфигурационном пространстве, согласие между теоретическими и экспериментальными величинами достигается с помощью введения в теорию фактора подавления  $(0,74)^2$  [103].

Так как  $(n, p)$ - и  $(p, n)$ - эксперименты имеют не очень высокую разрешающую способность, это затрудняет детальное исследование фрагментации ГТ-силы. Измерения с высокой разрешающей способностью стали возможны для реакций  $(^3\text{He}, t)$  и  $(d, ^2\text{He})$ , которые позволяют находить распределения силы переходов ГТ<sub>-</sub> [104] и ГТ<sub>+</sub> [105] с точностью 30 и 150 кэВ соответственно. Замечательное согласие результатов LSSM-рас-

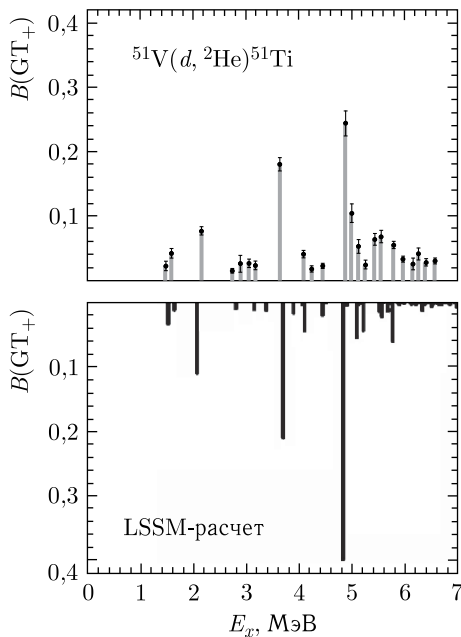


Рис. 5 (цветной в электронной версии). Сравнение результатов LSSM-расчета распределения ГТ<sub>+</sub>-силы в  $^{51}\text{V}$  с данными эксперимента  $(d, ^2\text{He})$  [106]. Результаты LSSM-расчетов даны с учетом фактора подавления  $(0,74)^2$ . Рисунок взят из [102]

четов  $GT_+$ -распределения и данных эксперимента ( $d, {}^2\text{He}$ ) демонстрируется на рис. 1115 на примере  ${}^{51}\text{V}$ .

Успех в описании распределения силы  $GT$ -переходов в четно-четных и нечетных ядрах послужил основанием для использования LSSM-вычислений в нечетно-нечетных ядрах в работе [107], в которой отсутствуют данные эксперимента, а также для низколежащих возбужденных состояний [107, 108]. В общей сложности LSSM-расчеты распределений  $GT_-$  и  $GT_+$  были проведены для более чем 100 ядер с  $45 \leq A \leq 65$  [63]. Затем на основании полученных распределений и данных эксперимента с использованием изложенного выше способа Фуллера и др. были рассчитаны и затабулированы [109] скорости слабых реакций ( $e^\pm$ -захват,  $\beta^\pm$ -распад) и скорости нейтринных потерь энергии при тех же самых значениях температуры и плотности, что и в работах [64, 71, 72]. По первым буквам фамилий авторов скорости слабых процессов, приведенные в работе [109], часто обозначают как скорости LMP, чтобы отличить их от результатов Фуллера и др. (последние называют скоростями FFN). В настоящее время общепринято считать LMP-скорости самыми надежными для астрофизических приложений.

Как показывает сравнение (см. рис. 10 в [4]), LMP-скорости захвата электронов почти всегда меньше FFN-скоростей при тех же значениях температуры и плотности. Разница в скоростях носит систематический характер и поэтому не исчезает после усреднения по ядерному составу кора. Тщательный анализ причин расхождения был проведен в работе [63]. Было показано, что основной причиной расхождения является то, что в LSSM-расчетах центроид  $GT_+$ -распределения располагается при более высоких энергиях, чем предсказывает модель независимых частиц. Данное несоответствие наиболее значительно в нечетных и нечетно-нечетных ядрах и возникает из-за разницы в описании величины энергии спаривания, для которой в модели независимых частиц использовалось эмпирическое значение. Помимо этого, разница между LMP- и FFN-скоростями  $e^-$ -захвата связана с учетом фрагментации  $GT_+$ -силы в LSSM-расчетах и с использованием экспериментальных данных, которые не были известны в то время, когда Фуллер и др. проводили свои вычисления.

Последствия использования LMP-скоростей слабых процессов в расчетах эволюции предсверхновых были детально рассмотрены в работах [26, 110]. Авторы повторили проведенные ранее компьютерные моделирования [25], сохраняя физику звезды по возможности неизменной, но заменив FFN-скорости для  $pf$ -ядер на LMP-скорости. На рис. 6 показано, как влияет использование LMP-скоростей на различные модели предсверхновой в терминах трех величин, играющих решающую роль в динамике коллапса: электронной компоненты  $Y_e$  в центральной области звезды в начале коллапса, энтропии и массы железного кора. Независимо от массы звезды использование LMP-скоростей однозначно увеличивает  $Y_e$ . Анализ показывает, что увеличение  $Y_e$  связано не только

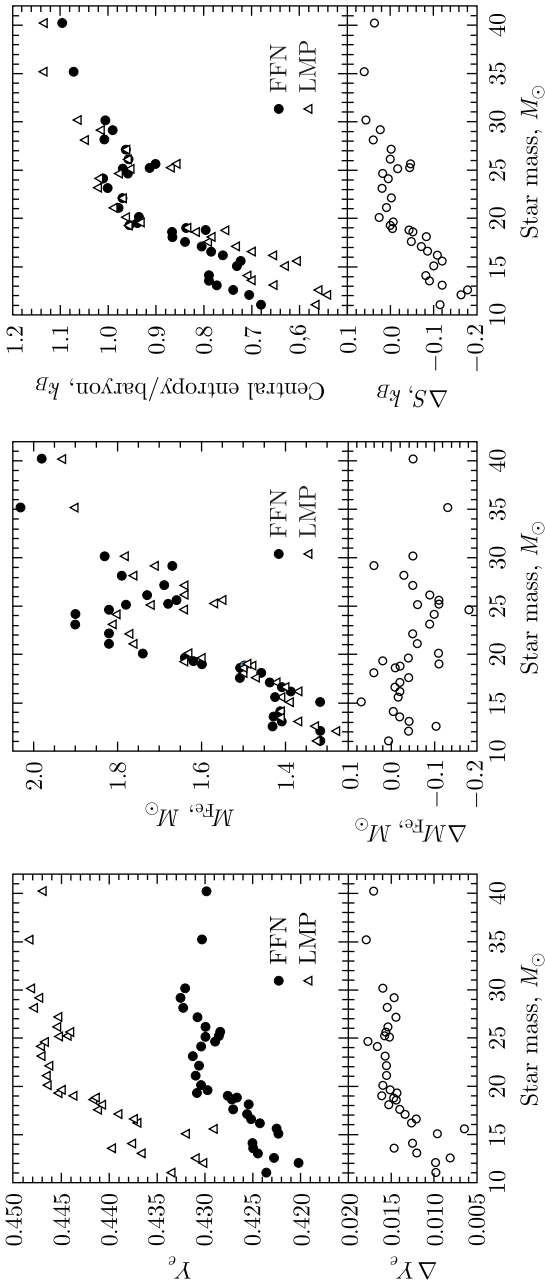


Рис. 6. Сравнение значений  $Y_e$ , начальной массы железного ядра и энтропии, полученных с использованием FFN- и LMP-скоростей слабых процессов в моделях предсверхновых для звезд с массой 11–40 $M_{\odot}$ . Рисунок взят из [4]

с уменьшением скорости  $e^-$ -захвата, но и с обратным процессом —  $\beta^-$ -распадом, который согласно LSSM-расчетам на стадии горения кремния может конкурировать с  $e^-$ -захватом. Эти же расчеты показали, что увеличение плотности вещества во время коллапса ведет к блокировке  $\beta^-$ -распада\*. Масса железного кора оказывается в целом меньше при использовании LMP-скоростей. Но данный эффект не имеет постоянного характера и зависит от массы звезды: уменьшение массы кора наиболее существенно для массивных звезд массой  $M \geq 20M_\odot$ , в то время как для более распространенных сверхновых ( $M \leq 20M_\odot$ ) уменьшение составляет около  $0,05M_\odot$ . Что касается энтропии железного кора, то она понижается при использовании LMP-скоростей для звезд массой  $M \leq 20M_\odot$ , но повышается для более массивных звезд. Напомним, что меньшее (большее) значение энтропии соответствует уменьшению (увеличению) числа свободных нуклонов. Тем не менее независимо от того, какие скорости слабых реакций используются (FFN или LMP), результаты компьютерного моделирования предсказывают значение энтропии перед началом коллапса ( $s \approx 1$ ), что свидетельствует о малом количестве свободных нуклонов в составе железного кора.

Как и расчеты Фуллера и др., LSSM-расчеты скоростей  $e^-$ -захвата в астрофизических условиях опираются на ГБА, с помощью которой удается обойти проблему расчета силовой функции ГТ<sub>+</sub>-переходов для термически возбужденных ядерных состояний. Однако ГБА не может быть полностью верной хотя бы потому, что не допускает процесса девозбуждения. Экспериментально наблюдаемое увеличение ширины дипольного ГР (ГДР) с ростом энергии возбуждения ядра является одним из свидетельств нарушения ГБА в случае зарядово-нейтральных возбуждений [111]. Помимо этого, нарушение ГБА обнаружено при исследовании свойств дипольного пигми-резонанса [112]. Справедливость ГБА для ГТ<sub>+</sub>-переходов проверялась в LSSM-расчетах [107, 108]. С этой целью для ряда ядер группы железа рассчитывались ГТ<sub>+</sub>-распределения на основном и низколежащих ( $E_{\text{exc}} \lesssim 2$  МэВ) возбужденных состояниях. Сравнение полученных распределений показало, что ГБА с хорошей точностью выполняется для глобальных свойств ГТ<sub>+</sub>-силовой функции (положение резонанса, его ширина и полная интенсивность), однако в случае отдельных низкоэнергетических переходов она нарушается. Следовательно, использование ГБА не оправдано там, где такие переходы играют важную роль (т. е. при низких температурах и плотностях). При высоких температурах в статистическом ансамбле присутствуют ядерные возбужденные состояния со структурой, сильно отличающейся от структуры основного состояния. В этом случае, как показывают SMMC-расчеты (см. рис. 4), нарушение ГБА проявляет себя и на уровне глобальных свойств силовой функции. Проведенные в работе [113] LSSM-расчеты

\* Блокировка является следствием более быстрого роста энергии Ферми электронного газа ( $\mu_e \sim \rho^{1/3}$ ) по сравнению со средним значением  $\langle Q \rangle$  в  $\beta^-$ -распаде.

распределения силы  $GT_+$ -переходов с высоковозбужденных состояний ядер *sd*-оболочки также демонстрируют изменение глобальных характеристик силовой функции с увеличением энергии возбуждения.

Помимо ГБА в LSSM-вычислениях скоростей  $e^-$ -захвата использует метод обратных резонансов для учета экзоэнергетических  $\downarrow$ -переходов с возбужденных состояний. Однако метод обратных резонансов в сочетании с ГБА основан на предположении, что каждое высоколежащее возбужденное состояние родительского ядра распадается на единственное состояние в дочернем ядре, с которым оно связано резонансным переходом. Данное допущение ограничивает число возможных  $\downarrow$ -переходов, участвующих в  $e^-$ -захвате, и тем самым недооценивает их вклад в скорость захвата. В результате правило сумм Икеды в общем случае не выполняется в LSSM.

Таким образом, задача надежного расчета скоростей  $e^-$ -захвата в астрофизических условиях все еще далека от окончательного решения. В качестве метода, альтернативного SMMC и LSSM, рассмотрим ТКПСФ (см. разд. 10, ч. I). В отличие от оболочечных расчетов, метод ТКПСФ не использует ГБА и позволяет рассчитать зависящую от температуры силовую функцию  $GT_+$ -переходов как в положительной, так и в отрицательной области энергии. Так как метод ТКПСФ основан на статистическом подходе к ядерной задаче многих тел при отличной от нуля температуре, в нем нет необходимости суммирования большого числа индивидуальных вкладов от термически возбужденных состояний, что существенно упрощает расчеты и позволяет расширить область применения ТКПСФ в сторону более тяжелых нейтронно-избыточных ядер. Кроме того, будучи основанным на большом каноническом ансамбле, метод ТКПСФ позволяет рассчитать силовые и спектральные функции в нагретом ядре, не нарушая принципа детального баланса. За счет этого метод не допускает потери части  $GT$ -силы, как это происходит в LSSM при использовании метода обратных резонансов.

#### 4. СКОРОСТИ И СЕЧЕНИЯ $e^-$ -ЗАХВАТА НАГРЕТЫМИ ЯДРАМИ В СТАТИСТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ

Переход от суммирования индивидуальных вкладов  $\lambda_{if}^{ec}$  в скорость  $e^-$ -захвата (10) к статистическому описанию рассмотрим на примере  $GT_+$ -переходов. Для этого воспользуемся (11) и перепишем скорость захвата (10) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \lambda^{ec}(T, \rho Y_e) &= \frac{\ln 2}{K} \sum_{if} p_i(T) B_{if}(GT_+) \Phi_{if}^{ec} = \\ &= \frac{\ln 2}{K} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{GT_+}(E, T) \Phi^{ec}(E) dE, \end{aligned} \tag{19}$$

где используется зависящая от температуры силовая функция гамов-теллеровских переходов  $p \rightarrow n$ :

$$S_{GT_+}(E, T) = \sum_{if} p_i(T) \frac{|\langle J_f \| GT_+ \| J_i \rangle|^2}{2J_i + 1} \delta(E - E_{if}). \quad (20)$$

В процессе  $e^-$ -захвата нагретое ядро может как получить, так и отдать энергию, поэтому в (19) интегрирование по энергии перехода  $E$  распространяется на всю числовую ось. Фазовый интеграл  $\Phi^{ec}(E)$  получается из (14) заменой энергии перехода  $E_{if}$  на  $E$ .

В условиях ядерного статистического равновесия, когда все реакции, обусловленные электромагнитным и сильным взаимодействиями, находятся в равновесии с обратными, будем рассматривать атомные ядра в веществе звезды как открытые квантовые системы, находящиеся в термодинамическом равновесии с тепловым резервуаром (фотонный газ) и резервуаром частиц (газ свободных протонов и нейтронов). Таким образом, нагретые ядра в веществе звезды можно описывать с помощью большого канонического ансамбля с температурой  $T$  и химическими потенциалами для протонов и нейтронов  $\mu_{p,n}$ . Используя ТКПСФ-приближение для силовой функции гамов-теллеровских переходов  $p \rightarrow n$  ((131), ч. I) и подставляя его в (19), запишем скорость  $e^-$ -захвата в виде однократной суммы:

$$\lambda^{ec}(T, \rho Y_e) = \frac{\ln 2}{K} \sum_k [B_k(GT_+) \Phi^{ec}(E_k^{(+)}) + \tilde{B}_k(GT_+) \Phi^{ec}(\tilde{E}_k^{(+)})], \quad (21)$$

где  $B_k$  ( $\tilde{B}_k$ ) и  $E_k^{(+)}$  ( $\tilde{E}_k^{(+)}$ ) — соответственно сила и энергия  $GT_+$ -перехода на нетильдованное (тильдованное) однофононное состояние с  $J^\pi = 1^+$  ((274), (276), ч. I). Получившееся выражение имеет вид скорости захвата на основном состоянии ядра в том смысле, что суммирование происходит лишь по конечным состояниям ядра. Однако для нагретых ядер сила переходов и спектр однофононных состояний зависят от температуры. Воспользовавшись принципом детального баланса (см. (275), ч. I), можно исключить тильдованные величины в (21) и записать

$$\begin{aligned} \lambda^{ec}(T, \rho Y_e) &= \\ &= \frac{\ln 2}{K} \sum_k [B_k(GT_+) \Phi^{ec}(E_k^{(+)}) + B_k(GT_-) e^{-\omega_k/T} \Phi^{ec}(-E_k^{(-)})]. \quad (22) \end{aligned}$$

Здесь второе слагаемое записано в виде, который явно показывает его связь с  $GT_-$ -переходом, т.е. оно является аналогом вклада обратных резонансов в оболочечных расчетах (ср. с (17)). Так как фазовый интеграл во втором слагаемом содержит энергию  $GT_-$ -перехода с обратным знаком, то он частично компенсирует подавление, связанное с бозе-максвелловским фактором  $e^{-\omega_k/T}$ .



Приведем также выражение для сечения  $e^-$ -захвата в ТКПСФ-приближении, которое непосредственно следует из ((306), ч. I) после подстановки в него силовой функции  $GT_+$ -переходов ((131), ч. I) и учета принципа детального баланса ((275), ч. I)

$$\sigma(\varepsilon_e, T) = \frac{(G_F V_{ud})^2}{2\pi(\hbar c)^4} \left( \frac{\varepsilon_e}{p_e c} \right) F(Z, \varepsilon_e) \times \\ \times \sum_k \left[ B_k(GT_+) (\varepsilon_e - E_k^{(+)})^2 + B_k(GT_-) e^{-\omega_k/T} (\varepsilon_e + E_k^{(-)})^2 \right]. \quad (23)$$

Здесь суммирование включает только энергетически достижимые состояния, энергия перехода на которые не превышает энергию электрона  $\varepsilon_e$ . Выражение (22) для скорости  $e^-$ -захвата следует из (23) после усреднения по функции распределения  $f(\varepsilon_e)$  электронов (см. ниже).

Выражения (21) и (23) вместе с аналогичными выражениями для вклада фермиевских переходов описывают вклад разрешенных переходов в скорость и сечение  $e^-$ -захвата, что соответствует длинноволновому приближению. Однако в нейтронно-избыточных ядрах разрешенные переходы частично или полностью блокируются, поэтому необходимо учитывать вклады запрещенных переходов. Кроме того,  $e^-$ -захват нейтронно-избыточными ядрами происходит в условиях, когда энергия электронов достаточно велика и пренебречь зависимостью операторов переходов  $p \rightarrow n$  от переданного импульса  $q$  уже нельзя. Чтобы учесть вклад запрещенных переходов и  $q$ -зависимость операторов перехода, выразим скорость  $e^-$ -захвата через сечение реакции на нагретом ядре:

$$\lambda^{ec}(T, \rho Y_e) = 2 \int \frac{d^3 \mathbf{p}_e}{(2\pi\hbar)^3} \sigma(\varepsilon_e, T) v_e f(\varepsilon_e) = \\ = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_{m_e c^2}^{\infty} \sigma(\varepsilon_e, T) p_e^2 f(\varepsilon_e) d\varepsilon_e, \quad (24)$$

где  $v_e = p_e c / \varepsilon_e$  — скорость электрона, а  $\sigma(\varepsilon_e, T)$  — результат усреднения сечения  $e^-$ -захвата по всем возможным начальным термически возбужденным состояниям ((297), ч. I). Зависящее от температуры сечение  $\sigma(\varepsilon_e, T)$  рассчитывалось в ТКПСФ-приближении ((309), ч. I), т. е. выражалось через приведенные матричные элементы мультипольных операторов нуклонного тока между тепловым вакуумом и тепловыми однофоновными состояниями.

В рамках статистического подхода расчеты скоростей  $e^-$ -захвата ядрами группы железа проводились также в работах [114–116]. Однако между подходом ТКПСФ, который используем мы, и подходом, который применяется в перечисленных работах, есть два важных различия. Во-первых, в работах [114–116] применялось температурное приближение случайных фаз (ТПСФ, или finite-temperature RPA) без учета парных корреляций. Использование ТПСФ-расчетов при низких температурах

для ядер с незамкнутыми оболочками является, на наш взгляд, неоправданным, так как наличие парных корреляций существенным образом влияет на распределение  $GT_+$ -силы как в ядрах группы железа, так и в более тяжелых нейтронно-избыточных ядрах.

Во-вторых, важным отличием расчетов ТКПСФ от расчетов в вышеперечисленных работах является то, что в [114–116] нарушается принцип детального баланса. ТПСФ-расчеты [114–116] не используют удвоение гильбертова пространства состояний нагретого ядра и описывают равновесное состояние нагретого ядра с помощью волновой функции Хартри–Фока с зависящими от температуры одночастичными числами заполнения. Сразу отметим, что сама попытка описания состояния нагретой системы с помощью волновой функции, т. е. как чистое состояние, является неправомерной. Кроме того, при таком описании неявно предполагается, что равновесное состояние нагретого ядра является состоянием с минимальной энергией. По этой причине в ТПСФ-расчетах, в отличие от ТКПСФ, не возникают однофононные состояния с отрицательной энергией и в соответствующих выражениях для сечения (23) и скорости (22)  $e^-$ -захвата отсутствует компонента, которая соответствует возбуждению нагретого ядра. Именно это обстоятельство делает расчеты на основе ТПСФ термодинамически непоследовательными.

## 5. ПАРАМЕТРЫ ЯДЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ

В данной и следующей работах цикла изложенный в ч. I [1] метод ТКПСФ нахождения спектральных плотностей и силовых функций в нагретых ядрах используется для расчета скоростей и сечений слабых реакций с ядрами группы железа и нейтронно-избыточными ядрами в астрофизических условиях. Рассматриваются четно-четные ядра, которые благодаря большей энергии связи преобладают в ядерном составе кора звезды [117]. Ядра  $^{54,56}\text{Fe}$  распространены на начальной стадии коллапса, а нейтронно-избыточные ядра с числом нейтронов, близким к магическому  $N = 50$ , доминируют при плотностях, превышающих  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>. Для описания ядерной структуры нами используются две модели. Первая основывается на гамильтониане КФМ, параметры которого подбираются индивидуально для каждого ядра по известным экспериментальным данным. Во второй модели параметры гамильтониана определяются самосогласованно с использованием сил Скирма.

Цель данного раздела — обоснование применимости используемых ядерных моделей для расчета сечений и скоростей слабых реакций с ядрами группы железа и нейтронно-избыточными ядрами. Излагается процедура определения параметров гамильтониана КФМ, позволяющая с хорошей точностью описать положение обеих ветвей ( $GT_+$  и  $GT_-$ ) зарядово-обменного гамов-теллеровского резонанса на основном состоянии сферических ядер. Для нескольких параметризаций сил Скирма в рамках квазичастичного приближения случайных фаз (КПСФ) проведены

расчеты силовой функции  $GT_+$ -переходов в ядре  $^{56}\text{Fe}$ . Хорошее согласие полученных результатов с данными эксперимента и результатами крупномасштабных оболочечных расчетов (LSSM) позволяет говорить об адекватности используемых моделей при описании структуры ядра.

**5.1. Параметры гамильтониана КФМ.** Использование сепарабельных мультипольных и спин-мультипольных сил — одна из характерных черт квазичастично-фононной модели ядра [118–120]. В рамках метода КПСФ такой вид взаимодействия хорошо зарекомендовал себя при изучении как мультипольных возбуждений зарядово-нейтрального типа [121], так и зарядово-обменных гигантских резонансов [122, 123]. В наших расчетах процедура выбора параметров КФМ гамильтониана проходила по стандартной схеме [121]. Предполагалось, что протоны и нейтроны движутся в сферически-симметричном одночастичном потенциале Вудса–Саксона. Диффузность и радиус потенциала выбирались согласно параметризации Чепурнова [124]. Так как энергия зарядово-обменных переходов зависит от разности энергий протонных и нейтронных одночастичных уровней, то особое внимание уделялось определению глубины центральной части потенциала  $V_0^\tau$  ( $\tau = n, p$ ). Глубина  $V_0^\tau$  подбиралась так, чтобы с помощью соотношения [125]

$$S_\tau^{\text{th}} = \Delta_\tau - \mu_\tau \quad (25)$$

воспроизвести значения энергии отделения нуклона  $S_\tau^{\text{exp}}$  для данного ядра. Константы  $G_\tau$  парного взаимодействия ((147), ч. I) определялись путем сравнения величины энергетической щели, рассчитанной по значениям энергии связи соседних четных и нечетных ядер\*, с ее значением  $\Delta_\tau$ , полученным при решении БКШ-уравнений ((176), (182), (183), ч. I) при нулевой температуре. Энергии связи ядер и энергии отделения  $S_\tau^{\text{exp}}$  взяты из работы [126].

Так как необходимо одновременно воспроизвести значения  $S_\tau$  и  $\Delta_\tau$ , то выбор глубины потенциала и константы парного взаимодействия происходил «самосогласованным» способом — с использованием значения  $V_0^\tau$ , полученного согласно параметризации Чепурнова: 1) с помощью компьютерной программы [127] рассчитывались энергии одночастичных уровней в потенциале Вудса–Саксона и затем путем решения БКШ-уравнений подбиралось значение  $G_\tau$  так, чтобы воспроизвести значение энергетической щели  $\Delta_\tau$ , получаемой из энергий связи; 2) на основании полученных значений химического потенциала  $\mu_\tau$  и  $\Delta_\tau$  рассчитывалось  $S_\tau^{\text{th}}$  и сравнивалось со значением  $S_\tau^{\text{exp}}$ . После этого глубина потенциала  $V_0^\tau$  изменялась на величину, равную разности  $S_\tau^{\text{th}} - S_\tau^{\text{exp}}$ , и повторялись шаги 1), 2). Сходимость такого процесса достигается, как правило, после трех или четырех итераций. Рассчитанные таким способом значения

\* Для этого использовалась формула, включающая энергии связи четырех соседних ядер [125].

**Таблица 1. Значения глубины центральной части потенциала Вудса–Саксона и энергетической щели в ядрах, для которых были проведены расчеты с гамильтонианом КФМ**

Величина	$^{54}\text{Fe}$	$^{56}\text{Fe}$	$^{76}\text{Ge}$	$^{78}\text{Ge}$	$^{80}\text{Ge}$	$^{82}\text{Ge}$
$V_0^n$ , МэВ	-54,46	-51,90	-48,49	-47,50	-46,85	-45,90
$\Delta_n$ , МэВ	0	1,36	1,57	1,42	1,35	0
$V_0^p$ , МэВ	-56,54	-57,19	-59,81	-59,85	-61,55	-63,42
$\Delta_p$ , МэВ	1,52	1,57	1,50	1,59	1,39	1,22

величин  $V_0^\tau$  и  $\Delta_\tau$  для ядер, к которым применялись КФМ-расчеты, представлены в табл. 1.

После определения глубины потенциала одночастичные энергии  $E_{nlj}$  и волновые функции рассчитывались программой [127]. Одночастичный спектр включает в себя все дискретные связанные состояния и квазидискретные состояния с большим значением полного момента  $j$ . Наличие последних связано с центробежным и кулоновским барьерами. Отметим, что для  $^{54,56}\text{Fe}$  рассчитанные энергии протонных и нейтронных одночастичных уровней  $pf$ -оболочки близки к значениям, полученным в работах [128, 129] методом согласования данных из реакций срыва и подхвата.

Во всех расчетах с гамильтонианом КФМ использовались остаточные сепарабельные силы ((159), ч.1) с радиальной зависимостью  $R_\lambda(r) = r^\lambda$ . Выбор изоскалярных и изовекторных констант мультипольных и спин-мультипольных сил основывался на качественных оценках и экспериментальных данных. Для качественных оценок использовались выражения для  $\chi_{0,1}^{(L\lambda)}$  и  $\chi_{0,1}^{(\lambda)}$ , приведенные, соответственно, в работах [130, 131]. После этого там, где это возможно, имеющиеся экспериментальные данные использовались для более точного определения констант. В частности, для  $^{54,56}\text{Fe}$  значение константы  $\chi_1^{(01)}$  изовекторного взаимодействия уточнялось исходя из «экспериментального» значения энергии центроида зарядово-обменных гамов-теллеровских резонансов в этих ядрах [132–134]. Оказалось, что экспериментальные значения  $\chi_1^{(01)}$  лишь незначительно отличаются от первоначальной оценки и с их помощью удастся одновременно воспроизвести как положение центроида ГТ<sub>+</sub>-резонанса, так и положение центроида ГТ<sub>-</sub>-резонанса в  $^{54,56}\text{Fe}$ . Следует подчеркнуть, что хорошее согласие в одновременном описании энергий резонансов ГТ<sub>+</sub> и ГТ<sub>-</sub> в  $^{54,56}\text{Fe}$  является следствием надлежащего определения глубины центральной части потенциала Вудса–Саксона.

Имеющиеся экспериментальные данные по энергии гигантского дипольного резонанса в  $^{54,56}\text{Fe}$  [135, 136] были использованы для определения  $\chi_1^{(1)}$ , и снова полученные значения оказались близки к качественным оценкам. Во всех КФМ-расчетах константа  $\chi_0^{(1)}$  выбиралась так, чтобы

исключить примесь духового  $1^-$ -состояния, связанного с нарушением трансляционной инвариантности [137]. Хорошее согласие между качественными и экспериментальными оценками констант  $\chi_1^{(01)}$ ,  $\chi_1^{(1)}$  и  $\chi_0^{(1)}$  в  $^{54,56}\text{Fe}$  указывает на адекватность качественных оценок  $\chi_{0,1}^{(L\lambda)}$ ,  $\chi_{0,1}^{(\lambda)}$ , используемых при отсутствии экспериментальных данных.

В результате проведенных в работах [138, 139] КФМ-КПСФ-расчетов силовой функции ГТ $_{\pm}$ -переходов в  $^{54,56}\text{Fe}$  получены следующие значения полной силы:  $S_- = 12,7$  и  $S_+ = 6,6$  в  $^{54}\text{Fe}$ ;  $S_- = 17,0$  и  $S_+ = 5,1$  для  $^{56}\text{Fe}$ . Данные значения удовлетворяют правилу сумм Икеды  $S_- - S_+ = 3(N - Z)$  (небольшое отклонение связано с неполнотой одночастичного базиса), но существенно превосходят экспериментальные величины, полученные из анализа данных зарядово-обменных реакций  $(p, n)$  и  $(n, p)$ :  $S_- = 7,5 \pm 0,7$  [140] и  $S_+ = 3,5 \pm 0,7$  [132] в  $^{54}\text{Fe}$ ;  $S_- = 9,9 \pm 2,4$  [134] и  $S_+ = 2,9 \pm 0,3$  [133] для  $^{56}\text{Fe}$ . Такая переоценка ГТ-силы является характерной чертой не только приближения случайных фаз (см., например [141–145]), но и оболочечных расчетов [146, 147], в том числе с применением метода Монте-Карло\* [148]. Согласова-

---

\* Известно [88, 89], что экспериментально обнаруженная сила зарядово-обменных ГТ-переходов в области резонанса не удовлетворяет правилу сумм  $S_- - S_+ = 3(N - Z)$  и составляет примерно половину от требуемого значения. Обсуждаются по существу три возможных механизма подавления гамов-теллеровской силы [82, 149]: 1) конфигурационное смешивание частично-дырочных ( $1p1h$ ) конфигураций с более сложными ( $2p2h$ ,  $3p3h$  и т. д.) [150] приводит к фрагментации гамов-теллеровской силы в широком интервале энергий, включая область выше ГТ-резонанса, что затрудняет ее экспериментальное обнаружение; 2) взаимодействие  $1p1h$ -конфигураций с конфигурациями, включающими возбуждение  $\Delta(1232)$ -изобары, может вытолкнуть часть силы в область энергии возбуждения  $\Delta$ -изобары ( $\approx 300$  МэВ) [151]; 3) перенормировка аксиально-векторной константы  $g_A$  внутри ядра за счет мезонно-обменных токов [152]. Экспериментальные исследования реакций  $(p, n)$  [153] и  $(n, p)$  [154] на  $^{90}\text{Zr}$  свидетельствуют в пользу того, что конфигурационное смешивание является наиболее важным механизмом подавления силы ГТ-переходов (см. также [82]). Однако результаты теоретических расчетов противоречивы. С одной стороны, расчеты в рамках так называемого второго ПСФ (second RPA) [155], учитывающего связь  $1p1h$ - и  $2p2h$ -конфигураций, подтверждают данный вывод. С другой стороны, расчеты в рамках КФМ [156] показывают, что учет взаимодействия квазичастиц с фононами не может вытолкнуть ГТ-силу в область энергий возбуждений выше 30 МэВ, по крайней мере, в случае центральных сепарабельных сил. Самосогласованные ПСФ-расчеты с силами Скирма, включающими тензорное взаимодействие, демонстрируют, что связь ГТ-состояний со спин-квадрупольными  $1^+$ -состояниями также может давать вклад в подавление гамов-теллеровской силы (см. [157] и ссылки в нем). Но относительная величина этого вклада зависит от параметров тензорного взаимодействия [158], которые могут меняться в широких пределах [159]. Таким образом, вопрос о роли различных механизмов в подавлении ГТ-силы остается открытым [149].

ние экспериментального и полученного в наших расчетах значения ГТ-силы достигалось путем приенения универсального фактора подавления  $g = 0,74$ , использованного в LSSM-расчетах [103]. После умножения на  $q^2$  приведенные выше КФМ-КПСФ значения  $S_{\pm}$  хорошо согласуются с экспериментальными данными и данными LSSM-вычислений\* [86]. Следуя LSSM-расчетам [63, 160, 161], будем учитывать фактор подавления с помощью эффективного значения аксиально-векторной константы связи  $g_A^* = 0,74g_A$ , которая входит в определение формфактора нуклона  $F_A$  ((292), ч. I) и используется в расчетах сечений и скоростей полупептонных процессов. Напомним также, что  $g_A$  можно ввести в определение операторов  $GT_{\pm,0}$  ((303), (305), ч. I).

Сравнение теоретических КФМ-КПСФ [139] и LSSM [86] распределений силовой функции  $GT_{+}$ -переходов в  $^{54,56}\text{Fe}$  с данными экспериментов [132, 133] представлено на рис. 7. Оба варианта теоретических расчетов используют перенормированный оператор  $GT_{+} = q\sigma t_{+}$  ( $q = 0,74$ ). На этом же рисунке приведены бегущие (кумулятивные) суммы  $S_{+}(E) = \sum_{i, E_i < E} B_i(GT_{+})$ , соответствующие теоретическим и экспе-

риментальным  $GT_{+}$ -распределениям. Отметим, что расчеты КФМ-КПСФ и LSSM дают очень близкие значения для полной силы  $GT_{+}$ -переходов, которая после введения фактора подавления хорошо согласуется с экспериментальными данными. Аналогичный вывод справедлив и для полной силы  $GT_{-}$ -переходов. В то же время хорошо известно, что приближение случайных фаз не может описать полную ширину резонанса (по крайней мере, в сферических ядрах), но воспроизводит только так называемое уширение Ландау. Так как последнее достаточно мало для ГТ-резонансов, то наши расчеты КФМ-КПСФ хорошо воспроизводят положение резонанса, но не фрагментацию силы. В результате околопороговая часть  $GT_{+}$ -распределения, которая отвечает за переходы на низколежащие  $1^{+}$ -состояния в дочерних ядрах  $^{54,56}\text{Mn}$ , отсутствует в КПСФ-расчетах. В этом отношении LSSM-расчеты обладают несомненным преимуществом при описании фрагментации  $GT_{+}$ -силы основного состояния ядра.

**5.2. Взаимодействие Скирма.** Использование в расчетах гамильтониана КФМ требует определения его параметров для каждого рассматриваемого ядра, с тем чтобы по возможности точнее воспроизвести известные экспериментальные данные (энергии отделения нуклонов, положение резонансов и т. д.). Очевидно, что использование КФМ-расчетов в области нейтронно-избыточных ядер, для которых экспериментальная информация отсутствует, не может обеспечить достоверности получен-

---

\* В табл.1 работы [86] приводятся значения  $S_{+}$  в  $^{54,56}\text{Fe}$ , полученные в LSSM-вычислениях после умножения на  $(0,74)^2$  (3,6 и 2,7 соответственно). Эти значения близки к результатам КФМ-КПСФ после умножения последних на  $(0,74)^2$ .

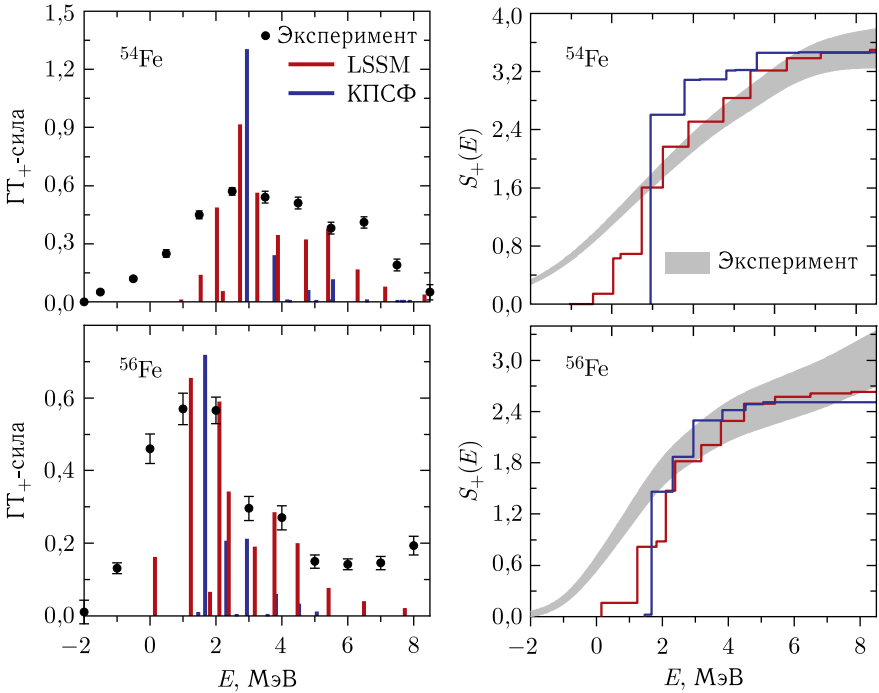


Рис. 7 (цветной в электронной версии). Слева: сравнение экспериментальных распределений силы  $GT_+$ -переходов в  $^{54,56}\text{Fe}$  [132, 133] с результатами расчетов КФМ-КПСФ и LSSM. По оси абсцисс отложена энергия возбуждения дочернего ядра. Для удобства сравнения распределения КФМ-КПСФ масштабированы с фактором 0,5. Справа: бегущая сумма силы  $GT_+$ -переходов. Заштрихованная область — с учетом погрешности экспериментальных данных

ных результатов. Кроме того, КФМ-расчеты непригодны для глобальных расчетов скоростей и сечений астрофизических процессов, когда необходимо усреднять вклады от десятков и сотен ядер. С этой точки зрения более предпочтительными являются самосогласованные микроскопические расчеты, в которых потенциал среднего поля и остаточное взаимодействие получаются на основе одного и того же эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия.

Для повышения предсказательной способности метода ТКПСФ и проведения глобальных расчетов в области ядер, удаленных от линии стабильности, в работах [162–164] было произведено объединение ТКПСФ с методом скирмовского функционала плотности энергии (метод Скирм-ТКПСФ). Самосогласованные расчеты на основе функционала плотности энергии Скирма не требуют введения дополнительных параметров, поэтому они часто используются при проведении глобальных расче-

тов и имеют при этом наибольшую предсказательную силу для ядер, удаленных от линии стабильности [165–167]. Расчеты с силами Скирма успешно применяются для описания структуры как зарядово-нейтральных [168–170], так и зарядово-обменных [143, 171, 172] резонансов. Используются подобного рода расчеты и при изучении мультипольных коллективных возбуждений в нагретых ядрах [173–176].

Силы Скирма — феноменологическое нуклон-нуклонное взаимодействие, параметры которого выбираются таким образом, чтобы описать свойства ядерной материи и основных состояний сферических ядер. Хотя взаимодействие типа Скирма было введено во второй половине 1950-х гг. [177, 178], его интенсивное использование для ядерных расчетов началось после работ Вотрена и Бринка [179, 180], в которых впервые были получены и решены уравнения Хартри–Фока для сферических ядер. Стандартная форма скирмовского взаимодействия имеет вид [180, 181]

$$\begin{aligned}
 v_{Sk}(\mathbf{r}_{12}) = & t_0(1 + x_0\hat{P}_\sigma)\delta(\mathbf{r}_{12}) + \\
 & + \frac{1}{2}t_1(1 + x_1\hat{P}_\sigma)[\hat{\mathbf{k}}'^2\delta(\mathbf{r}_{12}) + \delta(\mathbf{r}_{12})\hat{\mathbf{k}}^2] + t_2(1 + x_2\hat{P}_\sigma)\hat{\mathbf{k}}' \cdot \delta(\mathbf{r}_{12})\hat{\mathbf{k}} + \\
 & + \frac{1}{2}t_3(1 + x_3\hat{P}_\sigma)\rho^\alpha \left( \frac{\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2}{2} \right) \delta(\mathbf{r}_{12}) + \\
 & + iW_0(\hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 + \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2) \cdot \hat{\mathbf{k}}' \times \delta(\mathbf{r}_{12})\hat{\mathbf{k}}, \quad (26)
 \end{aligned}$$

где  $t_0, t_1, t_2, x_0, x_1, x_2, \alpha$  и  $W_0$  — параметры сил;  $\hat{P}_\sigma = 1/2(1 + \hat{\boldsymbol{\sigma}}_1 \times \hat{\boldsymbol{\sigma}}_2)$ ;  $\hat{\mathbf{k}} = (\nabla_1 - \nabla_2)/2i$  действует направо, а  $\hat{\mathbf{k}}' = -(\nabla_1 - \nabla_2)/2i$  — налево. Первая строка выражения (26) соответствует центральной части взаимодействия, вторая связана с нелокальным взаимодействием, третья, зависящая от плотности, учитывает влияние окружающих нуклонов на межнуклонное взаимодействие, а четвертая описывает спин-орбитальное взаимодействие. Тот факт, что силы Скирма являются силами нулевого радиуса действия, существенно упрощает их применение. Включение различных дополнительных слагаемых в (26) позволяет расширить область применения сил Скирма от описания свойств атомных ядер и ядерной материи до нейтронных звезд [182]. Однако из-за неоднозначности в процедуре выбора параметров в настоящее время существует исчисляемое сотнями число параметризаций сил Скирма [183].

Чтобы оценить чувствительность полученных результатов к выбору функционала, расчеты Скирма-ТКПСФ проводились с использованием четырех различных параметризаций сил Скирма: SLy4, SGII, SkM\* и SkO'. Параметризация SLy4 [184] широко используется при описании свойств (энергии связи, радиусов и т.д.) как стабильных, так и экзотических средних и тяжелых ядер. Силы SGII [185] успешно применяются для описания спиновых и спин-изоспиновых возбуждений в сферических и деформированных ядрах. Примером первого поколения функционалов



Скирма является параметризация  $SkM^*$  [186]. В некоторых расчетах в качестве функционала с эффективной массой нуклона  $m^* \approx m$  мы используем параметризацию  $SkO'$  [187].

В расчетах с силами Скирма для нахождения энергий и волновых функций одночастичных состояний использовалась часть программы [188], решающая уравнение Хартри–Фока в сферически-симметричном приближении. Для учета одночастичного континуума используется метод дискретизации континуума посредством диагонализации гамильтониана на базе волновых функций гармонического осциллятора. В расчетах использовались 12 осцилляторных оболочек, и одночастичный спектр обрезался при энергии 50 МэВ. Как и в расчетах КФМ-КПСФ, учет спаривания в самосогласованных Скирм-ТКПСФ-расчетах проводился с помощью БКШ-гамильтониана. Константы спаривательного взаимодействия  $G_{p,n}$  подбирались на основании энергий связи соседних четных и нечетных ядер, поэтому значения  $\Delta_{p,n}$  совпадают с теми, которые использовались в КФМ-расчетах. При решении БКШ-уравнений в расчет принимались одночастичные уровни, расположенные не выше 15 МэВ от уровня Ферми в ядре.

При изучении ядер с незамкнутыми оболочками, а также при попытках учета связи простых и сложных конфигураций сложность самосогласованных расчетов с силами Скирма быстро возрастает по мере увеличения конфигурационного пространства. Данная проблема усиливается в нагретых ядрах, так как за счет теплового размытия поверхности Ферми происходит увеличение числа двухтеплоквaziчастичных конфигураций, участвующих в формировании однофононных состояний. В то же время размер конфигурационного пространства не играет роли при использовании сепарабельных сил в КФМ. В работах [189, 190] был предложен подход, позволяющий объединить достоинства КФМ и самосогласованных расчетов. Данный подход основан на процедуре сепарабелизации остаточного взаимодействия, полученного из сил Скирма [191, 192], и позволяет проводить самосогласованные расчеты независимо от размеров конфигурационного пространства.

Следую работе [189], мы заменили зависящее от скоростей нуклонов остаточное частично-дырочное взаимодействие взаимодействием в форме сил Ландау–Мигдала ((148), ч. I). Выражения для зависящих от плотности  $\rho(\mathbf{r})$  параметров Ландау через параметры сил Скирма приведены в работе [185]. Точность приближения полного скирмовского остаточного взаимодействия силами в форме Ландау–Мигдала анализировалась в работах [189, 190]. Было показано, что использование упрощенного взаимодействия ((148), ч. I) позволяет с хорошей точностью воспроизвести результаты самосогласованных Скирм-ПСФ-расчетов изоскалярных и изовекторных мод возбуждения. В работе [193] аналогичные выводы были сделаны при рассмотрении зарядово-обменных (гамов-теллеровских и спин-дипольных) возбуждений.

Таблица 2. Значения параметров Ландау для бесконечной симметричной ядерной материи плотностью  $\rho = 0,16 \text{ фм}^{-3}$  при использовании различных сил Скимра

Сила	$N_0^{-1}$ , МэВ · фм <sup>3</sup>	$m^*/m$	$F_0$	$F'_0$	$G_0$	$G'_0$
SkM* [186]	194,6	0,789	-0,232	0,927	-0,296	0,316
SLy4 [184]	221,2	0,694	-0,271	0,811	1,110	-0,137
SGII [185]	195,9	0,784	-0,212	0,721	0,006	0,499
SkO' [187]	171,3	0,896	-0,102	1,329	-1,609	0,793

В табл. 2 приведены значения параметров Ландау для используемых нами параметризаций сил Скимра в предположении симметричной ядерной материи с плотностью  $\rho = 0,16 \text{ фм}^{-3}$ . Свойства спин-изоспиновых возбуждений в ядрах во многом определяются величиной  $G'_0$ . Известно, что имеющиеся параметризации сил Скимра предсказывают величину  $G'_0$ , меняющуюся в достаточно широком интервале (см., например, рис. 2 в [143]). Используемые нами параметризации сил Скимра покрывают большую часть этого интервала, что позволяет оценить неопределенность в расчетах, связанную с выбором функционала. Как было показано в работе [189] (см. также разд. 5, ч. I), матричные элементы взаимодействия ((148), ч. I) можно представить в форме  $N$ -сепарабельных членов, используя формулу интегрирования Гаусса ((149), ч. I). Получившийся в результате гамильтониан имеет ту же форму, что и гамильтониан КФМ, но вместо одного сепарабельного члена он содержит  $N$  сепарабельных слагаемых (напомним, что везде в численных расчетах мы приняли  $N = 40$ ). Использование сепарабельного остаточного взаимодействия позволяет свести решение ТКПСФ-уравнений к секулярному уравнению размерности  $\sim N$ , что значительно упрощает расчеты в большом конфигурационном пространстве и позволяет производить глобальные крупномасштабные расчеты. Вид Скимр-ТКПСФ-уравнений с сепарабельным взаимодействием дан в прил. Б и В ч. I.

На рис. 8 показаны распределения ГТ<sub>+</sub>-силы на основном состоянии ядра <sup>56</sup>Fe, рассчитанные в КПСФ-приближении с использованием гамильтониана КФМ и различных сил Скимра. В отличие от рис. 7, распределения на рис. 8 показаны относительно основного состояния родительского ядра <sup>56</sup>Fe, т.е. как функция переданной энергии. Кроме того, при построении силовой функции оператор  $GT_+ = \sigma t_+$  не умножался на фактор подавления. Для удобства сравнения с результатами теоретических расчетов экспериментальные данные масштабированы с фактором 5. Рассчитанный в LSSM центроид энергии ГТ<sub>+</sub>-распределения показан стрелкой\*. Как видно из рис. 8, КПСФ-расчеты с различны-

\* Положение центроида ГТ<sub>+</sub>-распределения (6,81 МэВ) получено из данных, приведенных в табл. 1 работы [86], путем прибавления разности масс дочернего и родительского ядер  $M(^{56}\text{Mn}) - M(^{56}\text{Fe}) = 4,21 \text{ МэВ}$ .

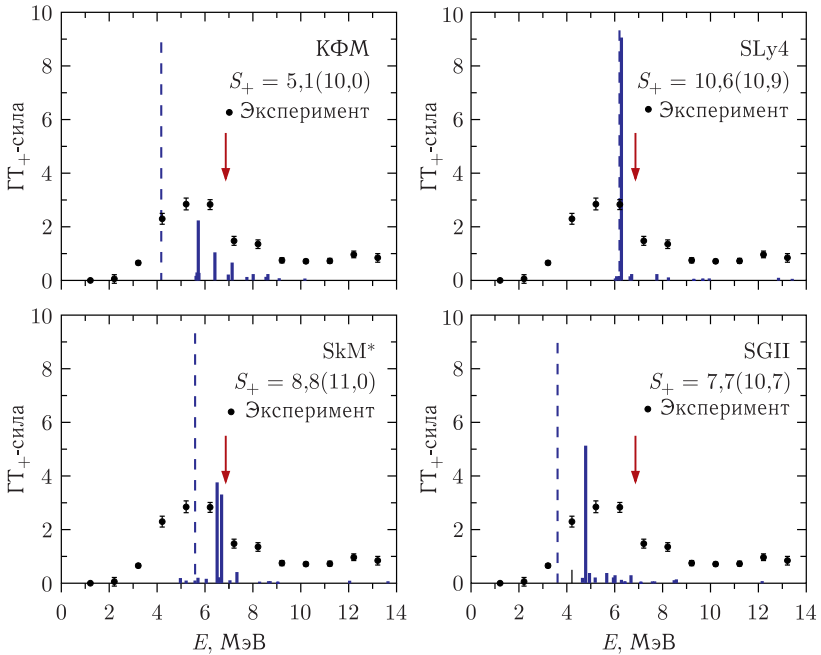


Рис. 8. Сравнение экспериментальных [133] распределений силы  $GT_+$ -переходов в  $^{56}\text{Fe}$  с результатами расчетов КФМ-КПСФ [139] и Ским-КПСФ [163]. Распределения показаны как функция энергии перехода, т.е. энергии, переданной родительскому ядру  $^{56}\text{Fe}$ . Сплошные (штриховые) пики соответствуют распределениям, полученным в приближении КПСФ (БКШ). Полная сила  $S_+$  дана без учета фактора подавления. В скобках указано значение  $S_+$ , полученное в БКШ-приближении. Для удобства сравнения экспериментальные распределения масштабированы с фактором 5. Стрелка указывает на энергию центраида  $GT_+$ -распределения, полученного в LSSM-расчетах [86]

ми силами Скирма приводят к схожей структуре  $GT_+$ -распределений, а именно большая часть силы концентрируется в резонансном пике, который обусловлен частично-дырочным переходом  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$ . Хотя положение пика варьируется в зависимости от используемой параметризации, отклонение от максимума экспериментального распределения не превышает 1 МэВ. Сравнение энергии резонансного пика с результатами LSSM-расчетов показывает, что КПСФ-расчеты с силами Скирма SLy4 и SkM\* достаточно хорошо воспроизводят положение центраида LSSM-распределения. Но, как и в случае с расчетами КФМ-КПСФ, расчеты Ским-КПСФ не могут воспроизвести экспериментально наблюдаемую фрагментацию силы  $GT_+$ -переходов.

Сравнение значений полной силы  $GT_+$ -переходов  $S_+$ , полученных в различных вариантах КПСФ-расчетов, показывает, что они отличаются

друг от друга почти в 2 раза. Минимальное значение  $S_+ = 5,1$  соответствует расчетам с КФМ-гамильтонианом, а максимальное значение  $S_+ = 10,6$  получается в расчетах с параметризацией SLy4. Для выяснения причин такого отличия в работе [163] были проведены расчеты, в которых ГТ<sub>+</sub>-распределения получены в БКШ-приближении, т. е. с пренебрежением остаточного частично-дырочного взаимодействия. Результаты этих расчетов также показаны на рис. 8 в виде штриховых пиков. В отличие от КПСФ-расчетов, в БКШ-приближении не наблюдается значительного разброса в величине  $S_+$ , а вся сила концентрируется в одном пике, энергия которого определяется разностью энергий одночастичных уровней  $1f_{7/2}^p$  и  $1f_{5/2}^n$ . Сравнение распределений БКШ и КПСФ показывает, что наличие частично-дырочного взаимодействия сдвигает ГТ<sub>+</sub>-силу вверх по энергии и приводит к ее подавлению. При этом величина сдвига и величина подавления коррелированы: чем больше сдвиг, тем сильнее подавление. В расчетах КФМ-КПСФ подавление ГТ<sub>+</sub>-силы при учете остаточного взаимодействия максимально (почти в 2 раза) и максимальными оказываются сдвиг распределения и его фрагментация, минимальной же — величина сдвига и подавления в расчетах с параметризацией SLy4. Отметим, что среди используемых параметризаций сил Скирма именно SLy4 отвечает наименьшему значению параметра Ландау  $G'_0$  (см. табл. 2). Подчеркнем, что в дальнейших расчетах сечений и скоростей слабых реакций нами используется одно и то же значение фактора подавления ( $q = 0,74$ ) независимо от выбора сил Скирма. Это позволяет не только провести корректное сравнение с результатами LSSM-вычислений, но и определить разброс ТКПСФ-результатов, связанный с неопределенностью в выборе параметров модельного ядерного гамильтониана.

Также рассмотрим, как влияет выбор параметров гамильтониана на распределение силы зарядово-нейтральных ГТ<sub>0</sub>-переходов, которые дают основной вклад в процесс неупругого рассеяния низкоэнергетических нейтрино. Результаты КПСФ-расчетов с силами Скирма и гамильтонианом КФМ для ядер  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{82}\text{Ge}$  приведены на рис. 9. Как видно из этого рисунка, все используемые варианты КПСФ-расчетов дают весьма схожие ГТ<sub>0</sub>-распределения: в обоих ядрах основная часть силы сосредоточена в области резонанса при энергии  $E \approx 10$  МэВ, и лишь небольшая ее часть находится при более низкой энергии:  $E \approx 4$  МэВ. Согласно нашим КПСФ-расчетам, ГТ<sub>0</sub>-резонанс в  $^{56}\text{Fe}$  является суперпозицией нейтронных и протонных спин-флипповых переходов  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ , а низколежащий пик соответствует нейтронному переходу  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . В  $^{82}\text{Ge}$  нейтроны заполняют подболочки  $2p_{3/2,1/2}$ ,  $1f_{7/2,5/2}$  и  $1g_{9/2}$ . Поэтому главный вклад в резонанс дают протонный переход  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  и нейтронный переход  $1g_{9/2} \rightarrow 1g_{7/2}$ , а низколежащий пик обязан своим происхождением протонному переходу  $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ . Для  $^{56}\text{Fe}$  результаты КПСФ-расчетов сравниваются с результатами LSSM-вычислений [194].

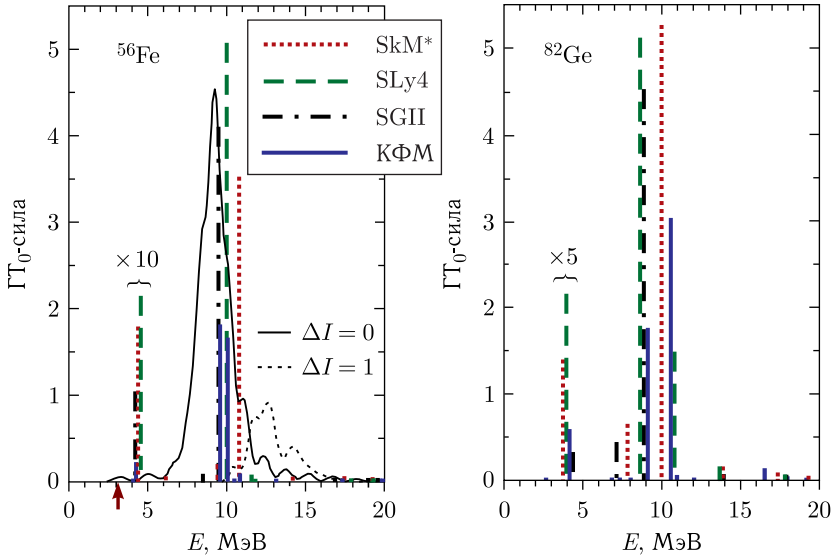


Рис. 9. Распределение силы  $GT_0$ -переходов для основных состояний ядер  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{82}\text{Ge}$ , полученные с помощью КПСФ-расчетов с силами Скирма ( $\text{SkM}^*$ ,  $\text{SLy4}$ ,  $\text{SGII}$ ) и гамильтонианом КФМ. Приведенные распределения соответствуют оператору  $GT_0 = g_A^* \sigma t_0$ , включающему перенормированную аксиально-векторную константу связи  $g_A^* = 0,74g_A$ . Для  $^{56}\text{Fe}$  результаты КПСФ-расчетов сравниваются с результатами LSSM-расчетов [194]. Последние содержат вклады от  $I = 0$  и  $1$  изоспиновый компонент. С целью улучшения представления результатов КПСФ низколежащие пики масштабированы с фактором, указанным на рисунке. Результаты LSSM-расчетов для  $^{56}\text{Fe}$  масштабированы с фактором 3,5. Для ядра  $^{56}\text{Fe}$  стрелкой показана «экспериментальная» энергия нижайшего  $1^+$ -состояния ( $E_{\text{exp}}(1^+_1) = 3,12$  МэВ) [195], которая соответствует порогу неупругого рассеяния нейтрино

Сравнение показывает, что КПСФ-расчеты хорошо воспроизводят положение  $GT_0$ -резонанса, предсказываемое оболочечными расчетами. Столь же хорошее согласие между расчетами КПСФ и LSSM в описании положения  $GT_0$ -резонанса получено в работе [196] для  $^{54}\text{Fe}$ . В то же время использование огромного конфигурационного пространства в LSSM-расчетах приводит к заметной фрагментации (ширине)  $GT_0$ -силы, что не воспроизводится в КПСФ. Кроме того, КПСФ-расчеты дают несколько завышенное значение энергии нижайшего  $1^+$ -состояния в  $^{56}\text{Fe}$  по сравнению с LSSM-расчетами и экспериментальным значением. Отметим, однако, тот факт, что все рассмотренные варианты КПСФ-расчетов приводят к очень близким значениям энергии нижайшего  $1^+$ -состояния.

В табл. 3 приведены значения полной силы  $GT_0$ -переходов в  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{82}\text{Ge}$ , рассчитанные с учетом и без учета остаточного частично-дыроч-

Таблица 3. Значения полной силы ГТ<sub>0</sub>-переходов в <sup>56</sup>Fe и <sup>82</sup>Ge,  $S_0 = \sum_i S_i(GT_0)$ , полученные в КПСФ-расчетах с КФМ-гамильтонианом и различными силами Скирма. В скобках приведены значения  $S_0$ , рассчитанные без учета остаточного взаимодействия

Ядро	SGII	SkM*	SLy4	КФМ
<sup>56</sup> Fe	4,3 (5,1)	4,9 (5,5)	5,4 (5,5)	3,6 (5,0)
<sup>82</sup> Ge	5,1 (5,9)	6,3 (7,1)	7,2 (7,3)	5,2 (7,0)

ного взаимодействия. Как и в случае ГТ<sub>+</sub>-переходов, учет остаточного взаимодействия приводит к подавлению ГТ<sub>0</sub>-силы и данный эффект коррелирует с интенсивностью спин-изоспинового взаимодействия. Сильные частично-дырочные корреляции в КФМ-КПСФ подавляют ГТ<sub>0</sub>-силу на четверть, а в расчетах с силами Скирма подавление максимально при использовании сил SGII. Еще более существенным оказывается влияние остаточного взаимодействия на величину низколежащего пика с энергией  $E \approx 4$  МэВ. Как показывает наш анализ, при отсутствии частично-дырочных корреляций величина этого пика, т. е. сила перехода, практически не зависит от параметров гамильтониана, но наличие сильного остаточного взаимодействия приводит к его значительному подавлению. В результате расчеты КФМ-КПСФ и Скирм-КПСФ с SGII дают наименьшую силу для низколежащего ГТ<sub>0</sub>-пика по сравнению с SLy4 и SkM\*.

Итак, мы показали, что использование КПСФ-расчетов с сепарабельными силами гамильтониана КФМ и силами Ландау–Мигдала, параметры которых связаны со взаимодействием Скирма, позволяет с хорошей точностью описать положение резонанса в силовой функции ГТ-переходов. Тот факт, что в отличие от LSSM-расчетов метод КПСФ не описывает фрагментацию гамов-теллеровской силы в холодном ядре, не является критическим недостатком при расчете сечений и скоростей слабых реакций с нагретыми ядрами. Как будет показано далее, при энергии лептона ниже энергии ГТ-резонанса сечение взаимодействия с нагретым ядром определяется разблокированными благодаря тепловым эффектам низкоэнергетическими переходами и переходами с отрицательной энергией. Благодаря термодинамически последовательному рассмотрению сила таких переходов в методе ТКПСФ оказывается выше, чем предсказывают LSSM-расчеты, основанные на ГБА и методе обратных резонансов.

## 6. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ ЯДРАМИ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

Рассмотрение процесса  $e^-$ -захвата ядрами группы железа начнем с анализа влияния температуры на распределение силы ГТ<sub>+</sub>-переходов. Для <sup>54,56</sup>Fe ГТ<sub>+</sub>-силовая функция рассчитывалась в наших работах [138, 139, 163, 164, 197, 198] с использованием различных вариантов ТКПСФ. Результаты расчетов с гамильтонианом КФМ представлены

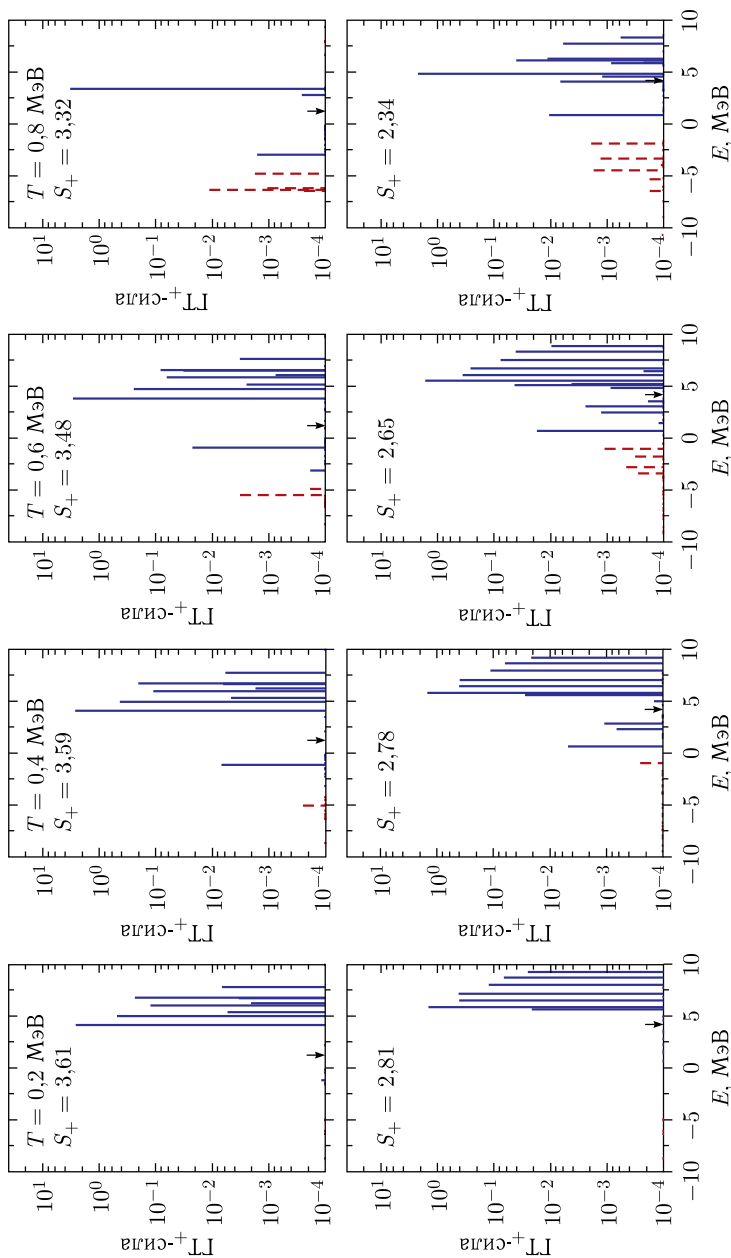


Рис. 10. Температурная эволюция КФМ-ТКПСФ силовой функции  $\Gamma_+$ -переходов в  $^{54}\text{Fe}$  (сверху) и  $^{56}\text{Fe}$  (снизу). По оси абсцисс отложена энергия перехода, т. е. энергия, переданная родительскому ядру. Сплошные (штриховые) линии соответствуют переходам на нетильдованные (тильдованные) однофоновные состояния,  $S_+$  — полная сила  $\Gamma_+$ -переходов с учетом подавления, стрелками показаны положения порога  $e^-$ -захвата на основном состоянии  $Q = M_f - M_i$ ;  $Q(^{54}\text{Fe}) = 1,21$  МэВ и  $Q(^{56}\text{Fe}) = 4,21$  МэВ

на рис. 10 при нескольких значениях температуры [139]. Прежде всего отметим, что, хотя, как мы доказали ранее (см. разд. 10, ч. I), правило сумм Икеды выполняется в методе ТКПСФ, полная сила  $GT_+$ -переходов зависит от температуры. Для ядер группы железа эта зависимость невелика, но, как будет показано далее, в нейтронно-избыточных ядрах она может быть значительной.

В методе ТКПСФ эволюция  $GT_+$ -силовой функции при увеличении температуры обусловлена тремя различными эффектами:

1) при низких температурах благодаря парным корреляциям  $GT_+$ -переходы сопровождаются разрывом протонной куперовской пары, что требует дополнительной энергии (с повышением температуры эта дополнительная энергия уменьшается и полностью исчезает при  $T > T_{cr}$  ( $T_{cr} \approx 0,8$  МэВ));

2) тепловое размытие нейтронной и протонной поверхностей Ферми в ядре уменьшает абсолютную величину частично-дырочных матричных элементов остаточного взаимодействия\* (для отталкивающего протон-нейтронного взаимодействия это приводит к понижению энергии частично-дырочных переходов  $p \rightarrow n$ );

3)  $GT_+$ -переходы, блокированные в основном состоянии принципом Паули из-за замкнутой нейтронной оболочки, разблокируются с ростом температуры благодаря размытию поверхности Ферми (аналогично тепловое возбуждение протонов на вышележащие одночастичные уровни делает возможными  $GT_+$ -переходы с них).

В силовой функции  $\uparrow$ -переходов, т.е. переходов с положительной энергией, первые два эффекта приводят к понижению энергии  $GT_+$ -резонанса, что свидетельствует о том, что ГБА не выполняется в рамках метода ТКПСФ. Нарушение ГБА демонстрируется также на рис. 11, на котором  $GT_+$ -силовая функция основного состояния  $^{56}\text{Fe}$ , рассчитанная с гамильтонианом КФМ и различными силами Скирма, сравнивается с соответствующей силовой функцией при  $T = 1$  МэВ [163]. Как видно из этого рисунка, понижение энергии резонанса происходит во всех вариантах ТКПСФ-расчетов. При увеличении температуры до  $T \approx T_{cr}$  энергия, на которую понижается резонанс, определяется, главным образом, величиной протонной энергетической щели  $\Delta_p$  в основном состоянии (см. табл. 1). Поэтому во всех вариантах ТКПСФ-расчетов повышение температуры до 1 МэВ приводит к понижению энергии  $GT_+$ -резонанса в  $^{56}\text{Fe}$  на 1,5 МэВ, а в  $^{54}\text{Fe}$  — на 1,1 МэВ. Отметим, что для некоторых параметризаций сил Скирма исчезновение парных корреляций приводит к сдвигу резонанса ниже порога  $e^-$ -захвата на основном состоянии. Данный случай реализуется в  $^{56}\text{Fe}$  для сил SGII. Следует подчеркнуть, что понижение энергии  $GT_+$ -резонанса при

\* В секулярном уравнении ((345), прил. В, ч. I) частично-дырочные матричные элементы содержат множитель  $1 - y_{jp}^2 - y_{jn}^2$ .



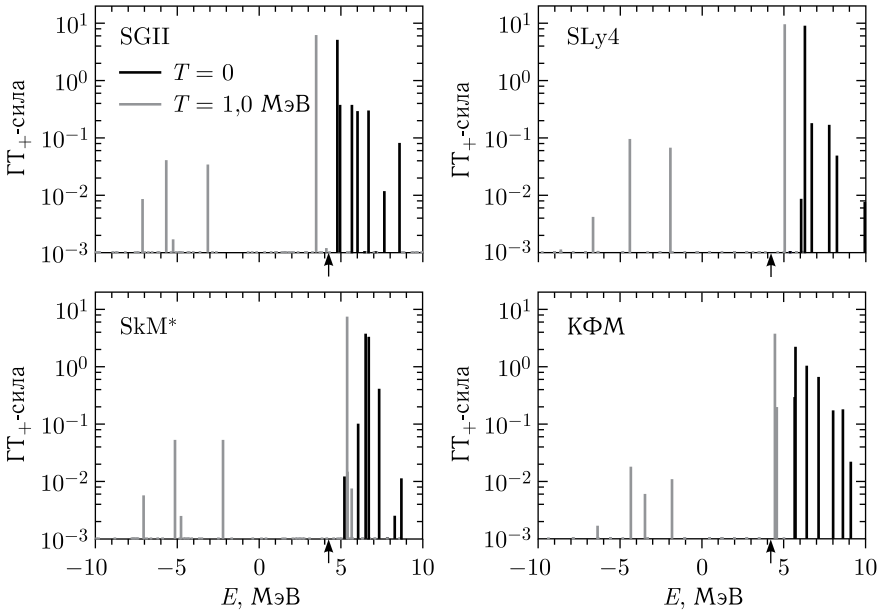


Рис. 11. Силовая функция  $G_{T+}$ -переходов в  $^{56}\text{Fe}$  для двух значений температуры. Результаты самосогласованных расчетов с силами Скирма сравниваются с результатами, полученными с использованием гамильтониана КФМ. Стрелками показаны положения порога  $e^-$ -захвата при  $T = 0$  ( $Q = 4,21$  МэВ)

увеличении температуры происходит не только в ТКПСФ, но и в других теоретических подходах, которые не используют в явном виде ГБА, в частности в оболочечных расчетах методом Монте-Карло [99] (см. рис. 4) и релятивистском ТПСФ [116].

Как видно из рис. 10 и 11, влияние температуры на силовую функцию  $G_{T+}$ -переходов не ограничивается понижением энергии резонанса. За счет третьего из перечисленных выше тепловых эффектов происходит разблокировка переходов  $p \rightarrow n$  с возбужденных состояний ядра\*. Некоторые из этих переходов имеют положительную энергию и дают вклад в низкоэнергетическую часть силовой функции, расположенную ниже порога реакции. Появление таких переходов и увеличение их силы с ростом температуры также свидетельствует о нарушении ГБА. Схожее усиление с ростом температуры низкоэнергетической компоненты силовой функции  $G_{T+}$ -переходов наблюдается и в расчетах, использующих метод SMMC [99] (см. рис. 4) и релятивистское ТПСФ [116].

\* Напомним, что переходы с возбужденных состояний ядра учитываются с помощью двухтепловквaziчастичных конфигураций, включающих тильдованную тепловую квазичастицу:  $\beta_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger$ ,  $\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \beta_{j_n}^\dagger$  и  $\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger$ .

Другая часть разблокированных  $GT_+$ -переходов находится в отрицательной области ( $E < 0$ ) силовой функции и соответствует  $\downarrow$ -переходам с возбужденных состояний родительского ядра. Согласно нашим расчетам в ядрах группы железа рост силовой функции в области  $E < 0$  связан, в первую очередь, с частично-частичными переходами  $2p_{3/2}^p \rightarrow 2p_{3/2,1/2}^n$  и дырочно-дырочным переходом  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{7/2}^n$ . Для ядер  $^{54,56}\text{Fe}$  энергия этих переходов находится ниже эффективного порога  $\Delta_{np} = \Delta\mu_{np} + \Delta M_{np}$ , что соответствует возбуждению тильдованных зарядово-обменных тепловых фононов с отрицательной энергией. Согласно принципу детального баланса ((275), ч. I) сила переходов на такие состояния экспоненциально увеличивается с ростом температуры, что видно из рис. 10.

Разблокировка  $\downarrow$ -переходов приводит к исчезновению минимальной пороговой энергии электрона при  $e^-$ -захвате и делает возможным экзоэнергетический захват, в котором нагретое ядро отдает энергию вылетающему нейтрину. Наиболее наглядно  $\downarrow$ -переходы проявляют себя в сечении реакции. На рис. 12 сечение реакции  $^{56}\text{Fe}(e^-, \nu_e)$  показано для различных значений температуры ядра [163]. Сечение рассчитывалось согласно выражению (23), т. е. учитывались только  $GT_+$ -переходы. На этом же рисунке представлен относительный вклад экзоэнергетического захвата в полное сечение\*

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

а ТКПСФ-расчеты с гамильтонианом КФМ и различными параметризациями сил Скирма показывают исчезновение порога реакции и значительный температурный рост сечения в низкоэнергетической области ( $\varepsilon_e \lesssim 5$  МэВ). Важно то, что результаты, полученные с различными силами Скирма, достаточно близки друг к другу: разброс в величине сечения составляет менее одного порядка при низких значениях температуры и энергии электрона и уменьшается с ростом  $T$  и  $\varepsilon_e$ . В то же время расчеты с гамильтонианом КФМ дают систематически меньшие значения сечения, чем Скирм-ТКПСФ, что вызвано разницей в полной силе  $GT_+$ -переходов (см. рис. 8). Несмотря на это различие, зависимость  $\beta(\varepsilon_e, T)$  от температуры и энергии электрона носит универсальный характер. При малой энергии электрона  $\beta \approx 1$ , затем  $\beta$  монотонно уменьшается с ростом  $\varepsilon_e$ . Но чем выше температура ядра, тем больше интервал значений  $\varepsilon_e$ , в котором доминируют экзоэнергетические процессы (т. е.  $\beta > 0,5$ ). Таким образом, в рамках метода ТКПСФ не только исчезновение порога  $e^-$ -захвата, но и значительный температурный рост сечения при низкой энергии электрона связаны с растущим вкладом  $\downarrow$ -переходов.

Чтобы подчеркнуть важность учета однофононных состояний с отрицательной энергией, на рис. 13 для  $T = 1,0$  МэВ сравниваются се-

\* При расчете  $\sigma_{\text{ex}}(\varepsilon_e, T)$  в формуле (23) учитывались только  $\downarrow$ -переходы.

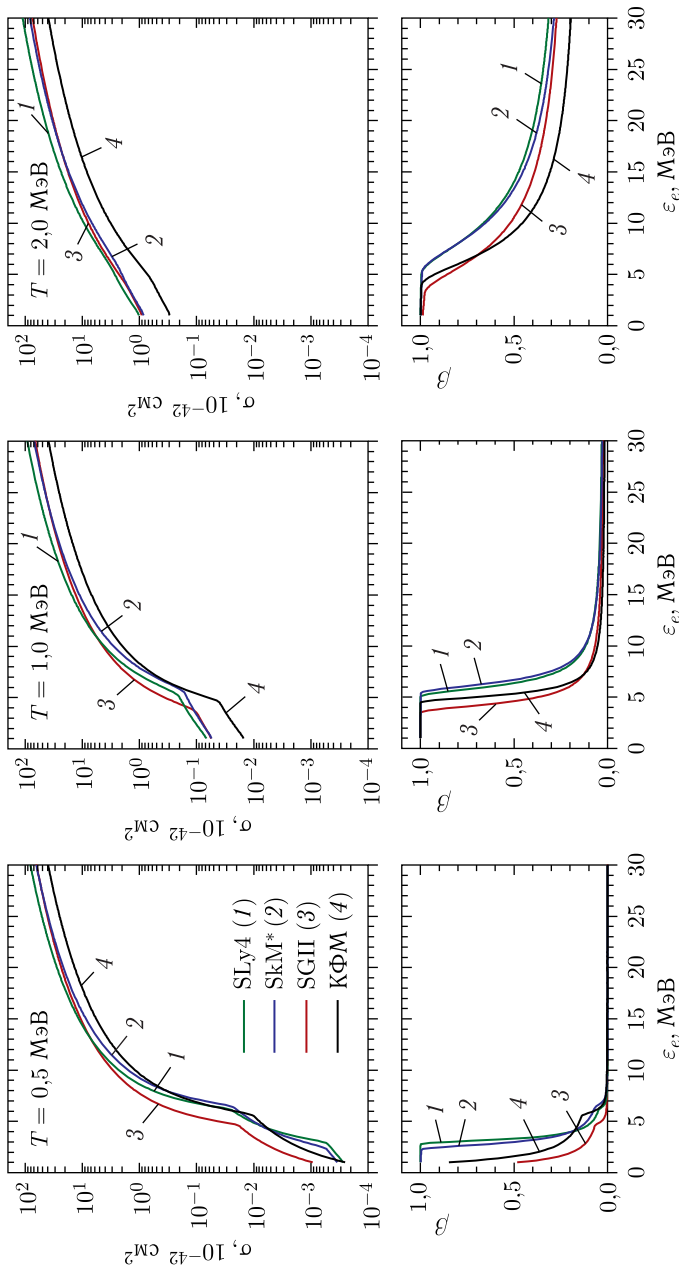


Рис. 12 (цветной в электронной версии). Сверху: сечение реакции  $^{56}\text{Fe}(e^-, \nu_e)$  при трех различных температурах. Результаты ТКПСФ-расчетов с гамилтонианом КФМ сравниваются с самосогласованными ТКПСФ-расчетами с различными силами Скирма. Снизу: относительный вклад экзотергического ( $\epsilon_\nu > \epsilon_e$ ) захвата в полное сечение реакции

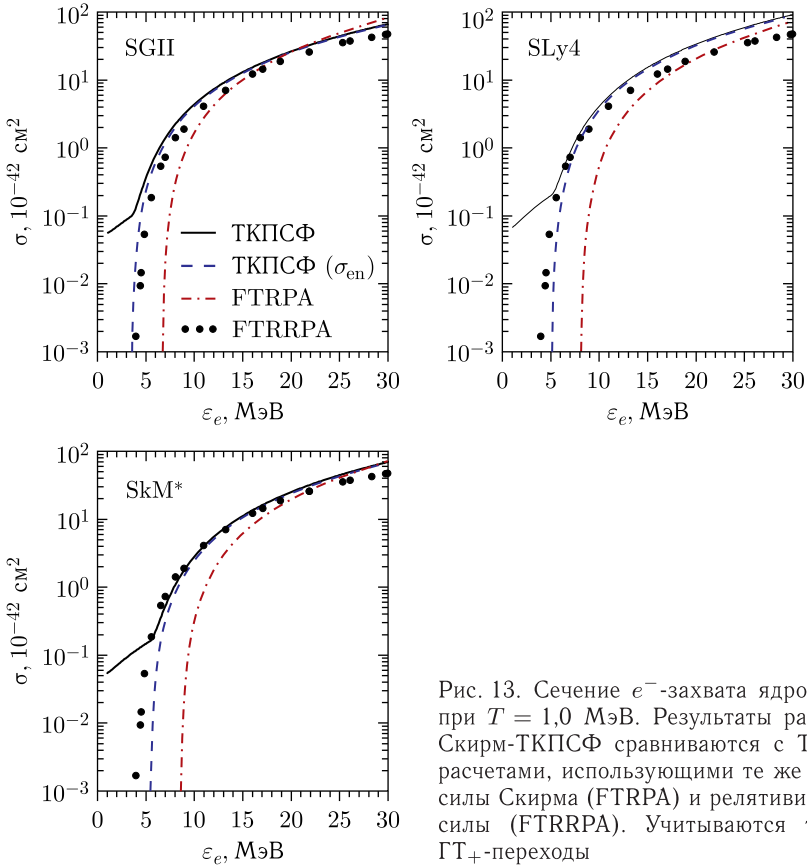


Рис. 13. Сечение  $e^-$ -захвата ядром  $^{56}\text{Fe}$  при  $T = 1,0$  МэВ. Результаты расчетов Ским-ТКПСФ сравниваются с ТПСФ-расчетами, используя те же самые силы Скирма (FTRPA) и релятивистские силы (FTRRPA). Учитываются только  $\text{GT}_+$ -переходы

чения реакции  $^{56}\text{Fe}(e^-, \nu_e)$ , рассчитанные с помощью ТКПСФ [163] и различных вариантов самосогласованного ТПСФ — FTRPA [115] и FTRRPA [116]. Как показано на этом рисунке, методом ТПСФ предсказано, что при  $T \neq 0$  сечение реакции обращается в нуль ниже определенной пороговой энергии электрона, в то время как в наших ТКПСФ-расчетах пороговая энергия отсутствует. Наличие порога  $e^-$ -захвата нагретым ядром в ТПСФ-расчетах является следствием отсутствия однофоновых состояний с отрицательной энергией (см. обсуждение на с. 1142)\*. Чтобы показать это, на рис. 13 отдельно показана эндоэнергетическая компонента ТКПСФ сечения  $\sigma_{\text{en}}(\epsilon_e, T)$ , в которой учтены только переходы

\* Из-за отсутствия компоненты  $E < 0$  у силовой функции  $\text{GT}_+$ -переходов порог захвата электрона нагретыми ядрами предсказывается и SMMC-расчетами [100].

на однофоновные состояния с положительной энергией. Как видно из этого рисунка, зависимость  $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_e, T)$  от энергии электрона оказывается близкой к той, что предсказана ТПСФ-расчетами.

Обращает на себя внимание тот факт, что величина сечения  $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_e, T)$  ближе к результатам ТПСФ-расчетов на основе релятивистских сил, чем к результатам ТПСФ-расчетов, использующих те же самые силы Скирма. Как показано на рис. 13, независимо от используемой параметризации сил Скирма сечения FTRPA сдвинуты в сторону больших энергий относительно  $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_e, T)$  примерно на одну и ту же величину:  $\approx 3$  МэВ. Причина такого разногласия, на наш взгляд, в следующем. В FTRPA-расчетах предполагается, что энергия фонона, найденная при решении ТПСФ-уравнений, соответствует энергии возбуждения дочернего ядра\*. Следуя такой трактовке, для энергии частично-дырочного  $\text{GT}_+$ -перехода  $l_j^p \rightarrow l_j^n$  в отсутствие парных корреляций можно записать

$$E_{\text{FTRPA}} = E(l_j^n) - E(l_j^p) + \Delta H_{\text{ph}} + Q, \quad (28)$$

где  $Q = M(^{56}\text{Mn}) - M(^{56}\text{Fe}) = 4,21$  МэВ;  $E(l_j)$  — энергия одночастичного уровня;  $\Delta H_{\text{ph}}$  — поправка, обусловленная остаточным взаимодействием. В рамках метода ТКПСФ энергию такого перехода можно представить в виде

$$\begin{aligned} E_{\text{TKПСФ}} &= \varepsilon(l_j^n) + \varepsilon(l_j^p) + \Delta H_{\text{ph}} + \Delta_{np} = \\ &= E(l_j^n) - E(l_j^p) + \Delta H_{\text{ph}} + \Delta M_{np}. \end{aligned} \quad (29)$$

Здесь учтено, что в отсутствие парных корреляций энергия тепловой квазичастицы и энергия одночастичного уровня связаны соотношением  $\varepsilon = \pm(E - \mu)$ , где верхний (нижний) знак соответствует частичным (дырочным) уровням. Следовательно,  $E_{\text{FTRPA}} - E_{\text{TKПСФ}} = 2,92$  МэВ, что близко к обнаруженному сдвигу сечения FTRPA относительно  $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_e, T)$ . В ТПСФ-расчетах с релятивистскими силами используется определение энергии перехода (см. уравнение (14) в [116]), аналогичное тому, что используется в ТКПСФ. Это и приводит к хорошему согласию между сечением реакции, полученным в FTRPA, и эндонергетической компонентой ТКПСФ сечения  $\sigma_{\text{en}}(\varepsilon_e, T)$ .

В работах [138, 139] полученные в КФМ-ТКПСФ силовые функции  $\text{GT}_+$ -переходов использовались для расчета скоростей  $e^-$ -захвата ядрами  $^{54,56}\text{Fe}$  согласно (21). Скорости были рассчитаны в интервале плотностей между  $\rho Y_e = 10^7$  г/см<sup>3</sup> и  $\rho Y_e = 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> как функция температуры  $2 \leq T_9 \leq 10$ . Рассматриваемые условия покрывают весь диапазон плотностей и температуры вещества звезды, когда вклад ядер группы железа в захват электронов значителен. Сравнение результатов расчетов КФМ-ТКПСФ и LSSM [109] скоростей захвата представлено на рис. 14.

\* Такой вывод непосредственно следует из уравнения (4) работы [115] и его обоснования.

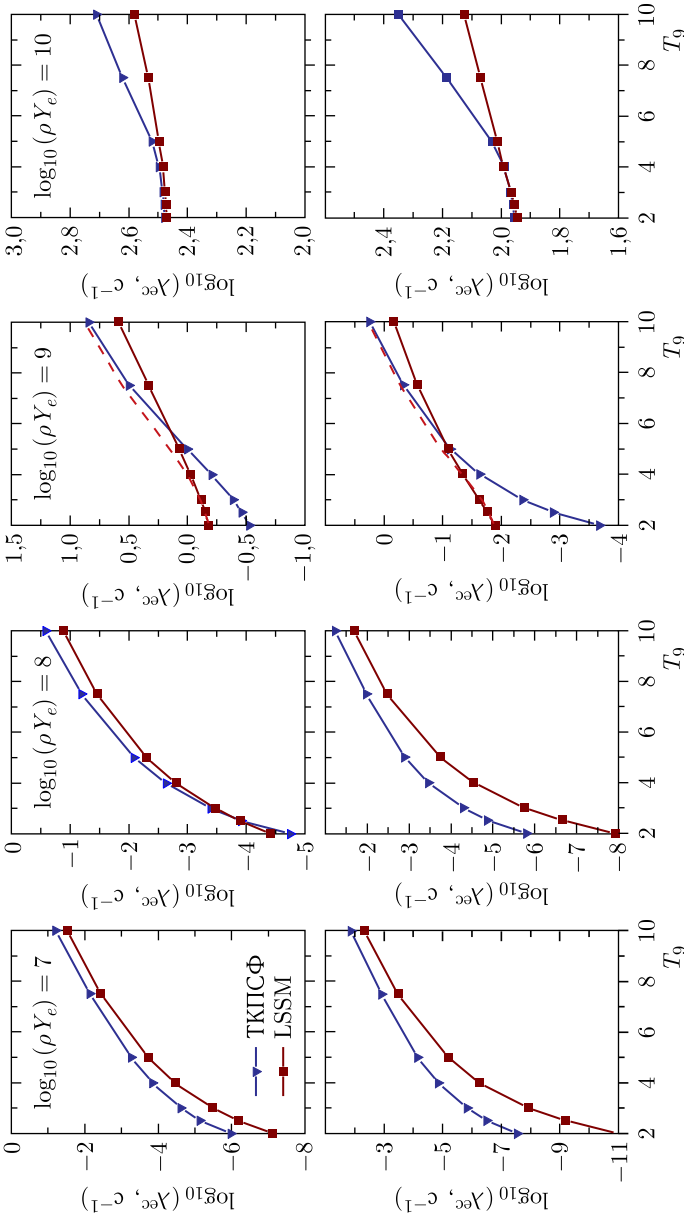


Рис. 14. Результаты КФМ-ТКПСФ-расчетов скоростей  $e^-$ -захвата ядрами  $^{54}\text{Fe}$  (сверху) и  $^{56}\text{Fe}$  (снизу). Скорости показаны как функция температуры ( $T_9 = 10^9$  K) для нескольких значений плотности  $\rho Y_e$  (в  $\text{г}/\text{см}^3$ ). Для сравнения приводятся скорости, полученные с помощью LSSM-расчетов [109]. Штриховая линия на рисунке с  $\log_{10}(\rho Y_e) = 9$  соответствует скорости  $\lambda_{ec}$ , рассчитанной в предположении дополнительной околороговой  $\Gamma_+$ -силы

Как показано на рис. 14, влияние тепловых эффектов на силовую функцию  $GT_+$ -переходов и свойства фазового интеграла (см. обсуждение рис. 2) приводит к росту скорости захвата при увеличении температуры и плотности. В целом температурная зависимость скоростей  $e^-$ -захвата близка к поведению фазового интеграла в том смысле, что наиболее быстрый рост наблюдается при низких плотностях. Так как центроид  $GT_+$ -распределения в  $^{54}\text{Fe}$  расположен при более низких энергиях, чем в  $^{56}\text{Fe}$  (см. рис. 10), то и в расчетах КФМ-ТКПСФ, и в расчетах LSSM скорость  $e^-$ -захвата ядром  $^{54}\text{Fe}$  оказывается выше. При  $T = 0$  оба метода дают близкие значения для полной силы и энергии  $GT_+$ -резонанса в рассматриваемых ядрах (см. рис. 1, ч. I и его обсуждение). Поэтому совпадение значений расчетов КФМ-ТКПСФ и LSSM скоростей захвата при  $\rho Y_e = 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> и низких температурах не является удивительным, так как при данных условиях скорости захвата определяются именно вкладом  $GT_+$ -резонанса\*.

При всех других значениях температуры и плотности между результатами расчетов КФМ-ТКПСФ и LSSM есть различия. Чтобы выяснить их причину, мы рассчитали относительные вклады  $\lambda_i^{ec}/\lambda^{ec}$  однофононных  $GT_+$ -состояний в скорость захвата при различных значениях  $(T_9, \log_{10}(\rho Y_e))$  [139]. Результаты показаны на рис. 15. Рассмотрим три характерные области, в которых обнаружены различия.

1) Из КФМ-ТКПСФ-расчетов следует, что при высоких температурах (рис. 15, *д, е*) в рассматриваемом интервале плотностей скорости  $e^-$ -захвата определяются сильными переходами на  $GT_+$ -резонанс\*\*. В ТКПСФ рост температуры приводит к понижению энергии  $GT_+$ -резонанса, в то время как в LSSM из-за применения ГБА данный эффект отсутствует. Очевидно, что понижение энергии  $GT_+$ -резонанса способствует более быстрому росту скорости  $e^-$ -захвата, из-за чего при высоких температурах расчеты КФМ-ТКПСФ скоростей превышают результаты LSSM.

2) При низких температурах и плотностях (рис. 15, *а, б*) значение химического потенциала  $\mu_e$  мало, а количество высокоэнергетических электронов на хвосте ферми-дираковского распределения недостаточно для эффективного захвата на резонансе. Поэтому  $e^-$ -захват происходит либо за счет разблокированных низкоэнергетических переходов, либо за счет  $\downarrow$ -переходов. Из-за вынужденного использования ГБА и метода об-

\* При  $\rho Y_e = 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> энергия Ферми электронов  $\mu_e \approx 11$  МэВ (см. рис. 1) превышает энергию  $GT_+$ -резонанса в  $^{54,56}\text{Fe}$ .

\*\* Для  $(T_9, \log_{10}(\rho Y_e)) = (10, 7)$  значение химического потенциала  $\mu_e$  гораздо меньше энергии резонансных переходов (см. рис. 1). Однако наличие высокоэнергетических электронов на хвосте ферми-дираковского распределения делает резонансный вклад решающим. Вклад переходов с отрицательной энергией довольно значителен за счет увеличенного фазового пространства вылетающих нейтрино.

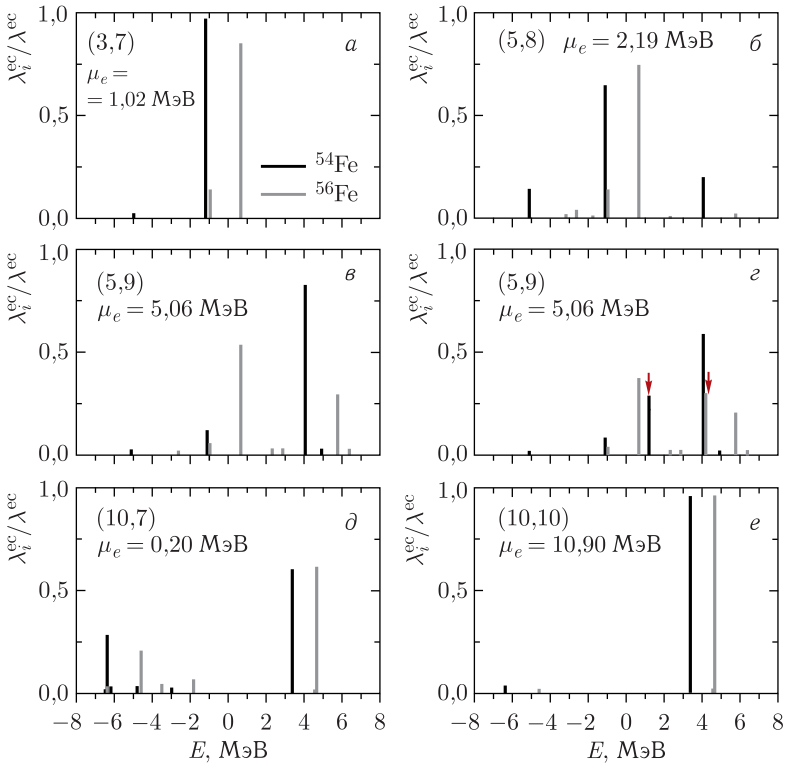


Рис. 15. Относительный вклад  $\lambda_i^{ec}/\lambda^{ec}$   $i$ -го однофононного состояния в скорость захвата электронов ядрами  $^{54,56}\text{Fe}$  при различных значениях температуры и плотности ( $T_e, \log_{10}(\rho Y_e)$ ). Стрелками на рис.  $z$  показан вклад дополнительной околороговой ГТ $_+$ -силы

ратных резонансов в LSSM-расчетах вклад таких переходов в  $e^-$ -захват занижен. Как следствие, расчеты КФМ-ТКПСФ скоростей оказываются выше результатов LSSM.

3) При низких температурах и плотности  $\rho Y_e = 10^9$  г/см $^3$  такой, что  $\mu_e \approx Q$ ,  $e^-$ -захват осуществляется за счет околороговой компоненты ГТ $_+$ -распределения. Так как из-за недостаточной фрагментации эта часть распределения не воспроизводится в КПСФ-расчетах, вычисленные нами скорости  $e^-$ -захвата оказываются ниже результатов LSSM. Для проверки этой гипотезы мы добавили в ядрах  $^{54}\text{Fe}$  и  $^{56}\text{Fe}$  соответственно 0,1 и 0,2 ГТ $_+$ -силы при энергии  $E = Q$ . Данные значения взяты из оболочечных расчетов\* [87]. Как следует из рис. 14, введение дополнительной

\* Подобный способ использовался в работах Фуллера и др. [64, 71, 72] для воспроизведения вклада низкоэнергетических ГТ $_+$ -переходов в захват электронов.



силы приводит к значительному улучшению согласия между расчетами КФМ-ТКПСФ и LSSM. Следовательно, учет фрагментации является необходимым условием для надежного описания скоростей  $e^-$ -захвата в условиях, когда энергия Ферми электронов сравнима с  $Q$  реакции, а температура мала. Но с повышением температуры роль околороговой ГТ<sub>+</sub>-силы уменьшается. Это ясно видно на рис. 15, *в, г*, где относительные вклады  $\lambda_i^{ec}/\lambda^{ec}$  показаны без учета и с учетом дополнительной околороговой силы.

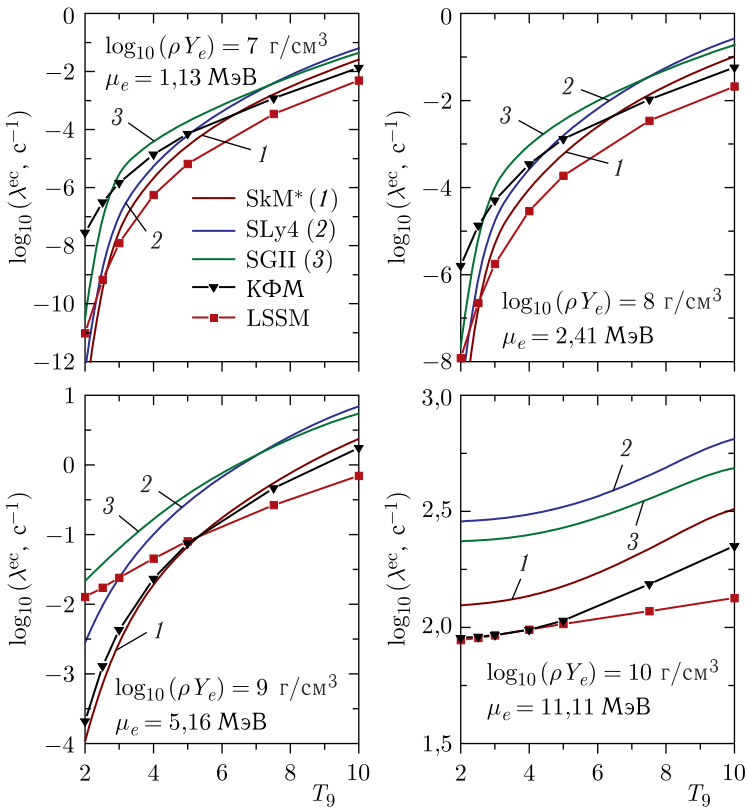


Рис. 16 (цветной в электронной версии). Скорости захвата электронов ядром  $^{56}\text{Fe}$  как функция температуры при различных плотностях  $\rho Y_e$ . При данной плотности значение химического потенциала  $\mu_e$  включает в себя массу покоя электрона и соответствует температуре  $T_9 = 2$ . На каждом рисунке результаты Скирм-ТКПСФ-расчетов сравниваются с аналогичными расчетами, использующими гамильтониан КФМ. Для сравнения приводятся скорости, полученные с помощью метода LSSM [109]

В нашей работе [164] скорости  $e^-$ -захвата ядром  $^{56}\text{Fe}$  рассчитывались с использованием Скирм-ТКПСФ. Скорости, полученные с помощью нескольких скирмовских параметризаций, представлены на рис. 16, где они сравниваются с результатами расчетов КФМ-ТКПСФ и LSSM. Скорости Скирм-ТКПСФ демонстрируют схожую зависимость от температуры и плотности, но разброс результатов, полученных с использованием различных параметризаций, может достигать двух порядков. Разброс наиболее значителен при низких температурах и плотностях, т. е. там, где скорости захвата наиболее чувствительны к деталям распределения ГТ<sub>+</sub>-силы. Так как параметризация SkM\* генерирует ГТ<sub>+</sub>-силовую функцию, сдвинутую в сторону более высоких значений энергии, чем другие используемые нами параметризации (см. рис. 11), то соответствующие скорости оказываются ниже. В целом же результаты расчетов с SkM\* оказываются ближе к результатам КФМ-расчетов.

Сравнение результатов расчетов LSSM и Скирм-ТКПСФ показывает, что последние, как и расчеты КФМ-ТКПСФ, приводят к большим значениям скоростей  $e^-$ -захвата, за исключением случая, когда  $\mu_e \approx Q$ . Причины этого обсуждались выше. Кроме того, даже с учетом фактора подавления  $q = 0,74$  полное значение ГТ<sub>+</sub>-силы, полученное с силами SkM\*, SGII и SLy4, превышает значение, полученное в LSSM. Данное обстоятельство также вносит свой вклад в превышение Скирм-ТКПСФ скоростей над результатами LSSM.

При  $\rho Y_e = 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> скорости  $e^-$ -захвата, полученные в различных вариантах ТКПСФ, показывают очень схожую температурную зависимость. Это свидетельствует в пользу того, что наблюдаемая разница между ними связана с полной ГТ<sub>+</sub>-силой, в то время как детали распределения играют незначительную роль.

Как уже отмечалось, при низких температурах и плотности  $\rho Y_e = 10^9$  г/см<sup>3</sup>, когда  $\mu_e \approx Q$ , скорость  $e^-$ -захвата определяется околопороговой ГТ<sub>+</sub>-силой. В отличие от LSSM-расчетов ТКПСФ-расчеты с параметризациями SkM\*, SLy4 и гамильтонианом КФМ не воспроизводят эту силу, что и приводит к более низким скоростям захвата. Напротив, параметризация SGII предсказывает достаточно низкое значение энергии ГТ<sub>+</sub>-резонанса (см. рис. 11), и, как следствие, соответствующие скорости оказываются выше, чем результаты LSSM.

Влияние тепловых эффектов на скорость  $e^-$ -захвата показано на рис. 17, на котором сравниваются скорости захвата холодным и нагретым ядром  $^{56}\text{Fe}$  [164]. Как ясно видно из этого рисунка, при низких плотностях температурная разблокировка низкоэнергетических и  $\downarrow$ -переходов повышает скорость  $e^-$ -захвата на два порядка. При высоких плотностях электронный газ содержит достаточное количество высокоэнергетических электронов с энергией, достаточной для возбуждения ГТ<sub>+</sub>-резонанса, и вклад разблокированных переходов в  $e^-$ -захват становится несущественным. При таких условиях скорость

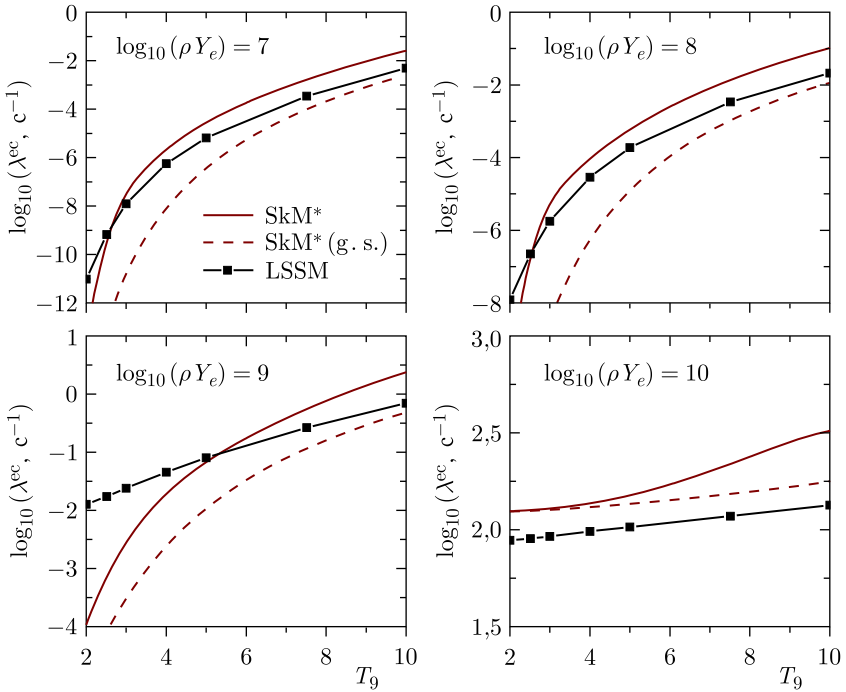


Рис. 17. Скорости захвата электронов  $^{56}\text{Fe}$ , рассчитанные с учетом и без учета (g. s.) влияния тепловых эффектов на силовую функцию ГТ $_+$ -переходов. Результаты ТКПСФ-вычислений с помощью параметризации сил Скирма SkM\* сравниваются с результатами LSSM [109]

захвата определяется положением ГТ $_+$ -резонанса и его силой. Так как в ТКПСФ энергия резонанса понижается с температурой, то учет температуры ядра приводит к более быстрому росту скорости захвата, чем в холодном ядре. Отметим также, что при  $\rho Y_e = 10^{10}$  г/см $^3$  температурная зависимость скорости  $e^-$ -захвата холодным ядром близка к результатам LSSM-расчетов, а разница между скоростями возникает только из-за отличия в полной ГТ $_+$ -силе.

Рассмотренные на примере силовой функции ГТ $_+$ -переходов в  $^{54,56}\text{Fe}$  температурные эффекты (понижение энергии резонанса, разблокировка низкоэнергетических и  $\downarrow$ -переходов) не связаны с особенностями ядер  $^{54,56}\text{Fe}$  и должны проявляться и в других ядрах группы железа. В пользу этого свидетельствуют результаты SMMC-расчетов [99], где отказ от использования ГБА привел к аналогичным эффектам (за исключением разблокировки  $\downarrow$ -переходов) в ядрах  $^{60}\text{Ni}$  (см. рис. 4) и  $^{59}\text{Co}$ .

Хотя полученные в рамках ТКПСФ скорости  $e^-$ -захвата ядрами группы железа не использовались в компьютерном моделировании сверх-

новых (для этого нужно провести расчеты для многих десятков и сотен ядер), можно сделать определенный вывод о влиянии скоростей ТКПСФ на результаты моделирования. Как мы показали, отказ от использования ГБА и термодинамически последовательный учет тепловых эффектов приводят к тому, что скорости ТКПСФ превышают результаты LSSM для большинства рассмотренных значений  $(T, \rho Y_e)$ . Очевидно, что при прочих неизменных условиях это должно привести к уменьшению электронной компоненты  $Y_e$ , а значит, к уменьшению начальной массы  $M_{\text{Ch}}^{(i)}$  коллапсирующего кора (см. уравнение (1)). Но тут важно отметить, что рассмотренные тепловые эффекты должны повлиять и на скорость обратного процесса —  $\beta^-$ -распада. Хотя наличие вырожденного электронного газа в значительной степени блокирует  $\beta^-$ -распад, температурные эффекты способны частично ослабить блокировку. В наших работах [138, 199, 200, 201]  $\beta^-$ -распад нагретых ядер был рассмотрен на примере  $^{54,56}\text{Fe}$  и в рамках КФМ-ТКПСФ было показано, что тепловая разблокировка ГТ- $\downarrow$ -переходов приводит к значительному росту скорости  $\beta^-$ -распада, которая оказывается существенно выше, чем предсказанная LSSM. Но так как скорости  $\beta^-$ -распада очень сильно зависят от энергии перехода (зависимость  $\sim E^5$ ), то учет фрагментации силовой функции может существенным образом повлиять на соотношение ТКПСФ и LSSM скоростей  $\beta^-$ -распада. Поэтому вопрос о том, как сильно повлияет использование термодинамически последовательной схемы расчетов скоростей  $e^-$ -захвата и  $\beta^-$ -распада ядрами группы железа на моделирование сверхновых, остается открытым и требует выхода за рамки однофононного приближения ТКПСФ\*. Как мы показали ранее (см. разд. 9, ч. I), использование метода супероператоров позволяет это сделать по аналогии с методами квазичастично-фононной модели ядра [118, 156]. Сепарабельзация конечного ранга сил Ландау–Мигдала позволяет учесть фрагментацию в самосогласованных расчетах со скирмовским функционалом плотности энергии [202].

## 7. ЗАХВАТ ЭЛЕКТРОНОВ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫМИ ЯДРАМИ

Неоднократно отмечалось, что захват электронов не только уменьшает значение электронной компоненты  $Y_e$ , но и сдвигает ядерный состав коллапсирующего кора от ядер группы железа в сторону более тяжелых нейтронно-избыточных ядер. Фуллер отметил [203], что, как только в ядерном составе начнут превалировать ядра с числом нейтронов  $N \geq 40$ ,

---

\* В то же время оба процесса производят нейтрино, которые затем покидают звезду. Следовательно, увеличение скоростей  $e^-$ -захвата и  $\beta^-$ -распада по отношению к результатам LSSM ускоряет потерю энергии и уменьшает энтропию вещества.

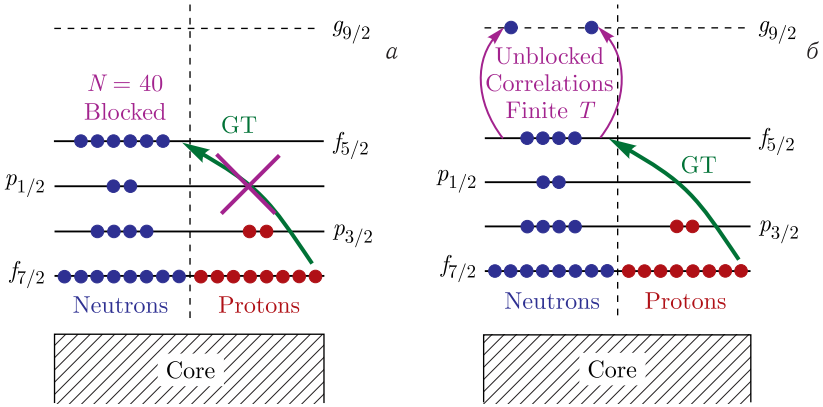


Рис. 18. а) ГТ<sub>+</sub>-переходы, блокируемые в ядрах с числом нейтронов  $N \geq 40$ , в модели независимых частиц. б) Разблокировка ГТ<sub>+</sub>-переходов температурными эффектами и нуклонными корреляциями. Рисунок взят из [205]

это должно привести к значительному уменьшению скорости  $e^-$ -захвата. Свои доводы он основывал на модели независимых частиц. Одночастичные переходы Гамова–Теллера могут происходить только внутри одной оболочки на состояния с тем же самым орбитальным квантовым числом. Поэтому в ядрах, у которых нейтронная  $pf$ -оболочка полностью заполнена ( $N \geq 40$ ), а протоны находятся в  $pf$ -оболочке ( $Z < 40$ ), ГТ<sub>+</sub>-переходы полностью блокируются действием принципа Паули (см. рис. 18, а). Основываясь на этом наблюдении, Бруенн предложил\* параметрическое описание скоростей  $e^-$ -захвата на стадии коллапса, которое предполагало нулевую скорость захвата ядрами с  $N \geq 40$  [204]. До начала 2000-х гг. моделирование сверхновых основывалось на этом предположении и предсказывало, что на стадиях коллапса, когда плотность вещества достигает нескольких  $10^{10}$  г/см<sup>3</sup>,  $e^-$ -захват происходит только на свободных протонах [2]. Но так как число свободных протонов мало по сравнению с числом ядер, то захват электронов и связанное с ним нейтринное охлаждение кора практически прекращаются.

Однако в той же работе [203] Фуллер отметил два механизма, которые могут привести к разблокировке ГТ<sub>+</sub>-переходов в нейтронно-избыточных ядрах (см. рис. 18, б): 1) температурные эффекты способствуют переходу (возбуждению) протонов и нейтронов из  $pf$ -оболочки в  $gds$ -оболочку; 2) нуклонные многочастичные корреляции приводят к конфигурационному смешиванию между  $pf$ - и  $gds$ -оболочками. Температурный механизм разблокировки был рассмотрен Куперштейном и

\* Для скорости  $e^-$ -захвата ядрами группы железа Бруенн использовал параметризацию, основанную на оценке Фуллера и др. силы и энергии одночастичного ГТ<sub>+</sub>-перехода  $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$  [71].

Вамбахом с помощью температурного ПСФ [206]. На примере ядра  $^{82}\text{Ge}$  ( $N = 50$ ,  $Z = 32$ ) они показали, что при  $T \geq 1,5$  МэВ происходит разблокировка  $\text{GT}_+$ -переходов и  $e^-$ -захват вновь осуществляется на ядрах\*. Они также отметили, что при плотностях, превышающих  $10^{11}$  г/см<sup>3</sup>, т. е. когда энергия Ферми электронного газа  $\mu_e \gtrsim 20$  МэВ,  $e^-$ -захват может осуществляться за счет запрещенных  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$ -переходов. Влияние конфигурационного смешивания на разблокировку  $\text{GT}_+$ -переходов нашло подтверждение в экспериментах ( $d, ^2\text{He}$ ) на  $^{76}\text{Se}$  ( $N = 42$ ,  $Z = 34$ ), в которых была обнаружена хоть и небольшая\*\*, но отличная от нуля  $\text{GT}_+$ -сила [207]. Эти экспериментальные данные воспроизводятся оболочечными LSSM-расчетами [208], из которых, однако, следует, что сходимость процесса учета корреляций между двумя оболочками очень медленная. Чтобы с помощью LSSM должным образом описать  $\text{GT}_+$ -распределение в  $^{76}\text{Se}$ , необходимо рассматривать  $6p6h$  или еще более сложные многочастичные конфигурации.

В настоящее время использование LSSM для расчета скоростей  $e^-$ -захвата нейтронно-избыточными ядрами с  $A \gtrsim 80$  не представляется возможным, так как пространство конфигураций  $pf + gds$  слишком велико для диагонализации матрицы гамильтониана. Использование монтекарловских оболочечных расчетов (SMMC) при высокой энергии электронов также является технически сложной задачей, так как необходимо учесть вклад запрещенных переходов, а также зависимость мультипольных операторов переходов  $p \rightarrow n$  ((286), ч. I) от переданного импульса. К счастью, однако, расчет скоростей  $e^-$ -захвата нейтронно-избыточными ядрами не требует детального воспроизведения распределения силы переходов  $p \rightarrow n$ . В тех условиях, когда в ядерном составе кора доминируют такие ядра, т. е. при  $\rho \gtrsim 10^{10}$  г/см<sup>3</sup>, суммарное значение энергии Ферми  $\mu_e$  электронного газа и средней энергии возбуждения ядра\*\*\* превышает среднее значение порога реакции  $\langle Q \rangle = \mu_n - \mu_p$  (рис. 19), поэтому достаточно надежно рассчитать полную силу переходов и центростатический момент силовой функции.

На основании того, что приближение случайных фаз хорошо воспроизводит положение центростатического момента силовой функции, а метод SMMC позволяет вычислять статистически усредненные ядерные характеристики, с использованием полного конфигурационного пространства  $pf + gds$  в работе [209] была предложена так называемая гибридная схема расчета

\* Схема одночастичных уровней ядра  $^{82}\text{Ge}$  дана на рис. 1 в [206] и в целом близка к схеме на рис. 24 для  $^{76}\text{Ge}$ . В модели независимых частиц протоны занимают уровни  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ , а нейтроны занимают все уровни до  $1g_{9/2}$  включительно. Разблокировка  $\text{GT}_+$ -переходов происходит как за счет перехода протонов на вышестоящие уровни, так и за счет образования нейтронных вакансий в  $pf$ -оболочке.

\*\*  $\sum B(\text{GT}_+) = 0,7 \pm 0,2$  ниже энергии возбуждения 5 МэВ дочернего ядра.

\*\*\*  $U = AT^2/8 \approx 10$  МэВ при  $T \approx 1$  МэВ и  $A \approx 80$ .

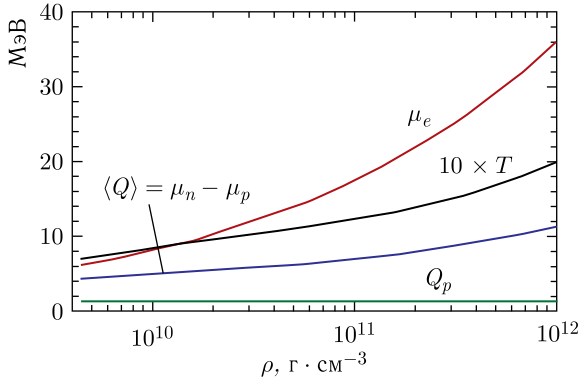


Рис. 19. Энергетическая шкала величин для определения скоростей захвата электронов:  $T$  — температура среды;  $\mu_e$  — энергия Ферми электронов;  $\langle Q \rangle$  — среднее значение порога  $e^-$ -захвата атомными ядрами;  $Q_p$  — порог захвата на свободных протонах. Рисунок взят из [61]

скоростей и сечений  $e^-$ -захвата нейтронно-избыточными ядрами. На первом шаге с помощью SMMC с применением подходящего спаривательного и квадрупольного остаточного взаимодействия рассчитываются числа заполнения одночастичных уровней. Полученные таким образом числа заполнения зависят как от нуклонных корреляций, так и от температуры. На втором шаге найденные числа заполнения используются как входные параметры для расчетов ПСФ (RPA) силовых функций разрешенных и запрещенных переходов\*. После этого полученные силовые функции применяются для расчета сечений и скоростей  $e^-$ -захвата.

На рис. 20 показано дифференциальное сечение захвата электронов с энергией  $\varepsilon_e = 20$  МэВ ядром  $^{74}\text{Ge}$ , рассчитанного гибридным методом SMMC/RPA. В модели независимых частиц в сечении доминируют вклады от запрещенных переходов  $1^-$  и  $2^-$ . Нуклонные корреляции и температурные эффекты приводят к разблокировке ГТ $_+$ -переходов ( $1^+$ ). Два главных  $1^+$ -пика на рисунке связаны с разблокированными одночастичными переходами  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  и  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ . Особо отметим (и это видно на рисунке), что в рамках метода SMMC/RPA энергия разблокированных переходов практически не зависит от температуры. Доминирующая роль конфигурационного смешивания в разблокировке ГТ $_+$ -переходов приводит к тому, что в SMMC/RPA захват электронов нейтронно-избыточными ядрами осуществляется за счет разрешенных переходов уже при относительно низких температурах ( $T = 0,5$  МэВ).

\* Метод ПСФ с неполным заполнением одночастичных уровней описан в работе [210].

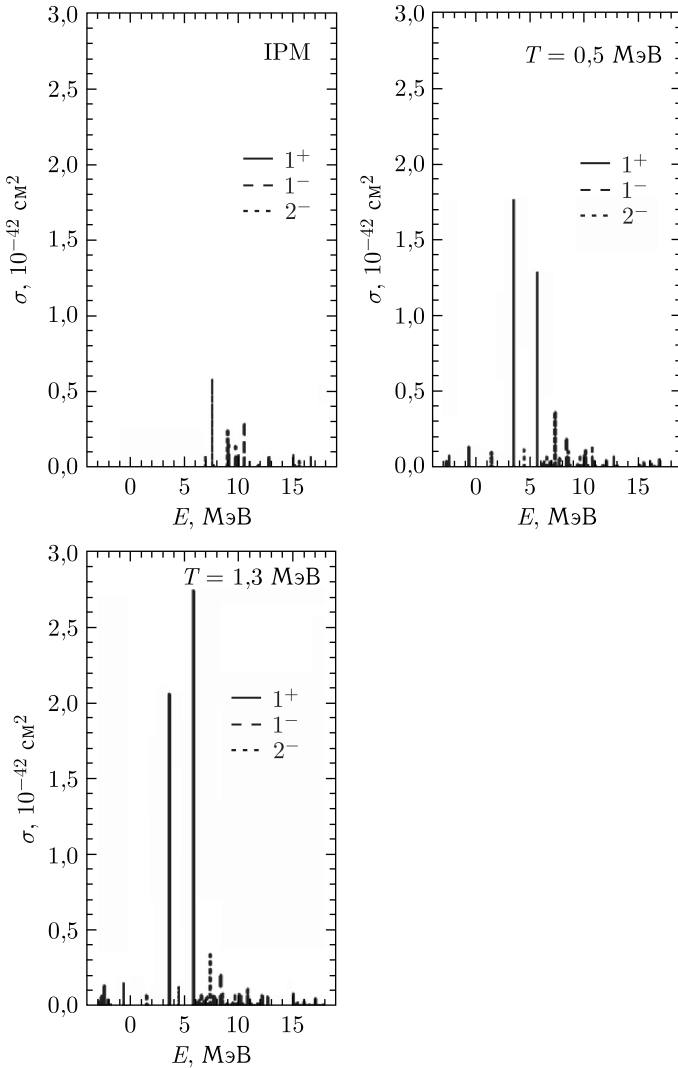


Рис. 20. Вклады  $1^+$ -,  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов в дифференциальное сечение захвата электронов с энергией  $\varepsilon_e = 20 \text{ МэВ}$  ядром  $^{74}\text{Ge}$ . Показаны результаты модели независимых частиц (ИПМ) и SMMC/RPA при  $T = 0,5, 1,3 \text{ МэВ}$ . Рисунок взят из [209]

В работах [211,212] метод SMMC/RPA применялся для расчета скоростей  $e^-$ -захвата порядка 250 ядрами с  $A = 66\text{--}120$  и  $Z = 28\text{--}45$ . Было обнаружено, что вопреки предыдущим предположениям именно



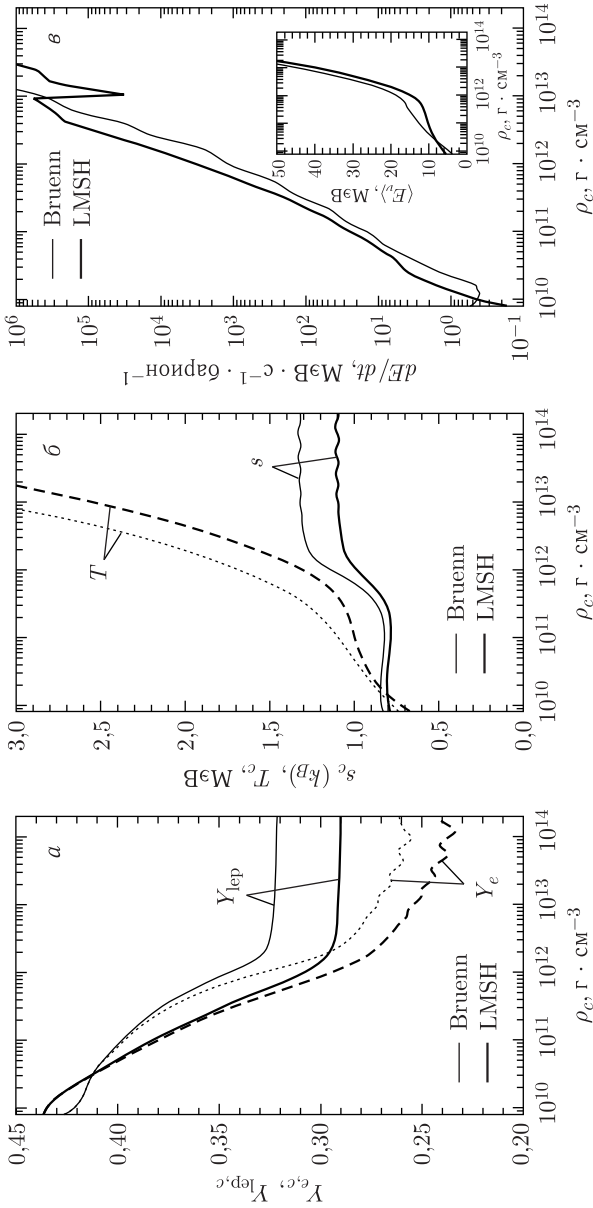


Рис. 21. Изменение нескольких величин в центре звезды массой  $15M_{\odot}$  с ростом плотности:  $dE/dt$  — скорость потери энергии за счет излучения нейтрино;  $\langle E_{\nu} \rangle$  — средняя энергия излученных нейтрино. Тонкие линии соответствуют расчетам с использованием параметризации Бруенна [204], основанной на приближении независимых частиц («старая» модель), толстые линии — расчетам с использованием LMP и SMMS/RPA скоростей  $e^-$ -захвата («новая» модель, или LMSH). Рисунок взят из [205]

нейтронно-избыточные ядра дают главный вклад в захват электронов на поздней стадии коллапса. Как показали результаты компьютерного моделирования [211, 213], совместное использование LMP и SMMC/RPA скоростей  $e^-$ -захвата приводит к значительным изменениям физических характеристик кора сверхновой и динамике коллапса по сравнению с результатами, основанными на параметризации Бруенна [204]. Сравнение результатов моделирования с использованием двух моделей  $e^-$ -захвата, «новой» и «старой», приводится на рис. 21 для сферически-симметричной сверхновой массой  $15M_{\odot}$ . Захват электронов нейтронно-избыточными ядрами приводит к тому, что при  $\rho \gtrsim 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> электронная компонента  $Y_e$  в новой модели оказывается меньше значения в старой модели. Кроме того, увеличение скорости  $e^-$ -захвата в новой модели приводит к росту потерь энергии за счет излучения нейтрино, как следствие, энтропия и температура кора оказываются ниже, чем в старой модели. Из-за этого количество свободных протонов уменьшается и еще больше усиливается роль нейтронно-избыточных ядер в  $e^-$ -захвате. Возросшая роль ядерного  $e^-$ -захвата в новой модели влияет также на нейтринный спектр. Так как у ядер  $Q$  реакции  $e^-$ -захвата больше, чем у свободных протонов (см. рис. 19), то нейтрино, образованные в ядерном захвате, имеют меньшую энергию, чем нейтрино, образованные при захвате на свободных протонах. Поэтому, как показано на рис. 21,  $\nu_e$ , из-за возросшего числа захватов нейтринная светимость в новой модели возрастает, но средняя энергия нейтрино  $\langle E_{\nu} \rangle$  понижается, что повышает прозрачность вещества кора для нейтринного излучения.

Из-за снижения  $Y_e$  масса внутреннего гомологичного ядра уменьшается примерно на 20% по сравнению с результатами старой модели [4, 213]. Уменьшается также его плотность ( $\sim 15\%$ ) и энтропия ( $\sim 5\%$ ) в момент отскока. В результате в новой модели образуется более слабая взрывная волна, которой нужно пройти через большее количество вещества во внешнем железном ядре, что, конечно, затрудняет взрыв. Необходимо, однако, учесть, что совместное использование LMP и SMMC/RPA скоростей  $e^-$ -захвата влияет и на внешнее железное ядро. Более медленная делептонизация снижает скорость коллапса внешнего ядра, из-за чего плотность вещества перед фронтом ударной волны и его относительная скорость оказываются меньше, чем в старой модели (см. рис. 1 в [213]). Поэтому в новой модели взрывная волна испытывает меньшее давление со стороны внешних слоев и, несмотря на то, что она обладает меньшей энергией, ей удастся преодолеть большее расстояние по сравнению с предыдущими оценками. Тем не менее этого оказывается недостаточно для того, чтобы взорвать звезду в сферически-симметричных моделях сверхновой. Но, как отмечалось в работе [213], изменения в скоростях  $e^-$ -захвата могут оказывать сильное влияние на результаты многомерного компьютерного моделирования, так как новая модель предсказывает более значительные градиенты энтропии и лептонной компоненты  $Y_{lep}$  во внутренней части кора. Увеличение градиентов

может существенно сказаться на интенсивности, размере и месте формирования конвекционных потоков и другого рода гидродинамических нестабильностей.

Несмотря на прогресс в описании реакции  $e^-$ -захвата тяжелыми нейтронно-избыточными ядрами в веществе звезды, во многих недавних работах указывалось, что наше понимание этого процесса при соответствующих термодинамических условиях является неполным, что влияет на результаты компьютерного моделирования коллапса [214–220]. Так как вклад конкретного ядра в уменьшение числа электронов во время коллапса определяется его распространенностью  $Y(A, Z)$  в ядерном составе кора и скоростью  $e^-$ -захвата  $\lambda_{A,Z}^{ec}$ , то неопределенность в каждой из этих величин влияет на полную ядерную скорость захвата  $\Lambda^{ec}$  (9), а значит, и на результат моделирования. Распространенность  $Y(A, Z)$  зависит от используемого уравнения состояния вещества и от свойств ядер, удаленных от линии стабильности. К сожалению, для рассматриваемой области ядер имеется незначительная экспериментальная и теоретическая информация. Влияние ядерных характеристик на  $e^-$ -захват рассматривалось в работах [215, 216, 218]. В частности, Радута и др. показали, что неопределенность в энергиях связи нейтронно-избыточных ядер и возможные эффекты перестройки ядерных оболочек (shell quenching) влияют на  $Y(A, Z)$  и могут на 30 % изменить полную скорость  $e^-$ -захвата [215].

Что касается скоростей  $e^-$ -захвата  $\lambda_{A,Z}^{ec}$ , то Салливан и др. [214] показали, что неопределенность в их величине оказывает более сильное влияние на массу внутреннего ядра перед отскоком и на максимальную нейтринную светимость, чем начальные характеристики коллапсирующего кора (progenitor model) и используемое при моделировании уравнение состояния вещества. К аналогичному выводу пришли авторы недавней работы [220]. Более того, в работе [214] и при последующем более детальном рассмотрении [221] было обнаружено, что результаты компьютерных симуляций коллапса наиболее чувствительны к скоростям  $e^-$ -захвата на нейтронно-избыточных ядрах с магическим числом нейтронов  $N = 50$  и 82 (рис. 22). Благодаря замкнутым нейтронным оболочкам эти ядра оказываются самыми распространенными в веществе кора. И, хотя в симуляциях учитывалось несколько тысяч ядер, анализ показал, что разброс в ключевых характеристиках коллапса (лептонная компонента, электронная компонента, энтропия, плотность, скорость сжатия и т. д.) на 50 % обусловлен неопределенностью в скоростях  $e^-$ -захвата 74 ядрами между  $^{78}\text{Ni}$  и  $^{88}\text{Sr}$  [221]\*.

В работах [214, 221] указывалось, что в ядрах с  $N = 50$  большая энергетическая щель после замкнутого нейтронного уровня  $1g_{9/2}$

---

\* Ядра с  $N \approx 82$  дают значительный вклад в  $e^-$ -захват при высоких плотностях перед отскоком [221].

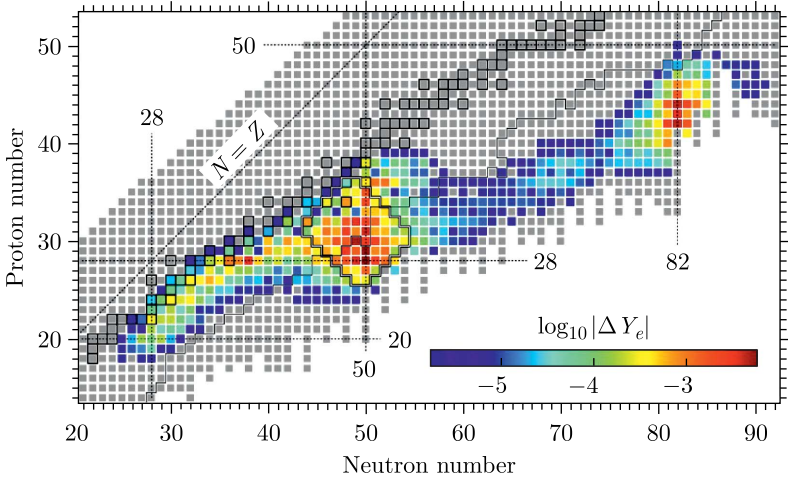


Рис. 22. Вклад в  $e^-$ -захват от 500 ядер. Величина  $|\Delta Y_e|$  соответствует изменению электронной компоненты от начала записывания нейтрино до отскока. Оболочечные эффекты приводят к тому, что в ядерном составе вещества кора доминируют ядра вблизи с  $N = 50$  и  $82$ , что и приводит к образованию двух областей наиболее важных ядер. Рисунок взят из [214]

(см. рис. 24) должна привести к замедлению или даже к полному прекращению  $e^-$ -захвата. Из-за этого ядра с  $N = 50$  служат своего рода препятствием на пути нейтронизации (и делептонизации) вещества коры. Своё утверждение авторы аргументировали тем, что энергетическая щель подавляет образование нейтронных дырок в  $pf$ -оболочке за счёт нуклонных корреляций, а возбуждение протонов на уровень  $1g_{9/2}$  и их последующий переход на нейтронный уровень  $1g_{7/2}$  не могут дать существенный вклад в  $e^-$ -захват, так как получившееся состояние находится достаточно высоко в дочернем ядре.

Сильная блокировка  $GT_+$ -переходов в ядрах с  $N = 50$  нашла подтверждение в недавних экспериментах ( $t, {}^3\text{He} + \gamma$ ) на  ${}^{86}\text{Kr}$  [222] и  ${}^{88}\text{Sr}$  [223], показавших отсутствие  $GT_+$ -силы в дочернем ядре при энергии возбуждения  $E < 7$  МэВ. Полученные в экспериментах  $GT_+$ -распределения для основного состояния затем использовались в расчетах скоростей  $e^-$ -захвата, и результаты свидетельствовали в пользу значительного снижения скоростей  $e^-$ -захвата в ядрах с  $N = 50$ .

Таким образом, обнаруженная в расчетах SMMC/RPA доминирующая роль конфигурационного смешивания в разблокировке  $GT_+$ -переходов в нейтронно-избыточных ядрах противоречит экспериментальным результатам. Объяснение этому противоречию следующее. Использование гибридного метода SMMC/RPA неявно основано на предположении, что конфигурационное смешивание и тепловые эффекты разблокируют

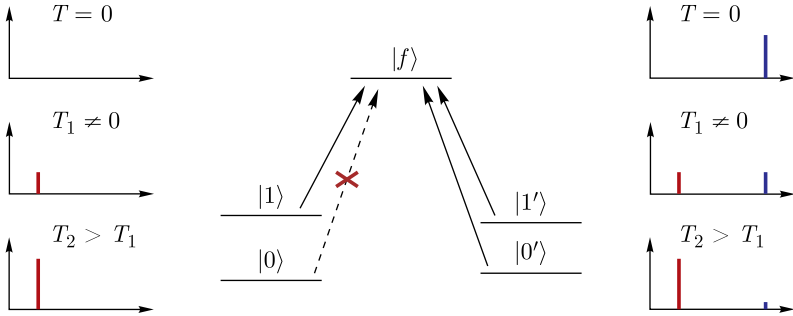
переходы с одной и той же энергией. Действительно, после того, как найденные в рамках SMMC одночастичные числа заполнения подставляются в уравнения ПСФ, происходит потеря информации о механизме разблокировки, энергия перехода зависит лишь от разности энергий начального и конечного одночастичных состояний. Ситуация аналогична той, как если бы для учета парных корреляций в ядрах с незамкнутой оболочкой найденные при решении БКШ-уравнений одночастичные числа заполнения использовались бы затем в уравнениях ПСФ вместо уравнений квазичастичного ПСФ\*. Это, в частности, привело бы к тому, что энергия двухквазичастичных конфигураций была бы равна разности одночастичных энергий, т.е. оказалась бы ниже, чем в модели БКШ. Подстановка SMMC чисел заполнения в ПСФ-уравнения тоже приводит к занижению энергии переходов, разблокированных благодаря нуклонным корреляциям, или, иными словами, к переоценке роли конфигурационного смешивания в разблокировке низкоэнергетических  $GT_+$ -переходов.

С другой стороны, использование экспериментальных  $GT_+$ -распределений для расчета скоростей  $e^-$ -захвата в астрофизических условиях было бы оправданным, если бы была справедлива ГБА, т.е.  $GT_+$ -силовая функция в нагретом ядре не отличалась бы от силовой функции для основного состояния. Но при температуре  $T \approx 1,0$  МэВ средняя энергия возбуждения ядра  $A \approx 80$  оказывается около 10 МэВ, что превышает энергетическую щель в одночастичном спектре при  $N = 50$  и  $Z = 40$  (см. рис. 24). Поэтому  $e^-$ -захват происходит на ядерном статистическом ансамбле, который содержит возбужденные состояния с протонами на уровне  $1g_{9/2}$  и нейтронными дырочными состояниями в  $pf$ -оболочке. Как было показано на примере  $^{54,56}\text{Fe}$ , наличие термически возбужденных квазичастичных состояний способно значительным образом изменить силовую функцию  $GT_+$ -переходов и тем самым повлиять на скорости и сечения  $e^-$ -захвата. Далее мы покажем, что в нейтронно-избыточных ядрах метод ТКПСФ предсказывает еще более сильное влияние тепловых эффектов на  $GT_+$ -распределения, что делает неправомерным использование  $GT_+$ -силовой функции основного состояния при расчете скоростей  $e^-$ -захвата в астрофизических условиях.

**7.1. Механизмы разблокировки  $GT_+$ -переходов.** Прежде чем перейти к рассмотрению разблокировки  $GT_+$ -переходов в нагретых нейтронно-избыточных ядрах, рассмотрим этот эффект на примере простой модели, конфигурационное пространство которой состоит из двух состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  с энергией  $E_0$  и  $E_1$  соответственно. Будем считать, что структура этих состояний такова, что  $GT_+$ -переход с нижайшего по

---

\* При таком упрощенном рассмотрении невозмущенная волновая функция основного состояния ядра имеет вид детерминанта Слэтера, вместо того чтобы иметь структуру вакуума БКШ.



Нет конфигурационного смешивания

Есть конфигурационное смешивание

Рис. 23. Эффект разблокировки  $GT_+$ -переходов на примере системы с конфигурационным пространством, состоящим из двух состояний —  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Показана температурная эволюция  $GT_+$ -силовой функции при наличии (справа) и при отсутствии (слева) конфигурационного смешивания

энергии состояния  $|0\rangle$  запрещен принципом Паули, но возможен из состояния  $|1\rangle$  на состояние  $|f\rangle$  с вероятностью  $B_{1f} = |\langle f|GT_+|1\rangle|^2$ . Нашей целью является наглядно показать, что тепловые эффекты и конфигурационное смешивание разблокируют  $GT_+$ -переходы с разной энергией и что энергия разблокированных переходов зависит от температуры.

При отсутствии конфигурационного смешивания  $GT_+$ -силовая функция ведет себя так, как показано на рис. 23, слева:  $GT_+$ -переход заблокирован при  $T = 0$ , но с увеличением температуры происходит его разблокировка за счет увеличения в статистическом ансамбле веса состояния  $|1\rangle$ . Вклад этого перехода в силовую функцию растет с температурой, но его энергия  $E_{1f} = E_f - E_1$  не меняется.

При наличии конфигурационного смешивания разблокировка  $GT_+$ -перехода при  $T = 0$  осуществляется за счет примеси состояния  $|1\rangle$  в основном состоянии  $|0'\rangle = \alpha_0|0\rangle + \beta_0|1\rangle$  ( $\alpha_0^2 + \beta_0^2 = 1$ ). При  $T \neq 0$  возможен  $GT_+$ -переход с возбужденного состояния  $|1'\rangle = \alpha_1|0\rangle + \beta_1|1\rangle$  ( $\alpha_1^2 + \beta_1^2 = 1$ ). Усредненная по ансамблю силовая функция

$$\begin{aligned}
 S_{GT_+}(E, T) &= \\
 &= \frac{1}{Z(T)} \left\{ |\langle f|GT_+|0'\rangle|^2 \delta(E - E_{0'f}) + e^{-E_{1'}/T} |\langle f|GT_+|1'\rangle|^2 \delta(E - E_{1'f}) \right\} = \\
 &= \frac{B_{1f}}{1 + e^{-E_{1'}/T}} \left\{ |\beta_0|^2 \delta(E - E_{0'f}) + e^{-E_{1'}/T} |\beta_1|^2 \delta(E - E_{1'f}) \right\} \quad (30)
 \end{aligned}$$

состоит из двух максимумов (см. рис. 23, справа): выше по энергии находится максимум, соответствующий переходу с основного состояния  $|0'\rangle$ , а ниже него — максимум, соответствующий переходу с возбужденного

состояния  $|1'\rangle$ ). При не слишком сильном конфигурационном смешивании ( $|\alpha_0| \gg |\beta_0|$  и  $|\alpha_1| \ll |\beta_1|$ ) энергии максимумов равны

$$\begin{aligned} E_{1'f} &\approx E_{1f}, \\ E_{0'f} &\approx E_{1f} + (E_1 - E_0), \end{aligned} \quad (31)$$

и расстояние между ними определяется энергетическим расщеплением между базисными состояниями  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ . Кроме того, так как при слабом конфигурационном смешивании  $|\beta_1| \gg |\beta_0|$ , то вклад в силовую функцию ГТ<sub>+</sub>-перехода с основного состояния становится малым при достаточно высокой температуре, что позволяет говорить об уменьшении роли конфигурационного смешивания в разблокировке ГТ<sub>+</sub>-перехода. В этом случае, как показано на рис. 23, справа, с ростом температуры происходит перераспределение ГТ<sub>+</sub>-силы с вышележащего максимума в нижележащий. Таким образом, хотя конфигурационное смешивание и тепловые эффекты разблокируют один и тот же ГТ<sub>+</sub>-переход  $|1\rangle \rightarrow |f\rangle$ , энергия перехода оказывается зависящей от механизма разблокировки. От температуры зависит и полная ГТ<sub>+</sub>-сила:

$$S_+(T) = \frac{1 + e^{-E_{1'}/T} |\beta_1/\beta_0|^2}{1 + e^{-E_{1'}/T}} B_{1f} |\beta_0|^2. \quad (32)$$

С ростом  $T$  отношение  $S_+(T)/S_+(0)$  увеличивается и стремится к  $|\beta_1/\beta_0|^2$ .

Итак, на примере рассмотренной модели мы показали, что при совместном учете двух механизмов разблокировки от температуры зависит не только сила ГТ<sub>+</sub>-переходов, но и их энергия. Причиной этого является вызванное ростом температуры ослабление роли конфигурационного смешивания в разблокировке ГТ<sub>+</sub>-переходов. Очевидно, что уменьшение энергии ГТ<sub>+</sub>-переходов при прочих равных условиях увеличивает скорость захвата электронов. В этом смысле тепловые эффекты являются более действенным механизмом разблокировки, чем конфигурационное смешивание. В атомных ядрах бóльшая часть нуклонных корреляций учитывается на уровне самосогласованного среднего поля. Поэтому можно ожидать, что наличие слабого конфигурационного смешивания в нейтронно-избыточных ядрах будет приводить к температурной зависимости силовой функции ГТ<sub>+</sub>-переходов, аналогичной той, что была рассмотрена выше.

Покажем, что в нейтронно-избыточных ядрах эффект понижения энергии ГТ<sub>+</sub>-переходов имеет место в ТКПСФ-расчетах, если в качестве источника конфигурационного смешивания выступают парные нуклонные корреляции [139, 224, 225]. Для этого рассмотрим влияние температуры на силовую функцию разрешенных переходов в  $^{76}\text{Ge}$ . На рис. 24 показана схема нейтронных и протонных одночастичных уровней  $^{76}\text{Ge}$ ,

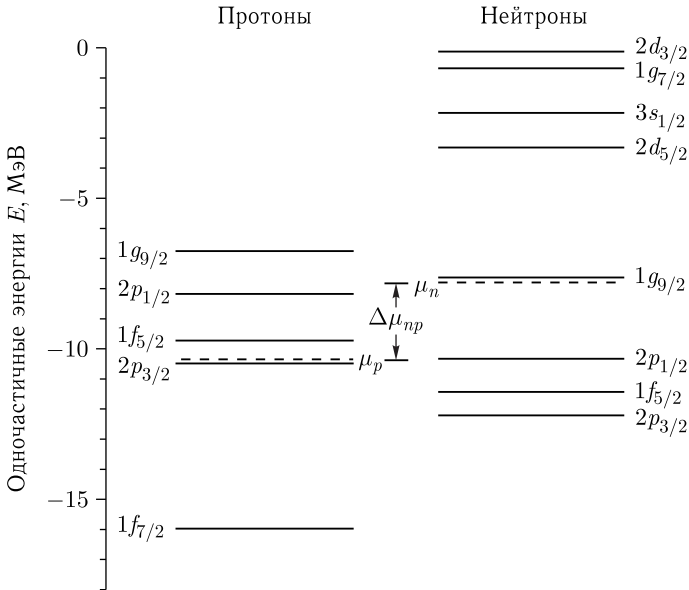


Рис. 24. Протонные и нейтронные одночастичные уровни потенциала Вудса–Саксона для  $^{76}\text{Ge}$ . Положение химических потенциалов  $\mu_p$  и  $\mu_n$  получено путем решения БКШ-уравнений при нулевой температуре

рассчитанная в потенциале Вудса–Саксона с параметрами из табл. 1\*. В приближении независимых частиц основное состояние  $^{76}\text{Ge}$  соответствует полностью занятой протонной подболочке  $2p_{3/2}$  и четырем нейтронам на уровне  $1g_{9/2}$ . Поэтому в этом приближении разрешенные переходы  $p \rightarrow n$  с основного состояния  $^{76}\text{Ge}$  полностью блокированы принципом Паули. Рассеяние нуклонов на свободные уровни за счет парных корреляций и температурное возбуждение частично-дырочных пар приводят к размытию нейтронной и протонной поверхностей Ферми в ядре и снятию блокировки. Как следует из наших расчетов и из работ [206, 209], основной вклад в силовую функцию разрешенных переходов в нейтронно-избыточных ядрах с  $Z < 40$  и  $N > 40$  дают два перехода  $p \rightarrow n$ : частично-частичный ( $pp$ ) переход  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  и дырочно-дырочный ( $hh$ ) переход  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$ . Разблокировка  $pp$ -перехода происходит за счет заселения протонного одночастичного уровня  $1g_{9/2}^p$ , а  $hh$ -переход разблокируется за счет образования нейтронных дырочных состояний на уровне  $1f_{5/2}^n$ . Вклад других переходов подавлен либо из-за малости

\* Отметим, что последовательность одночастичных уровней на рис. 24 близка к той, что была использована в работе [206] для расчета скоростей электронного захвата ядром  $^{82}\text{Ge}$ .



матричного элемента перехода (как для переходов  $2p_{3/2}^n \rightarrow 2p_{1/2,3/2}^n$ ), либо из-за того, что разблокировка нужна как для начального, так и для конечного состояний (как для перехода  $1g_{9/2}^n \rightarrow 1g_{7/2}^n$ ). В дальнейшем для краткости будем называть упомянутые одночастичные ГТ<sub>+</sub>-переходы резонансными.

Результаты расчетов КФМ-ТКПСФ [139, 224] силовой функции разрешенных переходов  $p \rightarrow n$  в  $^{76}\text{Ge}$  при различных температурах показаны на рис. 25. Так как вклад 0<sup>+</sup>-переходов мал, то в дальнейшем под разрешенными переходами будем иметь в виду ГТ<sub>+</sub>-переходы. Как ясно видно из этого рисунка, с ростом температуры максимум силовой функции сдвигается из области  $E \approx 14\text{--}17$  МэВ в область ниже и вблизи пороговой энергии  $Q$ , а полная сила разрешенных переходов уменьшается в окрестности критической температуры  $T_{cr} \approx 0,8$  МэВ\*. Так как сдвиг максимума силовой функции составляет около 8 МэВ, то он не может быть связан только с исчезновением энергии, необходимой для разрыва протонной куперовской пары, как в случае с ядрами группы железа.

Чтобы объяснить механизм этого сдвига в рамках используемой модели, удобно пренебречь остаточным взаимодействием между тепловыми квазичастицами и рассматривать каждое зарядово-обменное однофоновое состояние, возникающее при ГТ<sub>+</sub>-переходе в  $^{76}\text{Ge}$ , как чистое двухтеплоквазичастичное\*\*. В таком приближении ТКПСФ редуцируется к ТКБКШ. Как было показано ранее (см. разд. 7, ч. I), ГТ<sub>+</sub>-оператор, действуя на тепловой вакуум ТКБКШ, приводит к возбуждению конфигураций четырех различных типов:  $[\beta_{j_p}^\dagger \beta_{j_n}^\dagger]_{\mu}^1$ ,  $[\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger]_{\mu}^1$ ,  $[\beta_{j_p}^\dagger \tilde{\beta}_{j_n}^\dagger]_{\mu}^1$  и  $[\tilde{\beta}_{j_p}^\dagger \beta_{j_n}^\dagger]_{\mu}^1$ . Здесь квантовые числа  $j_p$  и  $j_n$  соответствуют резонансным переходам  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  и  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ . Согласно ((200), (276), ч. I) приведенные вероятности и энергии переходов на эти конфигурации равны

$$\begin{aligned} E_1(j_p \rightarrow j_n) &= \varepsilon_{j_p} + \varepsilon_{j_n} + \Delta_{np}, & B_1(j_p \rightarrow j_n) &= (f_{j_p j_n})^2 v_{j_p}^2 u_{j_n}^2 x_{j_p}^2 x_{j_n}^2, \\ E_2(j_p \rightarrow j_n) &= -(\varepsilon_{j_p} + \varepsilon_{j_n}) + \Delta_{np}, & B_2(j_p \rightarrow j_n) &= (f_{j_p j_n})^2 u_{j_p}^2 v_{j_n}^2 y_{j_p}^2 y_{j_n}^2, \\ E_3(j_p \rightarrow j_n) &= \varepsilon_{j_p} - \varepsilon_{j_n} + \Delta_{np}, & B_3(j_p \rightarrow j_n) &= (f_{j_p j_n})^2 v_{j_p}^2 v_{j_n}^2 x_{j_p}^2 y_{j_n}^2, \\ E_4(j_p \rightarrow j_n) &= -(\varepsilon_{j_p} - \varepsilon_{j_n}) + \Delta_{np}, & B_4(j_p \rightarrow j_n) &= (f_{j_p j_n})^2 u_{j_p}^2 u_{j_n}^2 y_{j_p}^2 x_{j_n}^2, \end{aligned} \quad (33)$$

\* В работе [225] аналогичные эффекты были подробно рассмотрены на примере  $^{80}\text{Ge}$ .

\*\* Из-за малости матричных элементов остаточного частично-дырочного взаимодействия между частично-частичными и дырочно-дырочными состояниями учет корреляций ТКПСФ не приводит к заметному смешиванию двухтеплоквазичастичных конфигураций.

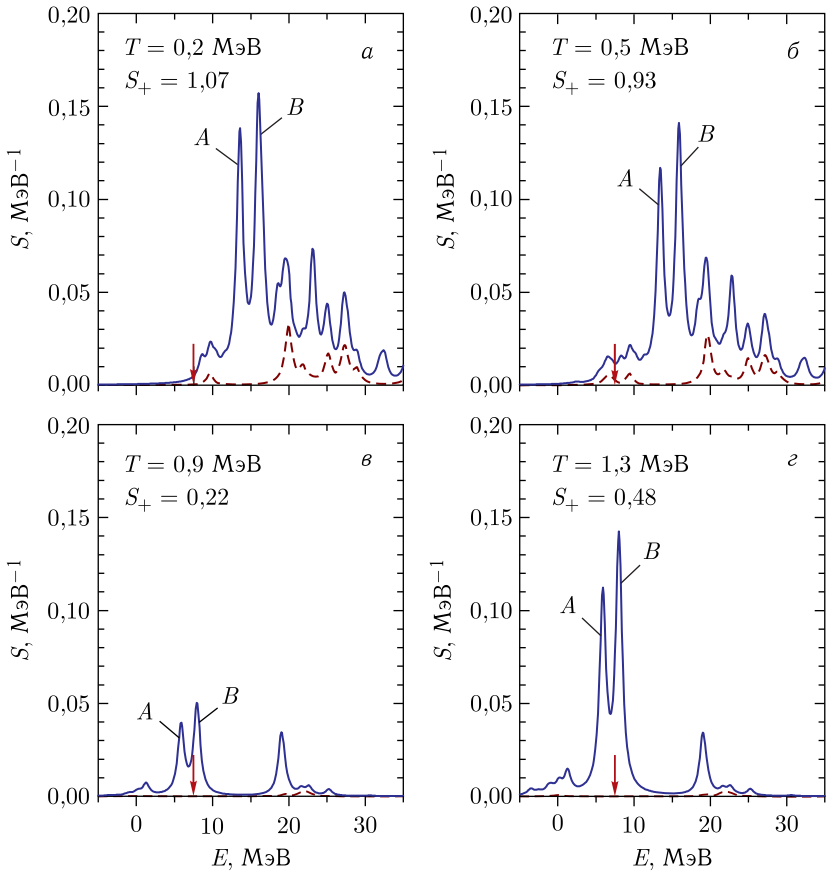


Рис. 25. Распределение силы разрешенных ( $0^+$  и  $1^+$ ) переходов  $p \rightarrow n$  в  $^{76}\text{Ge}$  при различных значениях температуры  $T$ . Для размазки дельтаобразных пиков использовалось распределение Брейта-Вигнера шириной 1 МэВ. Вклад  $0^+$ -переходов показан штриховой линией.  $S_+$  обозначает полную силу переходов. Стрелки указывают на положение порога реакции при  $T = 0$  ( $Q = M_f - M_i = 7,52$  МэВ). Пики, обусловленные одночастичными резонансными ГТ $_+$ -переходами  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  и  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ , помечены символами  $A$  и  $B$  соответственно

где  $(f_{j_p j_n})^2 = |\langle j_n || \sigma t_+ || j_p \rangle|^2$ . Полная сила  $j_p \rightarrow j_n$  перехода равна

$$S_+(j_p \rightarrow j_n) = \sum_i B_i(j_p \rightarrow j_n) = (f_{j_p j_n})^2 n_{j_p} (1 - n_{j_n}), \quad (34)$$

где  $n_j$  — одночастичные числа заполнения ((185), ч. I). Произведение  $n_{j_p} (1 - n_{j_n})$  определяет вероятность разблокировки перехода  $j_p \rightarrow j_n$ .

Эта вероятность зависит от температуры, так как от температуры зависят  $(u, v)$ -коэффициенты преобразования Боголюбова и  $(x, y)$ -коэффициенты теплового преобразования.

Как следует из (33), при малых температурах (т.е. когда  $y_j^2 \approx 0$ ) под действием  $\Gamma_+$ -оператора в  ${}^{76}\text{Ge}$  возбуждаются, главным образом, конфигурации  $[\beta_{1f_{7/2}^p}^\dagger \beta_{1f_{5/2}^n}^\dagger]_\mu^1$  и  $[\beta_{1g_{9/2}^p}^\dagger \beta_{1g_{7/2}^n}^\dagger]_\mu^1$ . Переходам с теплового вакуума на эти конфигурации соответствуют максимумы силовой функции при энергиях  $E_1(1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n) \approx 14$  МэВ и  $E_1(1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n) \approx 17$  МэВ (рис. 25, а, б). Приведенные вероятности переходов  $B_1(1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n)$  и  $B_1(1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n)$  отличны от нуля благодаря парным корреляциям, которые приводят к заселению  $(2 \cdot 9/2 + 1)v_{1g_{9/2}^p}^2$  протонных частичных состояний на уровне  $1g_{9/2}^p$  и образованию  $(2 \cdot 5/2 + 1)u_{1f_{5/2}^n}^2$  нейтронных дырочных состояний на уровне  $1f_{5/2}^n$ . По мере роста температуры парные корреляции ослабевают, что ведет к уменьшению коэффициентов Боголюбова  $u_{1f_{5/2}^n}^2, v_{1g_{9/2}^p}^2$ . Поэтому величина резонансных максимумов при энергии  $E \approx 14\text{--}17$  МэВ уменьшается и при  $T \approx T_{\text{cr}}$ , когда  $u_{1f_{5/2}^n}^2 = v_{1g_{9/2}^p}^2 = 0$ , они полностью пропадают из  $\Gamma_+$ -распределения (см. рис. 25, в).

Одновременно с этим происходит перераспределение  $\Gamma_+$ -силы в область около порога реакции  $E \approx 6\text{--}9$  МэВ (см. рис. 25, в, г). Рост силы в этой области связан с усилением роли  $\Gamma_+$ -переходов с термически возбужденных состояний ядра, которые содержат протоны на уровне  $1g_{9/2}^p$  и нейтронные дырки на уровне  $1f_{5/2}^n$ . Чем выше температура, тем весомее вклад таких состояний в статистический ансамбль и тем больше значение чисел заполнения  $y_{1g_{9/2}^p}^2$  и  $y_{1f_{5/2}^n}^2$  для термически возбужденных квазичастиц. Иными словами, рост температуры вновь приводит к разблокировке резонансных переходов, но теперь эти переходы сопровождаются уничтожением термически возбужденных квазичастиц. Наложение двух механизмов разблокировки приводит к зависимости полной силы разрешенных переходов  $S_+$  от температуры. При  $T \approx T_{\text{cr}}$ , когда парные корреляции ослабли, но тепловые эффекты еще недостаточно сильны, полная сила разрешенных переходов минимальна.

Так как уничтожение термически возбужденной квазичастицы описывается как рождение тильдованной тепловой квазичастицы с отрицательной энергией, то в результате тепловой разблокировки резонансных переходов будут рождаться состояния  $[\beta_{1f_{7/2}^p}^\dagger \tilde{\beta}_{1f_{5/2}^n}^\dagger]_\mu^1$  и  $[\tilde{\beta}_{1g_{9/2}^p}^\dagger \beta_{1g_{7/2}^n}^\dagger]_\mu^1$ . Энергии переходов на эти состояния  $E_3(1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n)$  и  $E_4(1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n)$  содержат разность энергий квазичастиц. Из-за этого соответствующие максимумы силовой функции проявляются при энергии гораздо ниже той, что требовалась для резонансных переходов при  $T < T_{\text{cr}}$ , когда основным механизмом разблокировки были парные корреляции. Если

пренебречь  $\Delta M_{np}$ , т.е. считать, что  $\Delta_{np} = \mu_n - \mu_p$ , то энергия переходов, разблокированных за счет тепловых эффектов, есть разность одночастичных энергий конечного и начального состояний нуклона:  $E_3(1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n) \approx E_{1f_{5/2}^n} - E_{1f_{7/2}^p}$  и  $E_4(1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n) \approx E_{1g_{7/2}^n} - E_{1g_{9/2}^p}$ .

Итак, в рамках ТКСПФ на примере  $^{76}\text{Ge}$  мы показали, что в нейтронно-избыточных ядрах со спариванием рост температуры приводит к значительному сдвигу ГТ<sub>+</sub>-силы вниз по энергии. Данный эффект не зависит от конкретного ядра и обусловлен температурным ослаблением парных корреляций. Наличие парных корреляций при  $T = 0$  приводит к тому, что волновая функция ядра является суперпозицией различных волновых функций модели независимых частиц. С наибольшим весом в эту волновую функцию входят основные состояния  $|0p0h\rangle$  и возбужденные состояния  $|2p2h\rangle$ . Так как ГТ<sub>+</sub>-переходы с  $|0p0h\rangle$  запрещены, то разблокировка происходит за счет конфигурационного смешивания с состояниями  $|2p2h\rangle$ , имеющими протоны на уровне  $1g_{9/2}$  и/или нейтронные дырки на уровне  $1f_{5/2}$ . Как и в модельной задаче, с ростом температуры в статистическом ансамбле начинают доминировать возбужденные состояния, в которых примесь компоненты  $|0p0h\rangle$  невелика. Эффективно это проявляется в виде ослабления парных корреляций и понижения энергии максимумов ГТ<sub>+</sub>-распределения. Если пренебречь зависимостью энергии тепловых квазичастиц от температуры, то согласно (33) для резонансного перехода  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  понижение энергии равно  $2\varepsilon_{1g_{9/2}^p}$ , а для перехода  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  оно равно  $2\varepsilon_{1f_{5/2}^n}$ . Считая, что  $2\varepsilon_j \approx 2|E_j - \mu|$ , мы приходим к выводу, что понижение энергии определяется энергией состояния  $|2p2h\rangle$  относительно  $|0p0h\rangle$ . Данный вывод согласуется с аналогичным, полученным для модельной задачи (см. соотношения (31)).

Как уже отмечалось, в гибридном методе SMMC/RPA энергия разблокированного ГТ<sub>+</sub>-перехода не зависит от механизма разблокировки, так как оба механизма учитываются схожим образом и влияют только на одночастичные числа заполнения. Подстановка одночастичных чисел заполнения в ПСФ-уравнения приводит к более-менее правильной оценке энергии частично-дырочных переходов, но для  $pp$ - и  $hh$ -переходов, разблокированных благодаря парным корреляциям, энергия перехода оказывается заниженной, так как определяется разностью энергий конечного и начального состояний нуклона  $E(j_p \rightarrow j_n) = E_{j_n} - E_{j_p}$ . Как показано выше, в ТКПСФ этот случай реализуется только при тепловой разблокировке перехода. Переоценка роли конфигурационного смешивания в разблокировке низкоэнергетических ГТ<sub>+</sub>-переходов приводит к тому, что в SMMC/RPA дополнительная разблокировка за счет тепловых эффектов влияет на силу переходов, но не сказывается на их энергии (см. рис. 20 и его обсуждение).

Согласно работам [214, 221] полумагические нейтронно-избыточные ядра с  $N = 50$  являются одними из самых распространенных в ядерном составе кора на стадии коллапса и поэтому играют важную роль в про-

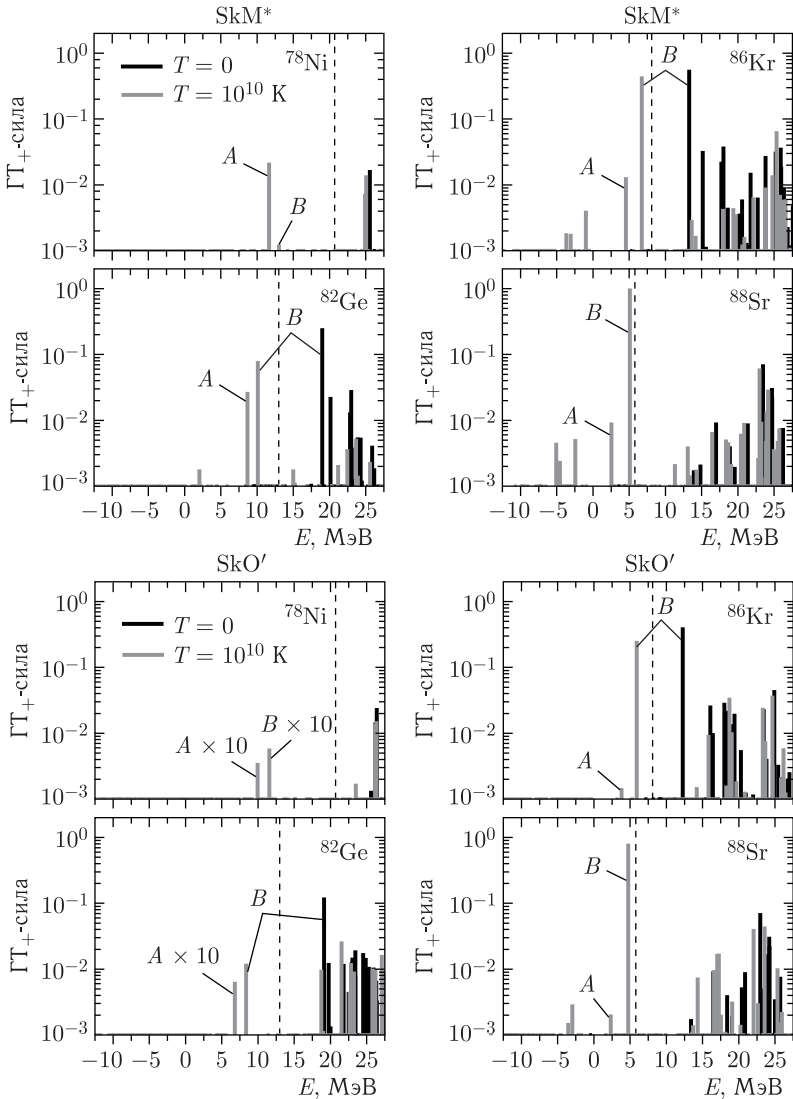


Рис. 26. Распределение силы  $\Gamma_{+-}$ -переходов в  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{88}\text{Sr}$  при  $T = 0$  и  $10^{10}$  К (0,86 МэВ). Расчеты проведены с использованием сил Скирма SkM\* и SkO'. Штриховая вертикальная линия показывает положение порога реакции  $Q = M_f - M_i$  при  $T = 0$ :  $Q(^{78}\text{Ni}) = 20,7$  МэВ,  $Q(^{82}\text{Ge}) = 13,0$  МэВ,  $Q(^{86}\text{Kr}) = 8,1$  МэВ и  $Q(^{88}\text{Sr}) = 5,8$  МэВ [226].  $\Gamma_{+-}$ -пики, обусловленные резонансными  $1^+$ -переходами  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$ ,  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ , помечены символами A и B соответственно. Пики, обозначенные как A  $\times$  10 и B  $\times$  10, увеличены в 10 раз

цессе  $e^-$ -захвата. Для таких ядер эффект разблокировки  $ГТ_+$ -переходов изучался в рамках подхода Скирм-ТКПСФ [227]. На рис. 26 показаны результаты расчетов  $ГТ_+$ -силовой функции в  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{88}\text{Sr}$  при двух значениях температуры:  $T = 0$  и  $10^{10}$  К. Сравниваются силовые функции, полученные с помощью скирмовских параметризаций  $\text{SkM}^*$  [186] и  $\text{SkO}'$  [187]. Отметим, что полученные в результате решения уравнений Хартри–Фока последовательности одночастичных уровней не отличаются от приведенной на рис. 24, хотя сами значения одночастичных энергий зависят как от ядра, так и от параметризации. Из-за магического числа нейтронов  $N = 50$  во всех рассматриваемых ядрах отсутствуют нейтронные парные корреляции. В ядрах  $^{78}\text{Ni}$  и  $^{88}\text{Sr}$ , имеющих замкнутые протонные подболочки  $1f_{7/2}$  и  $1f_{5/2}$ , отсутствуют также и протонные парные корреляции, в то время как протонные энергетические щели в  $^{82}\text{Ge}$  и  $^{86}\text{Kr}$  равны  $\Delta_p = 1,22$  и  $1,28$  МэВ соответственно.

Из-за отсутствия парных корреляций в  $^{78}\text{Ni}$  и  $^{88}\text{Sr}$  силовая функция основного состояния ( $T = 0$ ) не содержит пиков, связанных с резонансными  $ГТ_+$ -переходами. Ненулевая  $ГТ_+$ -сила в этих ядрах возникает за счет высокоэнергетических переходов  $2\hbar\omega$ . Напротив, протонные парные корреляции в  $^{82}\text{Ge}$  и  $^{86}\text{Kr}$  приводят к частичному заполнению уровня  $1g_{9/2}^p$  \* и тем самым разблокируют резонансный  $pp$ -переход  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ . Отметим, что полученные  $ГТ_+$ -распределения в  $^{88}\text{Sr}$  и  $^{86}\text{Kr}$  согласуются с данными экспериментов [222, 223], в которых не были обнаружены  $ГТ_+$ -силы при энергии возбуждения дочернего ядра  $E < 7$  МэВ.

Как и в случае с  $^{76}\text{Ge}$  (см. рис. 25), увеличение температуры до  $T = 10^{10}$  К приводит к тепловой разблокировке резонансных переходов с энергией ниже, чем порог реакции  $Q = M_f - M_i$ . Как видно из рис. 26, сила разблокированного за счет тепловых эффектов  $hh$ -перехода  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  в значительной степени зависит от используемой параметризации Скирма, но мало меняется от ядра к ядру. И напротив, сила перехода  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  возрастает на три порядка при увеличении числа протонов от  $Z = 28$  до  $Z = 38$ , но изменение параметризации слабо сказывается на ее величине. Чтобы объяснить такую зависимость, на рис. 27 приведены значения энергий  $E_j$  одночастичных уровней  $1f_{7/2}^p$ ,  $1g_{9/2}^p$ ,  $1f_{5/2}^n$  и  $1g_{7/2}^n$  относительно уровней Ферми  $\mu_{n,p}$  в ядре при  $T = 10^{10}$  К. Так как при  $T > T_{\text{cr}}$  энергия квазичастиц равна  $\epsilon_j = |E_j - \mu|$ , то в отсутствие парных корреляций величина  $|E_j - \mu|$  определяет числа заполнения  $y_j^2$  квазичастичных (т.е. частичных и дырочных) состояний ((184), ч. I). Согласно (34) тепловая разблокировка перехода  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$ , главным образом, зависит от числа нейтронных

\* Согласно нашим БКШ-расчетам, в  $^{82}\text{Ge}$  и  $^{86}\text{Kr}$  на уровне  $1g_{9/2}^p$  находится соответственно 0,2 и 0,4 протона.

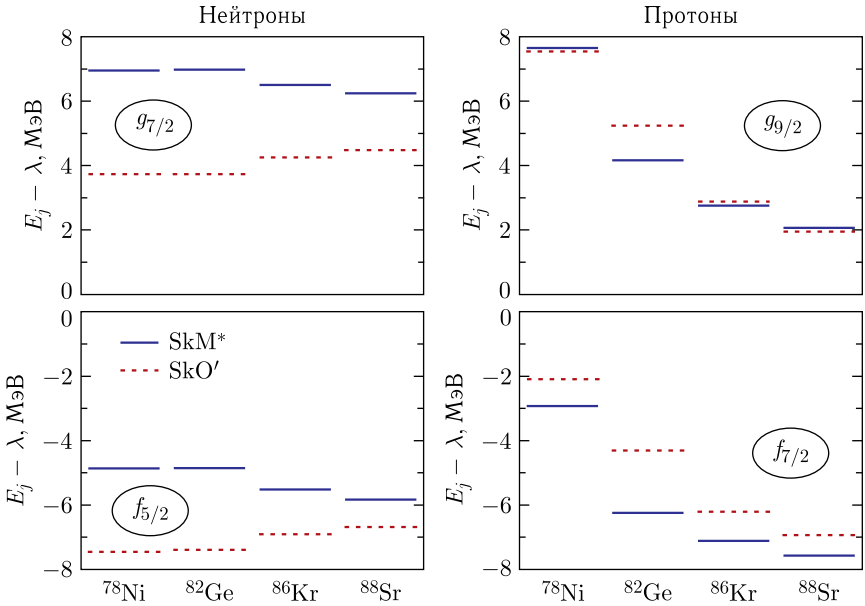


Рис. 27. Значение нейтронных ( $1f_{5/2}^n$ ,  $1g_{7/2}^n$ ) и протонных ( $1f_{7/2}^p$ ,  $1g_{9/2}^p$ ) одночастичных энергий  $E_j$  относительно уровней Ферми  $\mu_{n,p}$  в ядре при  $T = 10^{10}$  К. Энергия квазичастиц определяется величиной  $\varepsilon_j = |E_j - \mu|$

вакансий  $y_{1f_{5/2}^n}^2$  на уровне  $1f_{5/2}^n$ . Как видно из рис. 27, параметризация SkO' приводит к гораздо большему значению энергии квазичастицы  $\varepsilon_{1f_{5/2}^n} = |E_{1f_{5/2}^n} - \mu_n|$ , чем SkM\*, но в то же время зависимость  $\varepsilon_{1f_{5/2}^n}$  от  $Z$  слабая. Поэтому сила перехода  $S_t(1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n)$  оказывается больше при использовании SkM\*, но почти не зависит от ядра. Что касается перехода  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$ , то его тепловая разблокировка определяется числом протонов на уровне  $1g_{9/2}^p$ ,  $S_t(1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n) \sim y_{1g_{9/2}^p}^2$ . Как видно из этого рисунка, увеличение числа протонов в  $pf$ -оболочке от 8 до 18 в 4 раза понижает энергию квазичастицы:  $\varepsilon_{1g_{9/2}^p} = E_{1g_{9/2}^p} - \mu_p$ . В результате такого понижения тепловые эффекты с большей вероятностью заселяют уровень  $1g_{9/2}^p$  и разблокируют резонансный ГТ<sub>+</sub>-переход с него. Изменение параметризации не сказывается существенным образом на величине  $\varepsilon_{1g_{9/2}^p}$  и поэтому практически не влияет на силу перехода.

Рассмотренные выше тепловые эффекты относились к разрешенным переходам. Но в процесс захвата электронов нейтронно-избыточными ядрами существенный вклад могут также давать переходы  $p \rightarrow n$  первого порядка запрета ( $J^\pi = 0^-, 1^-$  и  $2^-$ ) [206, 209]. В работах [139, 225] на примере ядер  $^{76,80}\text{Ge}$  в рамках КФМ-ТКПСФ нами исследовано

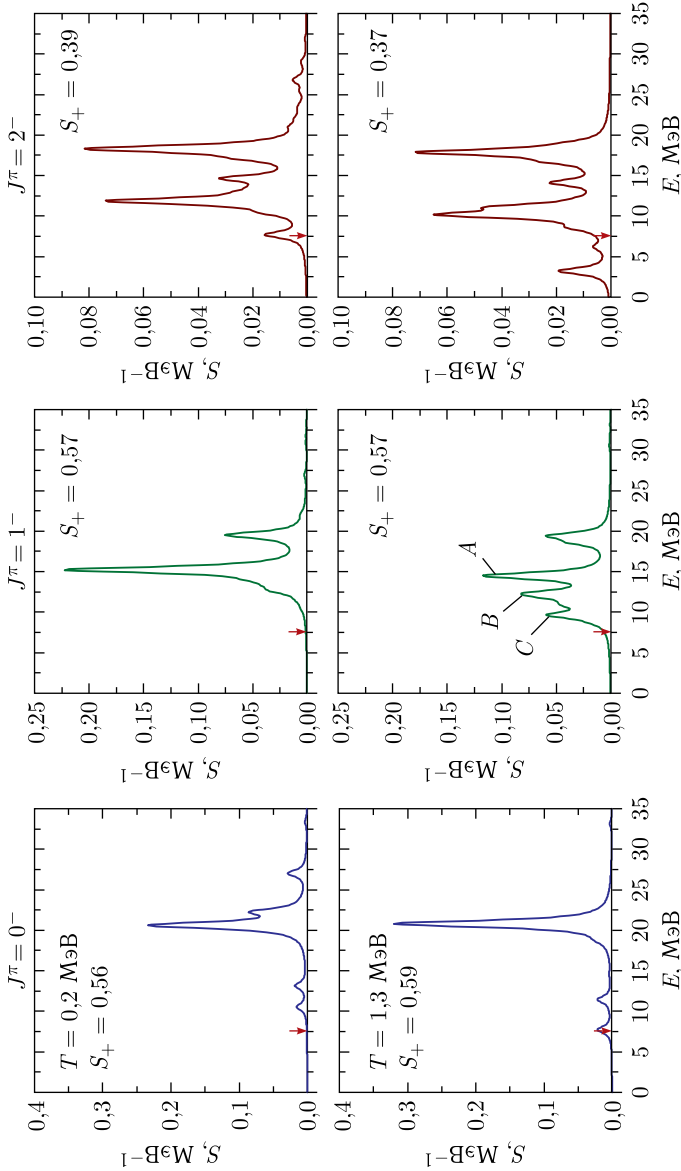


Рис. 28. Силовые функции переходов  $0^-$ ,  $1^-$  и  $2^-$  в  $^{76}\text{Ge}$  при двух значениях температуры:  $T = 0,2$  МэВ (сверху) и  $1,3$  МэВ (снизу). Распределение силы  $2^-$ -переходов показано для энергии электрона 25 МэВ.  $S_+$  обозначает полную силу переходов. Стрелки указывают на положение порога реакции при  $T = 0$  ( $Q = M_f - M_i = 7,52$  МэВ). Символами  $A$ ,  $B$  и  $C$  отмечены  $1^-$ -переходы  $1f_{7/2}^p \rightarrow 2d_{5/2}^n$ ,  $1f_{5/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  и  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1g_{9/2}^n$  соответственно



влияние температуры на силовую функцию таких переходов. Так как результаты, полученные для двух ядер, во многом оказались схожи, то температурную эволюцию силовой функции запрещенных переходов в нейтронно-избыточных ядрах рассмотрим на примере  ${}^{76}\text{Ge}$ .

На рис.28 показаны силовые функции  $0^-$ -,  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов в  ${}^{76}\text{Ge}$ , рассчитанные при двух значениях температуры:  $T = 0,2$  и  $1,3$  МэВ [139]. Отметим, что приведенные распределения соответствуют нерелятивистской форме операторов переходов  $p \rightarrow n$  [206]. Как видно из этого рисунка, повышение температуры слабо сказывается на положении максимумов и ширине распределения силы  $0^-$ - и  $2^-$ -переходов. Причина такой стабильности в том, что максимумы соответствующих силовых функций формируются, главным образом,  $ph$ -переходами, энергия и сила которых в гораздо меньшей степени зависят от температуры, чем в случае  $pp$ - и  $hh$ -переходов (см. разд.7, ч. I). Поэтому при увеличении температуры наблюдается лишь незначительное понижение энергий максимумов  $0^-$ - и  $2^-$ -распределений, вызванное ослаблением парных корреляций. В то же время вблизи и ниже порога реакции  $Q$  за счет тепловой разблокировки низкоэнергетических  $pp$ - и  $hh$ -переходов происходит увеличение силы, что наиболее заметно в случае  $2^-$ -переходов. Однако полная сила таких переходов мала по сравнению с силой разблокированных низкоэнергетических разрешенных переходов.

В отличие от  $0^-$ - и  $2^-$ -переходов рост температуры приводит к заметному уширению силовой функции  $1^-$ -переходов. Данное уширение возникает из-за различия в характере одночастичных переходов, формирующих максимум  $1^-$ -распределения. Согласно ТКПСФ-расчетам, основной вклад в максимум дают три перехода:  $1f_{7/2}^p \rightarrow 2d_{5/2}^n$ ,  $1f_{5/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  и  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1g_{9/2}^n$ . Первый из них является  $ph$ -переходом, поэтому его энергия слабо зависит от температуры. Два других перехода, соответственно, являются  $pp$ - и  $hh$ -переходами. При невысокой температуре все три перехода имеют примерно одинаковую энергию и формируют коллективный  $1^-$ -пик с энергией  $E \approx 19$  МэВ. Но так как рост температуры приводит к значительному понижению энергии  $pp$ - и  $hh$ -переходов (см. разд.7, ч. I), то при  $T = 1,3$  МэВ коллективный пик разваливается на три части. При этом полная сила  $1^-$ -переходов практически не меняется.

Таким образом, несмотря на то, что в нейтронно-избыточных ядрах повышение температуры оказывает влияние и на распределение силы запрещенных переходов  $p \rightarrow n$ , основной тепловой эффект состоит в разблокировке  $GT_+$ -переходов с энергией ниже и около порога реакции.

**7.2. Влияние эффекта разблокировки  $GT_+$ -переходов на сечения и скорости  $e^-$ -захвата.** Рассмотрим влияние эффекта разблокировки  $GT_+$ -переходов на сечение  $e^-$ -захвата. На рис.29 показаны результаты КФМ-ТКПСФ-расчетов сечения захвата электронов ядром  ${}^{76}\text{Ge}$  при двух значениях температуры:  $T = 0,5$  и  $1,3$  МэВ [139]. Для сравнения на этом же рисунке приведены сечения, рассчитанные в модели независи-

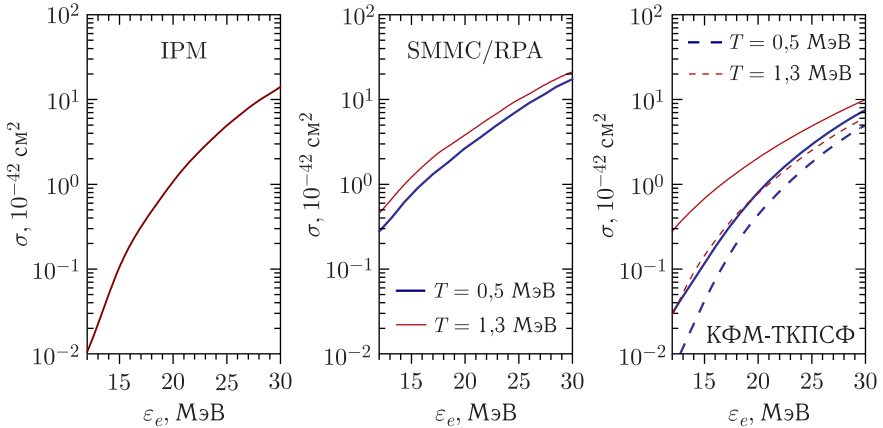


Рис. 29. Сечения  $e^-$ -захвата ядром  $^{76}\text{Ge}$ , рассчитанные в различных приближениях. Штриховыми линиями показаны вклады запрещенных переходов

мых частиц (IPM) при  $T = 0$  и найденные в результате SMMC/RPA расчетов [209]. В КФМ-ТКПСФ и SMMC/RPA учитываются вклады разрешенных переходов и переходов первого порядка запрета.

В модели независимых частиц при  $T = 0$  захват электронов может происходить только за счет запрещенных переходов. Так как центр-ид распределения силы запрещенных переходов находится при энергии 15–20 МэВ (см. рис.28), то ниже этой энергии сечение захвата мало. Разблокировка ГТ<sub>+</sub>-переходов в  $^{76}\text{Ge}$  за счет тепловых эффектов и конфигурационного смешивания приводит к значительному росту низкоэнергетической части сечения. Но, как видно из этого рисунка, сечения SMMC/RPA и ТКПСФ имеют разную зависимость от температуры. В SMMC/RPA учет конфигурационного смешивания увеличивает сечение захвата низкоэнергетических электронов более чем на порядок по сравнению с IPM, в то время как рост температуры не оказывает столь существенного влияния на сечение. Поэтому можно сказать, что в SMMC/RPA доминирующую роль в разблокировке ГТ<sub>+</sub>-переходов играет конфигурационное смешивание. Напротив, в ТКПСФ увеличение температуры от  $T = 0,5$  до  $T = 1,3$  МэВ приводит к росту низкоэнергетического сечения на порядок. Так как относительный вклад запрещенных переходов при  $\epsilon_e \approx 15$  МэВ мал, то данный рост связан с температурной зависимостью ГТ<sub>+</sub>-силовой функции (см. рис.25), а именно с понижением энергии резонансных переходов. Таким образом, в отличие от SMMC/RPA более последовательный учет конфигурационного смешивания в ТКПСФ приводит к зависимости сечения  $e^-$ -захвата от температуры при небольших и умеренных энергиях электронов. При энергии электронов порядка 30 МэВ зависимость сечения от температуры ослабе-

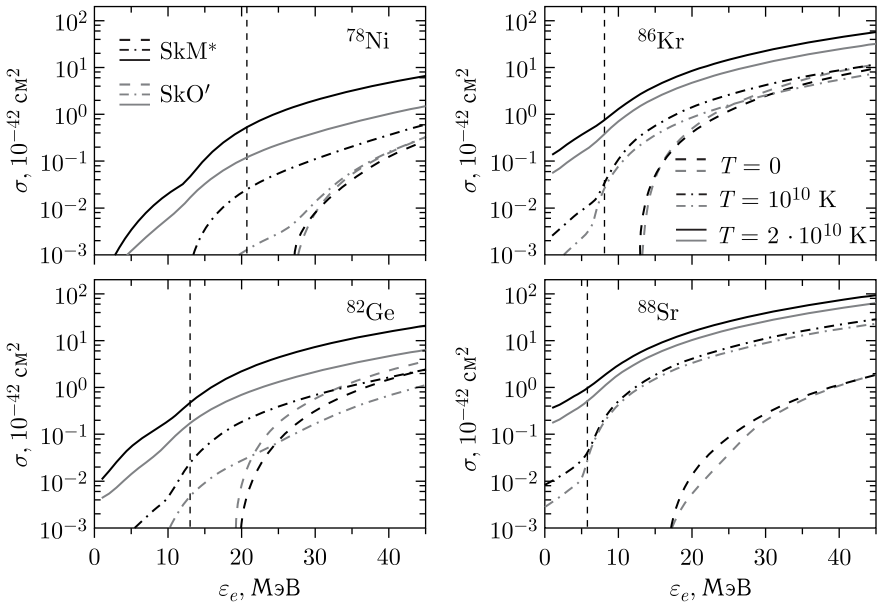


Рис. 30. Вклад  $\text{GT}_+$ -переходов в сечение  $e^-$ -захвата ядрами  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Sr}$  при  $T = 0, 10^{10}, 2 \cdot 10^{10} \text{ K}$ . Сечения получены с помощью самосогласованных ТКПСФ-расчетов с силами SkM\* и SkO'. Вертикальная штриховая линия показывает положение порога реакции  $Q = M_f - M_i$  при  $T = 0$

вает, так как в сечении начинают доминировать запрещенные переходы, сила и энергия которых в меньшей степени зависят от температуры.

Выше на примере нейтронно-избыточных ядер с  $N = 50$  был рассмотрен вопрос о том, как наличие или отсутствие парных корреляций в основном состоянии ядра влияет на силовую функцию  $\text{GT}_+$ -переходов и ее тепловую эволюцию. Рассмотрим теперь, как отличия в структуре основного состояния ядра влияют на вклад  $\text{GT}_+$ -переходов в сечение захвата электронов  $\sigma(\epsilon_e, T)$ . Для этого с использованием  $\text{GT}_+$ -распределений, полученных с помощью ТКПСФ-расчетов с силами SkM\* и SkO' (см. рис. 26), были вычислены сечения захватов электронов ядрами  $^{78}\text{Ni}$ ,  $^{82}\text{Ge}$ ,  $^{86}\text{Kr}$ ,  $^{88}\text{Sr}$  при  $T = 0, 10^{10}$  и  $2 \cdot 10^{10} \text{ K}$  [227]. Результаты расчетов приведены на рис. 30. Для каждого ядра указано положение порога реакции  $Q$ .

Так как наличие протонных парных корреляций в  $^{82}\text{Ge}$  и  $^{86}\text{Kr}$  приводит к разблокировке резонансных  $\text{GT}_+$ -переходов в основном состоянии ядер, то сечения  $e^-$ -захвата этими ядрами при  $T = 0$  превышают аналогичные сечения для  $^{78}\text{Ni}$  и  $^{88}\text{Sr}$ , у которых парные корреляции отсутствуют.

В области  $\varepsilon_e \gtrsim 25$  МэВ для некоторых ядер при  $T = 10^{10}$  К наблюдается уменьшение сечения по сравнению с  $\sigma(\varepsilon_e, T = 0)$ . Это уменьшение легко объяснить, если вспомнить, что в ядрах с парными корреляциями полная сила ГТ<sub>+</sub>-переходов подавляется при  $T \approx T_{cr}$  (см. рис. 25 и его обсуждение). В  $^{78}\text{Ni}$  и  $^{88}\text{Sg}$  из-за отсутствия парных корреляций такого эффекта не возникает и рост температуры приводит к монотонному увеличению сечения.

Наличие или отсутствие парных корреляций не влияет на температурную зависимость сечения в области ниже пороговой энергии  $Q$ . Для всех рассматриваемых ядер, независимо от используемого скирмовского взаимодействия, тепловая разблокировка низкоэнергетических ГТ<sub>+</sub>-переходов ведет к значительному росту сечения в этой области и исчезновению порога реакции. При этом рост сечения происходит тем быстрее, чем больше число протонов в  $pf$ -оболочке. Как следует из проведенного в п. 7.1 анализа, ускоренный температурный рост сечения в ядрах с большим  $Z$  связан с возрастающей вероятностью теплового заселения одночастичного уровня  $1g_{7/2}^p$ .

Как показано на рис. 30, индивидуальные различия в энергетической зависимости и величине сечения  $\sigma(\varepsilon_e, T)$  уменьшаются с ростом температуры и энергии электрона. Аналогичный результат был получен нами на основе КФМ-ТКПСФ и Скирм-ТКПСФ расчетов сечения  $e^-$ -захвата ядрами  $^{76,78,80}\text{Ge}$  [139, 228]. В этом смысле можно говорить, что повышение температуры ядра и энергии электрона нивелирует индивидуальные особенности ядер. Сравнение результатов, полученных с силами SkM\* и SkO', показывает, что в наибольшей степени отличаются друг от друга сечения в сильно нейтронно-избыточных ядрах при небольших температурах. Данные различия отражают разницу в распределении силы ГТ<sub>+</sub>-переходов.

До сих пор обсуждались результаты, полученные в длинноволновом приближении для операторов разрешенных переходов и с нерелятивистской формой операторов запрещенных переходов. Интересно проследить, как в зависимости от температуры ядра и энергии электрона меняется вклад переходов  $p \rightarrow n$  различной мультипольности в сечение  $e^-$ -захвата при использовании полной формы мультипольных операторов слабого нуклонного тока ((286), ч. I). Для этого на рис. 31 приведены результаты расчета сечения захвата электронов ядром  $^{78}\text{Ni}$  [164]. Сечения рассчитаны на основе выражения ((309), ч. I) с использованием подхода Скирм-ТКПСФ со взаимодействием SkM\*. Предполагается, что при энергии электрона  $\varepsilon_e \lesssim 40$  МэВ основной вклад в сечение дают переходы с  $J^\pi = 0^\pm, 1^\pm$  и  $2^-$ . Из-за отсутствия парных корреляций разрешенные переходы в  $^{78}\text{Ni}$  блокированы при низких температурах. Видимый при  $T = 0$  ненулевой вклад  $1^+$ -переходов при  $\varepsilon_e \gtrsim 25$  МэВ возникает благодаря  $2\hbar\omega$ -переходам и зависимости оператора перехода от переданного импульса. Согласно ТКПСФ-расчетам с различными силами

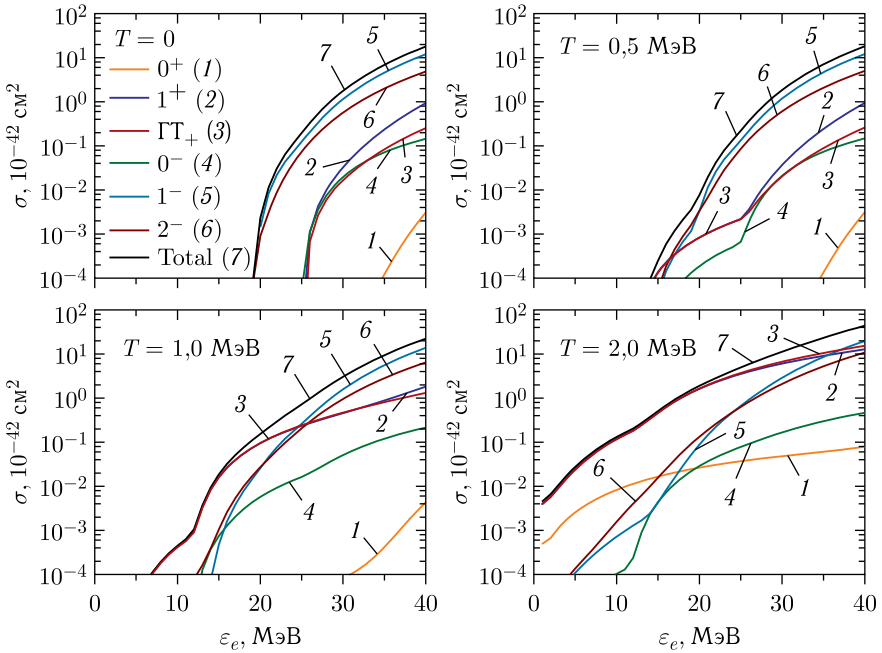


Рис.31 (цветной в электронной версии). Сечения  $e^-$ -захвата ядром  $^{78}\text{Ni}$  при различных температурах. Сечения получены с помощью самосогласованных ТКПСФ-расчетов с силами SkM\*. Различными цветами выделены вклады  $J^\pi = 0^\pm, 1^\pm$  и  $2^-$  мультипольных переходов. Отдельно показан вклад  $\text{GT}_+$ -переходов

Скирма (SkM\*, SGII, SLy4 и SkO') [164] при  $T = 0$  основной вклад в сечение дают  $1^-$ - и  $2^-$ -переходы.

Как следует из рис.31, сильная температурная зависимость сечения при энергии электрона ниже порога реакции  $Q = 20,7$  МэВ обусловлена возрастающим вкладом  $1^+$ -переходов. Кроме того, с увеличением температуры происходит расширение диапазона энергий  $\epsilon_e$ , в котором доминируют  $1^+$ -переходы: если при  $T = 1,0$  МэВ  $1^+$ -переходы доминируют до  $\epsilon_e \approx 25$  МэВ, то при  $T = 2,0$  МэВ они доминируют вплоть до  $\epsilon_e \approx 35$  МэВ.

На рис.31 отдельно показан вклад  $1^+$ -переходов в длинноволновом приближении, т.е. рассчитанный согласно выражению (23). Сравнение кривых, соответствующих  $1^+$  и  $\text{GT}_+$ -вкладам, показывает, что при  $\epsilon_e \lesssim 40$  МэВ зависимость от переданного импульса в  $1^+$ -мультипольных операторах можно пренебречь. Таким образом, хотя и вклад запрещенных переходов в сечение также увеличивается с температурой, но, сравнивая вклады различных мультиполей при  $T = 0$

и  $T \neq 0$ , мы приходим к выводу, что рост сечения ниже порога реакции вызван тепловой разблокировкой  $GT_+$ -переходов.

Чтобы объяснить показанную на рис.31 температурную зависимость доминирующих мультипольных вкладов  $J^\pi = 1^+, 1^-$  и  $2^-$  в сечение  $e^-$ -захвата, на рис.32 для трех различных температур приводятся дифференциальные сечения захвата электрона с энергией  $\varepsilon_e = 25$  МэВ [164].

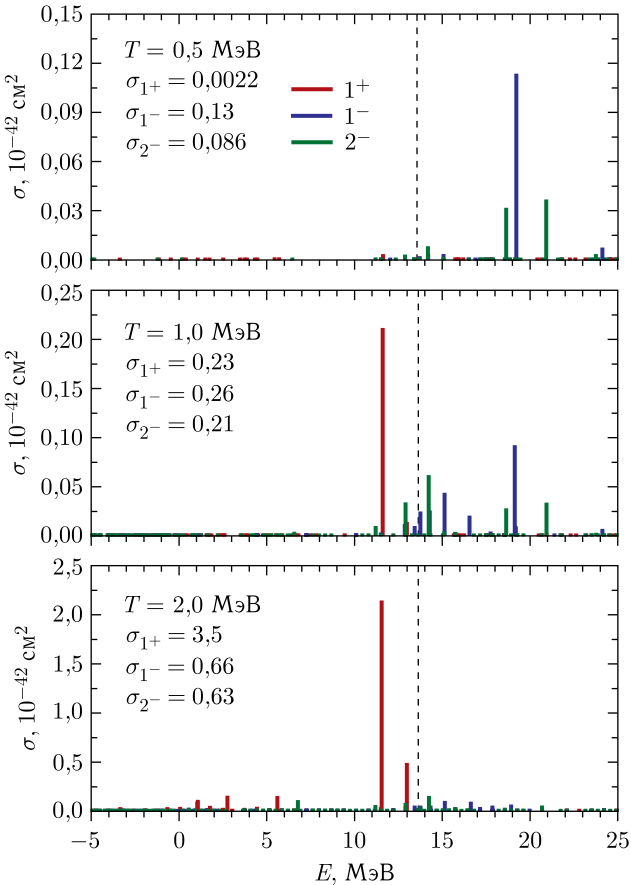


Рис. 32 (цветной в электронной версии). Вклад  $1^+$ ,  $1^-$  и  $2^-$  мультипольных переходов в дифференциальное сечение захвата ядром  $^{78}\text{Ni}$  электронов с энергией  $\varepsilon_e = 25$  МэВ. ТКПСФ-расчеты проведены со взаимодействием SkM\* при  $T = 0,5, 1,0$  и  $2,0$  МэВ. Значение  $\sigma_{J^\pi}$  соответствует величине мультипольного вклада в сечение. Вертикальная штриховая линия показывает положение эффективного порога  $\Delta_{nr} = \Delta_{\mu nr} + \Delta M_{nr}$ . При энергии  $E < \Delta_{nr}$  сечение обусловлено переходами на тильдованные однофоновные состояния

Как следует из рис. 31, для электронов с такой энергией в зависимости от температуры реализуются три ситуации: 1) при  $T = 0,5$  МэВ вклад  $1^+$ -переходов мал и в сечении доминируют  $1^-$  и  $2^-$  запрещенные переходы; 2) при  $T = 1,0$  МэВ вклады разрешенных и запрещенных переходов одного порядка; 3) при  $T = 2,0$  МэВ в сечении доминируют  $1^+$ -переходы.

В рамках ТКПСФ для дважды магического ядра  $^{78}\text{Ni}$  отсутствует механизм разблокировки  $1^+$ -переходов за счет конфигурационного смешивания. Поэтому, как видно из рис. 32, вклад компоненты  $1^+$  в сечение при  $T = 0,5$  МэВ оказывается пренебрежимо малым. С увеличением температуры происходит разблокировка резонансного перехода  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1f_{5/2}^n$  с энергией  $E \approx 11,5$  МэВ, и именно этот переход определяет величину  $1^+$ -вклада в сечение при  $\varepsilon_e = 25$  МэВ. Резонансный переход  $1g_{9/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  также разблокируется с температурой, но в  $^{78}\text{Ni}$  его вклад существенно меньше (см. рис. 26). Важно отметить, что в  $^{78}\text{Ni}$  оба резонансных перехода имеют энергию ниже величины эффективного порога  $\Delta_{np} \approx 13,6$  МэВ. В методе ТКПСФ это означает, что они соответствуют возбуждению тильдованного теплового фона с отрицательной энергией. Следовательно, в рамках теплового ПСФ эти переходы не могут быть учтены. Помимо резонансных переходов рост температуры ведет к разблокировке ряда других  $1^+$  низкоэнергетических и  $\downarrow$ -переходов. При  $\varepsilon_e = 25$  МэВ их вклад в сечение невелик, однако именно эти переходы приводят к исчезновению порога реакции и доминируют в сечении при  $\varepsilon_e \lesssim 11$  МэВ, когда резонансные переходы энергетически невозможны.

Рассмотрим также влияние температуры на компоненты сечения  $1^-$  и  $2^-$ . В основном состоянии ядра и при низких температурах вклады этих компонент обусловлены резонансными  $ph$ -переходами с замкнутой протонной подболочкой  $1f_{7/2}^p$ : переходы  $1f_{7/2}^p \rightarrow 2d_{3/2}^n$  и  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  определяют  $2^-$ -вклад, а переход  $1f_{7/2}^p \rightarrow 2d_{5/2}^n$  определяет  $1^-$ -вклад. Тепловые возбуждения приводят к заполнению протонных одночастичных подболочек  $1f_{5/2}^p$  и  $2p_{3/2}^p$ , расположенных выше уровня Ферми, и появлению нейтронных дырок на подболочке  $1g_{9/2}^n$ . В результате становятся возможными низкоэнергетические запрещенные  $pp$ - и  $hh$ -переходы, которые приводят к росту компонент сечения  $1^-$  и  $2^-$  ниже порога реакции  $Q = 20,7$  МэВ. Ими являются  $2^-$ -переходы  $1f_{7/2}^p \rightarrow 1g_{9/2}^n$  ( $E \approx 14,2$  МэВ),  $1f_{5/2}^p \rightarrow 1g_{9/2}^n$  ( $E \approx 6,8$  МэВ), а также  $1^-$ -переходы  $2p_{3/2}^p \rightarrow 2d_{3/2}^n$  ( $E \approx 15,2$  МэВ),  $1f_{5/2}^p \rightarrow 1g_{7/2}^n$  ( $E \approx 16,7$  МэВ). Часть этих переходов соответствует возбуждению тильдованных фононов.

При сравнении мультипольных вкладов  $\sigma_{J\pi}$  на рис. 32 видно, что при достаточно высокой температуре из-за увеличенного фазового пространства для вылетающих нейтрино вклад разблокированных  $1^-$  и  $2^-$  низкоэнергетических  $pp$ - и  $hh$ -переходов в сечение может быть даже больше, чем вклад резонансных  $ph$ -переходов. В частности, при  $T = 1,0$  МэВ суммарный вклад  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов в сечение превышает

вклад  $1^+$ -переходов именно благодаря тепловым эффектам. Подчеркнем, что превышение имеет место при энергии электрона  $\varepsilon_e > Q$ . Ниже пороговой энергии при  $T = 1,0$  МэВ в сечении доминируют разблокированные  $1^+$ -переходы. Тем не менее отсюда следует, что для полного учета тепловых эффектов при расчете сечений и скоростей  $e^-$ -захвата нейтронно-избыточными ядрами необходимо учитывать влияние температуры и на силовые функции  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов.

В нашей работе [228] сечения  $e^-$ -захвата были рассчитаны для ядер  $^{76,78,80}\text{Ge}$  с использованием Скирм-ТКПСФ подхода с силами SLy4, SkM\* и SGII. Было показано, что сечения, полученные с различными взаимодействиями Скирма, отличаются друг от друга не более чем в 2 раза. Для  $^{76}\text{Ge}$  в работе [228] проводилось сравнение ТКПСФ сечений с результатами расчетов FTRPA [115] при использовании одного и того же взаимодействия Скирма. Результаты для SLy4 представлены на рис. 33. При  $\varepsilon_e < 20$  МэВ сечения ТКПСФ превосходят результаты FTRPA более чем на порядок. Анализ показал, что при  $T < T_{\text{cr}}$  причиной такого сильного различия является отсутствие парных корреляций в FTRPA.

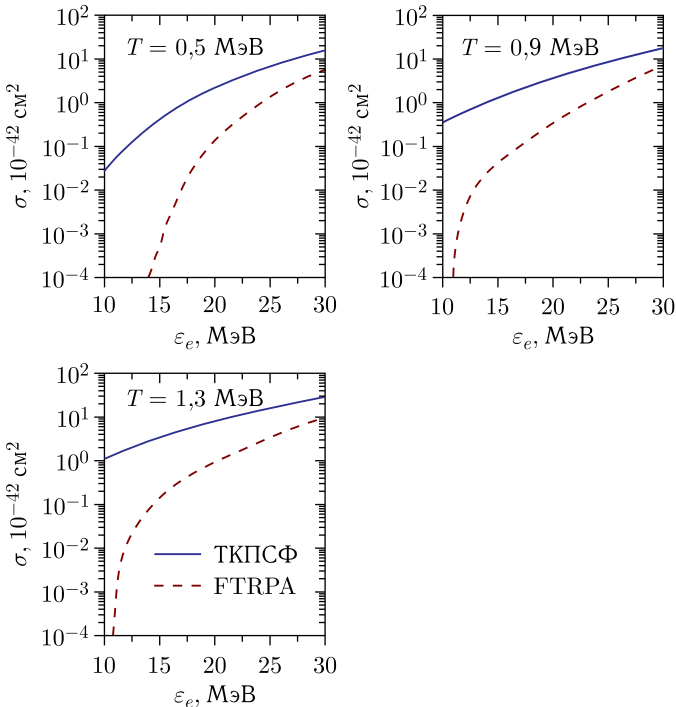


Рис. 33. Результаты расчетов ТКПСФ и FTRPA сечения  $e^-$ -захвата ядром  $^{76}\text{Ge}$ , рассчитанные с параметризацией сил Скирма SLy4



Напомним, что именно парные корреляции играют решающую роль в разблокировке  $GT_+$ -переходов при температуре ниже критической. При  $T > T_{cr}$  причиной различия является отсутствие однофононных состояний с отрицательной энергией в FTRPA. Как уже подчеркивалось при обсуждении рис. 13 (см. также обсуждение на с. 32), отсутствие таких состояний в ТПСФ приводит к сохранению порога реакции и подавлению низкоэнергетической компоненты сечения.

С использованием результатов расчетов КФМ-ТКПСФ силовой функции разрешенных переходов и переходов первого порядка запрета нами были рассчитаны скорости захвата электронов ядрами  $^{76,78,80}\text{Ge}$  при различных астрофизических условиях [139]. Результаты этих расчетов приведены на рис. 34, где они сравниваются с результатами метода SMMC/RPA. Как и в случае захвата электронов ядрами  $^{54,56}\text{Fe}$ , скорость захвата увеличивается с ростом температуры и плотности, так как

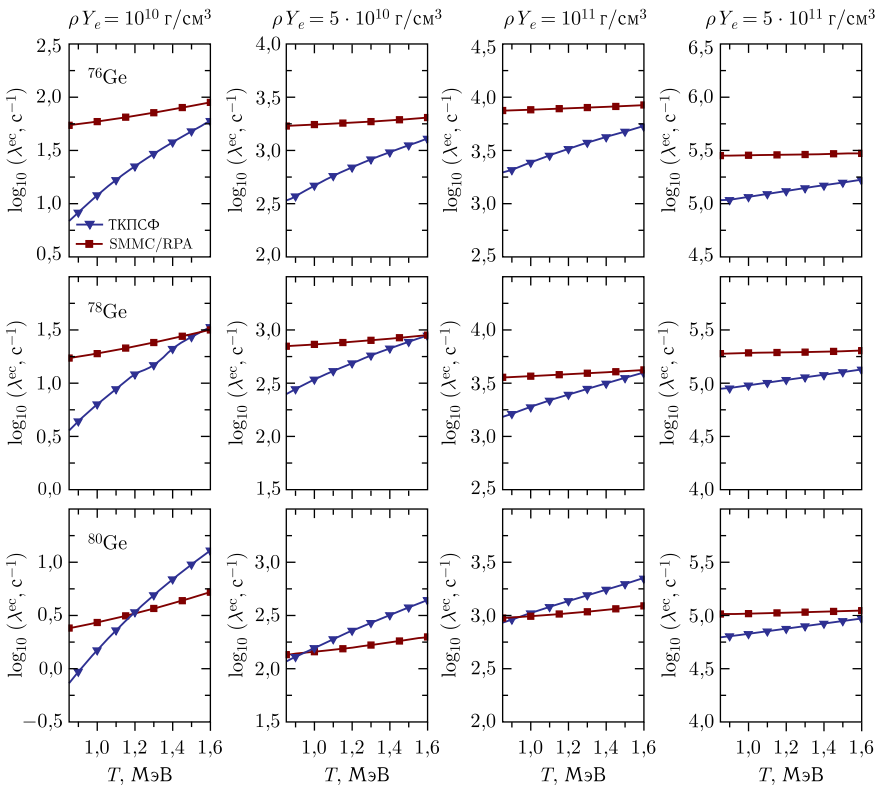


Рис. 34. Скорости  $e^-$ -захвата ядрами  $^{76,78,80}\text{Ge}$  в зависимости от температуры при различных значениях плотности  $\rho Y_e$ . Для сравнения приведены результаты расчетов КФМ-ТКПСФ и SMMC/RPA

в электронном газе растет доля электронов с энергией, достаточной для захвата. Напротив, увеличение числа нейтронов от  $^{76}\text{Ge}$  к  $^{80}\text{Ge}$  повышает порог реакции  $Q = M_f - M_i$  и ведет к уменьшению скорости захвата.

Как следует из рис. 29, различие между двумя способами расчета скоростей  $e^-$ -захвата наиболее ярко проявляется при низких и средних плотностях  $\rho Y_e = 10^{10} - 5 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ . В то время как метод SMMC/RPA предсказывает лишь незначительное увеличение скорости захвата с температурой, скорости ТКПСФ демонстрируют быстрый рост. Для  $\rho Y_e = 10^{10} \text{ г/см}^3$  энергия Ферми электронного газа  $\mu_e \approx 11 \text{ МэВ}$  (см. рис. 1). Как показано на рис. 29, при такой энергии электронов основной вклад в  $e^-$ -захват дают ГТ $_+$ -переходы. Поэтому сильная температурная зависимость скорости захвата в ТКПСФ отражает влияние температуры на распределение силы ГТ $_+$ -переходов. Вызванный ростом температуры сдвиг ГТ $_+$ -силы в область низких энергий приводит к увеличению фазового интеграла в (22) и, как следствие, к росту скорости  $e^-$ -захвата. В отличие от ТКПСФ, используемый в SMMC/RPA способ учета многочастичных корреляций приводит к разблокировке низкоэнергетических ГТ $_+$ -переходов даже при нулевой температуре, а увеличение температуры не влияет на их энергию. Именно по этой причине при низких температурах и низких плотностях скорости  $e^-$ -захвата, полученные в SMMC/RPA, оказываются выше, чем скорости захвата в ТКПСФ, и демонстрируют слабую температурную зависимость.

При больших плотностях влияние температуры на скорость  $e^-$ -захвата, рассчитанную в ТКПСФ, ослабевает, а разница между результатами двух методов расчета уменьшается. Это происходит по двум причинам. Во-первых, с увеличением плотности происходит рост доступной энергии электронов. Поэтому скорость захвата, как и сечение, становится менее зависимой от деталей распределения ГТ $_+$ -силы. Во-вторых, рост энергии электронов приводит к увеличению вклада запрещенных переходов, силовая функция которых в меньшей степени зависит от температуры.

Важно отметить, что при температурах  $T \gtrsim 1 \text{ МэВ}$  и плотностях  $\rho \gtrsim 10^{10} \text{ г/см}^3$ , когда нейтронно-избыточные ядра доминируют в ядерном составе коллапсирующего кора, полученные в ТКПСФ скорости  $e^-$ -захвата оказываются достаточно большими. Поэтому полная скорость  $\Lambda^{ec}$  (9)  $e^-$ -захвата ядрами превышает скорость захвата свободными протонами, как и предсказывалось в работе [209].

Детальное исследование вклада разрешенных и запрещенных переходов в скорость захвата электронов нейтронно-избыточными ядрами проведено нами на примере  $^{78}\text{Ni}$  с использованием Скирм-ТКПСФ-расчетов [164]. На рис. 35 представлены результаты, полученные с тремя различными силами Скирма. Скорости рассчитывались согласно выражению (24), т. е. путем интегрирования сечения ((309), ч. I), в котором

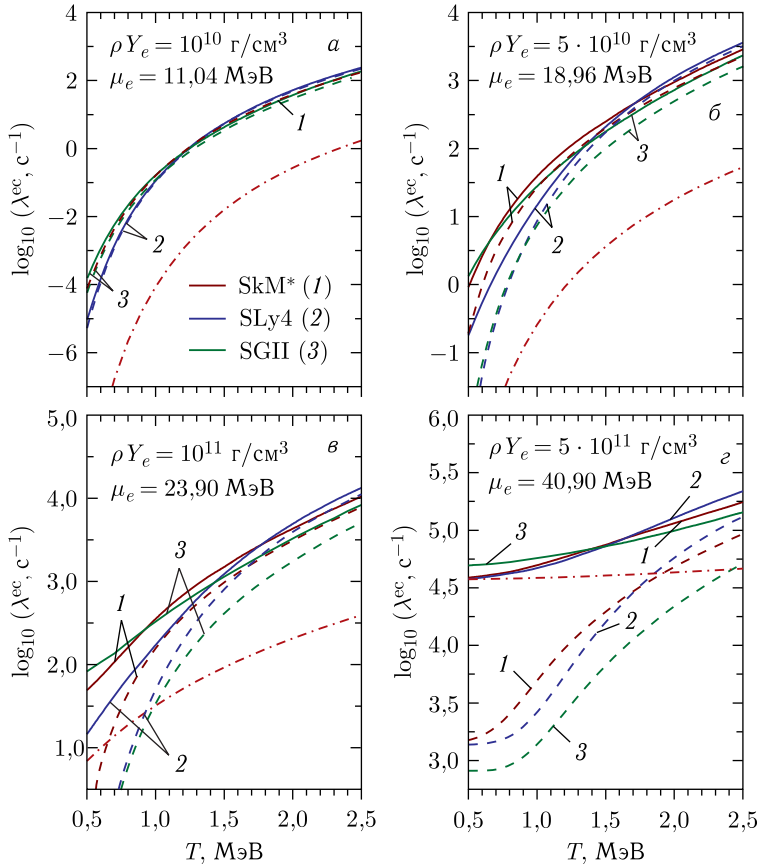


Рис. 35 (цветной в электронной версии). Температурная зависимость скорости  $e^-$ -захвата ядром  $^{78}\text{Ni}$  для нескольких значений плотности. Сплошные линии соответствуют скоростям, полученным с тем или иным взаимодействием Скирма. Штриховые линии показывают вклад  $1^+$ -переходов. Штрихпунктирная линия — скорость захвата, рассчитанная с помощью параметризации (35). Значения химического потенциала  $\mu_e$  (масса покоя электрона включена в  $\mu_e$ ) соответствуют данной плотности и температуре  $T = 0,5 \text{ МэВ}$

учтены вклады  $0^{\pm-}$ ,  $1^{\pm-}$  и  $2^-$ -переходов. Отдельно на рисунке показаны вклады  $1^+$ -переходов.

Так как при плотности вещества  $\rho Y_e = 10^{10} \text{ г/см}^3$  значение химического потенциала  $\mu_e \approx 11 \text{ МэВ}$ , то, как следует из рис.32, энергии электронов недостаточно для возбуждения резонансных  $1^-$ - и  $2^-$ -переходов. Однако этой энергии достаточно для низкоэнергетических  $\text{GT}_+$ -переходов, разблокированных за счет температурных эффек-

тов. Как показано на рис. 35, б, именно  $1^+$ -переходы определяют скорости  $e^-$ -захвата при низких плотностях. При возрастании плотности энергия Ферми электронного газа  $\mu_e \sim (\rho Y_e)^{1/3}$  увеличивается настолько, насколько становятся возможными резонансные  $1^-$ - и  $2^-$ -переходы, которые и определяют скорость  $e^-$ -захвата при низких температурах и высоких плотностях. Однако с ростом температуры роль разблокированных низкоэнергетических  $1^+$ -переходов увеличивается настолько, насколько при  $T > 2,0$  МэВ их вклад сравним или даже превышает вклад запрещенных переходов.

Сравнивая результаты, полученные с использованием различных параметризаций сил Скирма, мы видим, что разброс скоростей захвата составляет менее одного порядка. Как и в случае с  $^{56}\text{Fe}$  (см. рис. 16), разброс максимален при низких температурах и плотностях (т.е. когда большую роль играют детали распределения силовой функции), но уменьшается с ростом  $\rho Y_e$  и  $T$ . При  $T \gtrsim 1,0$  МэВ разница между скоростями становится весьма незначительной.

На рис. 35 также приведены для сравнения результаты Скирм-ТКПСФ-расчетов со скоростью  $e^-$ -захвата, вычисленной с помощью параметризации, основанной на так называемом single-state approximation [211]:

$$\lambda = \frac{B \ln 2}{K} \left( \frac{T}{m_e c^2} \right)^5 [F_4(\eta) - 2\chi F_3(\eta) + \chi^2 F_2(\eta)]. \quad (35)$$

Здесь  $F_k(\eta)$  — интеграл Ферми ранга  $k$  и вырождения  $\eta$ ,  $\chi = -(Q + \Delta E)/T$  и  $\eta = \chi + \mu_e/T$ . Согласно этой параметризации в  $e^-$ -захват дает вклад один-единственный переход. Параметры  $B$  и  $\Delta E = E_f - E_i$  соответствуют силе перехода и разности между энергиями возбуждения родительского и дочернего ядер (т.е. величина  $Q + \Delta E$  есть энергия перехода). Значения  $B = 4,6$  и  $\Delta E = 2,5$  МэВ находились путем интерполяции скоростей  $e^-$ -захвата  $p$ -ядрами и некоторыми нейтронно-избыточными ядрами  $A < 100$ , следовательно, они эффективно учитывают вклад  $GT_+$  и запрещенных переходов.

Как показано на рис. 35, г, имеется очень хорошее согласие между двумя методами расчетов при низких температурах и высоких плотностях, когда  $\mu_e \gg Q = 20,7$  МэВ и основной вклад в  $e^-$ -захват дают  $1^-$ - и  $2^-$ -переходы с основного состояния ядра. Это, в частности, означает, что данные расчеты КПСФ ( $T = 0$ ) приводят к силе запрещенных переходов, близкой по величине к значению, используемому в параметризации (35). Но так как в ТКПСФ температурные эффекты приводят к разблокировке дополнительной силы переходов  $p \rightarrow n$ , то при  $\rho Y_e = 5 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> скорость  $e^-$ -захвата, рассчитанная в ТКПСФ, увеличивается с температурой, в то время как согласно параметризации (35) она практически не меняется.

Результаты двух расчетов сильно отличаются при более низких плотностях, когда значение энергии Ферми электронного газа ниже или сравнимо со значением  $Q$ . В этом случае скорость  $e^-$ -захвата чувствительна к распределению силы низкоэнергетических переходов  $p \rightarrow n$ , разблокированных благодаря тепловым эффектам. В то же время параметризация (35) предполагает, что вся сила переходов сосредоточена в одном-единственном состоянии с энергией выше значения  $Q$ . Это и приводит к тому, что скорости захвата, рассчитанные согласно (35), оказываются ниже результатов ТКПСФ-расчетов.

Проведенное сравнение результатов двух методов расчета скоростей  $e^-$ -захвата ограничивает область использования параметризации (35) высокими плотностями и низкими температурами.

Скорости захвата электронов ядрами с  $N = 50$  представлены на рис. 36 для температуры  $T = 10^{10}$  К и плотностей, реализующихся в фазе коллапса сверхновой массой  $15M_{\odot}^*$ . Скорости рассчитаны согласно выражению (24) путем интегрирования зависящего от температуры сечения захвата [227]. В сечении  $e^-$ -захвата ((309), ч. I) учтены зависящие от переданного импульса спектральные плотности разрешенных переходов ( $0^+$ ,  $1^+$ ) и переходов первого порядка запрета ( $0^-$ ,  $1^-$ ,  $2^-$ ). Чтобы показать важность тепловой разблокировки и учета вклада запрещенных переходов, на рис. 36 отдельно приведены скорости, рассчитанные с использованием ГТ $_+$ -распределений для основного состояния ядер и для  $T = 10^{10}$  К (см. рис. 26). Для сравнения показаны также скорости захвата, рассчитанные на основе экспериментальных данных по распределению ГТ $_+$ -силы в ядрах  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{88}\text{Sr}$  [222, 223].

Прежде всего отметим, что скорости, рассчитанные нами для  $^{86}\text{Kr}$  и  $^{88}\text{Sr}$  на основе теоретических ГТ $_+$ -распределений для основного состояния, согласуются со скоростями, полученными на основе экспериментальных распределений. Однако скорости, полученные при  $T = 10^{10}$  К, существенно превышают скорости для основного состояния, что свидетельствует о важности тепловых эффектов. Превышение наблюдается при всех плотностях, но наиболее значительно оно при  $\rho Y_e \lesssim 10^{10}$  г/см $^3$ , когда доминируют ГТ $_+$ -переходы. Относительный вклад запрещенных переходов увеличивается с плотностью, и при плотностях в несколько раз больше, чем  $10^{10}$  г/см $^3$ , их вклад становится определяющим. Так как распределение силы запрещенных переходов мало чувствительно к отличиям в энергиях одночастичных уровней, полученных с помощью той или иной параметризации Скирма, то скорости захвата, рассчитанные с силами  $SkM^*$  и  $SkO'$ , оказываются близки друг к другу при больших плотностях. Таким образом, из рис. 36 явно следует, что использование

---

\* Согласно данным табл. 1 из работы [229] для звезды массой  $15M_{\odot}$  температура кора находится в интервале  $1,0 \cdot 10^{10} - 1,4 \cdot 10^{10}$  К при плотностях  $\rho Y_e = 2,4 \times 10^{10} - 2,3 \cdot 10^{11}$  г/см $^3$ .

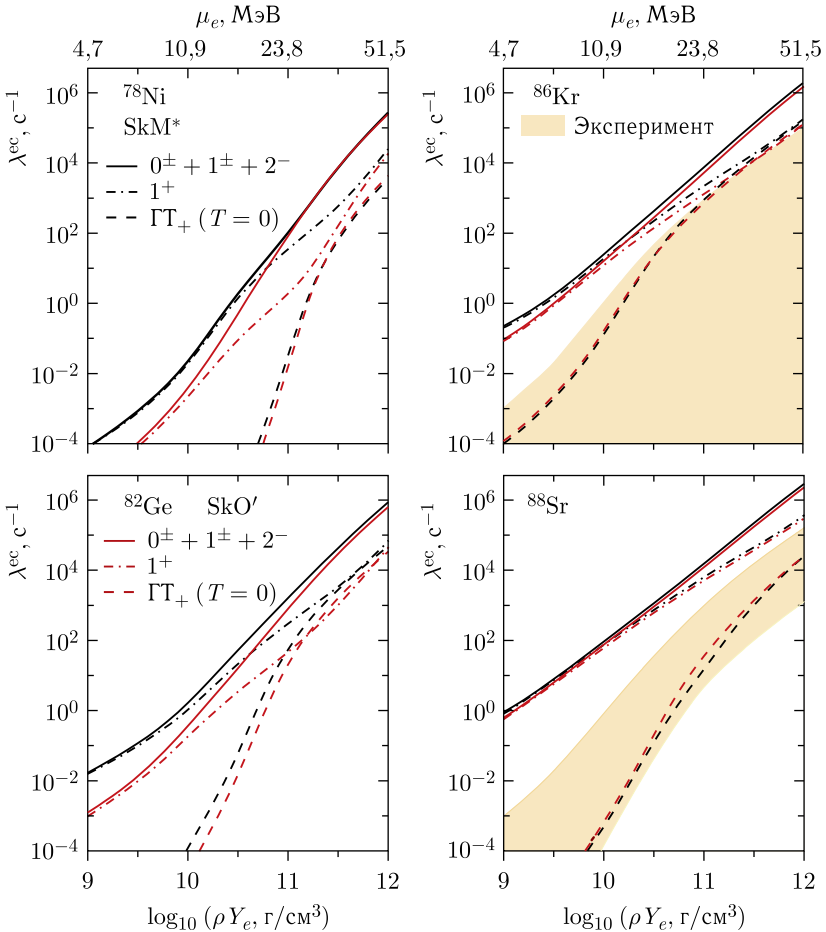


Рис. 36 (цветной в электронной версии). Скорости  $e^-$ -захвата ядрами с  $N = 50$  при  $T = 10^{10}$  К (0,86 МэВ) как функции плотности. Скорости рассчитаны в ТКПСФ с помощью двух различных параметризаций сил Скимра: SkM\* и SkO'. На верхней оси абсцисс указаны значения химического потенциала  $\mu_e$  электронного газа. В полных скоростях захвата (сплошные линии) учтены вклады разрешенных  $0^\pm$ - и  $1^\pm$ -переходов и переходов первого порядка запрета. Штрихпунктирные линии, помеченные как  $1^+$ , соответствуют вкладу  $\text{GT}_+$ -переходов при  $T \neq 0$ . Скорости, показанные штриховыми линиями, соответствуют вкладу  $\text{GT}_+$ -переходов с основного состояния ядер. Закрашенные области получены на основе данных экспериментов [222, 223] с учетом ошибок измерения  $\text{GT}_+$ -силы

$\text{GT}_+$ -распределения основного состояния для расчета скоростей захвата электронов в астрофизических условиях неоправданно. Во время кол-

лапса звезды ядра с  $N = 50$  присутствуют в большом количестве при плотностях порядка  $\rho Y_e = 10^{10} - 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>. В этом случае, как следует из расчетов ТКПСФ, тепловая разблокировка низкоэнергетических ГТ<sub>+</sub>-переходов и вклад запрещенных переходов увеличивают скорость  $e^-$ -захвата более чем на порядок. Поэтому на основании проведенных нами ТКПСФ-расчетов можно утверждать, что в отличие от предсказаний работ [214, 221]  $e^-$ -захват не прекращается на ядрах с  $N = 50$  и обеспечивает дальнейшую нейтронизацию вещества кора звезды.

Подводя итоги, можно сказать следующее: в нейтронно-избыточных ядрах тепловые эффекты оказывают на силовую функцию разрешенных переходов  $p \rightarrow n$  более сильное влияние, чем в ядрах группы железа. Термодинамически последовательный учет двух механизмов разблокировки ГТ<sub>+</sub>-переходов — конфигурационного смешивания и тепловых возбуждений — в методе ТКПСФ делает скорости  $e^-$ -захвата чувствительными к температуре ядра в отличие от подхода SMMC/RPA и параметризации (35). На основании результатов, полученных для <sup>76,78,80</sup>Ge (см. рис. 34), можно утверждать, что при  $T \approx 1,0$  МэВ и плотности  $\rho Y_e \sim 10^{10}$  г/см<sup>3</sup> метод ТКПСФ приводит к меньшим скоростям нейтронизации, чем предсказывают вычисления SMMC/RPA. При прочих равных условиях большее значение электронной компоненты  $Y_e$  означает увеличение массы внутреннего гомологичного ядра, что повышает энергию взрывной волны и уменьшает относительные потери энергии при ее движении наружу. Используя ТКПСФ-расчеты, мы показали, что в захвате электронов ядрами с  $N = 50$  тепловые эффекты играют более важную роль, чем конфигурационное смешивание. Данное обстоятельство делает неправомерным использование ГТ<sub>+</sub>-силовых функций для основного состояния ядер при расчете скоростей  $e^-$ -захвата в астрофизических условиях.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в данной статье результаты расчетов температурной эволюции силовой функции ГТ<sub>+</sub>-переходов в ядрах <sup>54,56</sup>Fe и ряде нейтронно-избыточных ядер с  $N \approx 50$  показали, что отказ от использования ГБА в нагретых ядрах, равно как и последовательное выполнение принципа детального баланса, заметно усиливает вклад возбужденных ядерных состояний в скорости и сечения захвата электронов по сравнению с расчетами в рамках оболочечной модели, использующимися в компьютерном моделировании взрыва коллапсирующих сверхновых.

В нейтронно-избыточных ядрах с развитым спариванием обнаружена и получила объяснение сильная зависимость энергии и силы разблокированных гамов-теллеровских переходов  $p \rightarrow n$  от температуры. Показано, что тепловые эффекты — главный механизм разблокировки низкоэнергетических переходов. Благодаря этому, а также вкладу запрещенных

переходов процесс захвата электронов нагретыми ядрами звездного вещества не останавливается на нейтронно-избыточных ядрах с  $N = 50$ .

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джюев А. А., Вдовин А. И. Метод супероператоров в теории нагретых ядер и астрофизические приложения. I. Спектральные характеристики нагретых ядер // ЭЧАЯ. 2022. Т. 53, вып. 5. С. 1007.
2. Bethe H. A. Supernova Mechanisms // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62, No. 4. P. 801–866.
3. Langanke K., Martínez-Pinedo G. Nuclear Weak-Interaction Processes in Stars // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75, No. 3. P. 819–862.
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. Martínez-Pinedo G., Liebendörfer M., Frekers D. Nuclear Input for Core-Collapse Models // Nucl. Phys. A. 2006. V. 777. P. 395–423.
6. Handbook of Supernovae / Ed. by A. W. Alsabti, P. Murdin. Springer, 2017.
7. Raffelt G. G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics: The Astrophysics of Neutrinos, Axions, and Other Weakly Interacting Particles. Univ. of Chicago Press, 1996.
8. Langanke K., Martínez-Pinedo G. The Role of Giant Resonances in Nuclear Astrophysics: An Overview // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 55, No. 12. P. 226.
9. Hillebrandt W., Niemeyer J. C. Type Ia Supernova Explosion Models // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2000. V. 38, No. 1. P. 191–230.
10. Fryer C. L., Warren M. S. Modeling Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions // Astrophys. J. Lett. 2002. V. 574, No. 1. P. L65–L68.
11. Janka H.-T., Melson T., Summa A. Physics of Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions: A Sneak Preview // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2016. V. 66, No. 1. P. 341–375.
12. Langanke K. Nuclear Physics and Core Collapse Supernovae // Nucl. Phys. A. 2001. V. 690, No. 1. P. 29–40.
13. Oertel M., Hempel M., Klähn T., Typel S. Equations of State for Supernovae and Compact Stars // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89, No. 1. P. 15007.
14. Burgio G. F., Fantina A. F. Nuclear Equation of State for Compact Stars and Supernovae // The Physics and Astrophysics of Neutron Stars / Ed. by L. Rezzolla, P. Pizzochero, D. I. Jones et al. Springer, 2018. P. 255–335.
15. Roberts L. F., Reddy S. Charged Current Neutrino Interactions in Hot and Dense Matter // Phys. Rev. C. 2017. V. 95, No. 4. P. 45807.
16. Oertel M., Pascal A., Mancini M., Novak J. Improved Neutrino–Nucleon Interactions in Dense and Hot Matter for Numerical Simulations // Phys. Rev. C. 2020. V. 102, No. 3. P. 35802.
17. Martínez-Pinedo G., Fischer T., Lohs A., Huther L. Charged-Current Weak Interaction Processes in Hot and Dense Matter and Its Impact on the Spectra of Neutrinos Emitted from Protoneutron Star Cooling // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109, No. 25. P. 251104.



18. *Fischer T., Guo G., Dzhioev A.A. et al.* Neutrino Signal from Proto-Neutron Star Evolution: Effects of Opacities from Charged-Current-Neutrino Interactions and Inverse Neutron Decay // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101, No. 2. P. 025804.
19. *Bethe H.A., Brown G.E., Applegate J., Lattimer J.M.* Equation of State in the Gravitational Collapse of Stars // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 324, No. 2–3. P. 487–533.
20. *Brown G.E., Bethe H.A., Baym G.* Supernova Theory // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 375, No. 3. P. 481–532.
21. *Woosley S.E., Heger A., Weaver T.A.* The Evolution and Explosion of Massive Stars // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V. 74, No. 4. P. 1015–1071.
22. *Kotake K., Sato K., Takahashi K.* Explosion Mechanism, Neutrino Burst and Gravitational Wave in Core-Collapse Supernovae // *Rep. Prog. Phys.* 2006. V. 69, No. 4. P. 971–1143.
23. *Couch S.M.* The Mechanism(s) of Core-Collapse Supernovae // *Philos. Trans. Roy. Soc. A.* 2017. V. 375, No. 2105. P. 20160271.
24. *Блинников С.И., Цветков Д.Ю.* Сверхновые // *Звезды / Под ред. В.Г. Сурдина.* 3-е изд. М.: Физматлит, 2013. С. 349–403.
25. *Woosley S.E., Weaver T.A.* The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1995. V. 101. P. 181.
26. *Heger A., Woosley S.E., Martínez-Pinedo G., Langanke K.* Presupernova Evolution with Improved Rates for Weak Interactions // *Astrophys. J.* 2001. V. 560, No. 1. P. 307.
27. *Imshennik V.S., Nadezhin D.K.* Thermodynamic Properties of Matter at High Densities and Temperatures // *Sov. Astron.* 1966. V. 9. P. 896.
28. *Epstein R.I., Arnett W.D.* Neutronization and Thermal Disintegration of Dense Stellar Matter // *Astrophys. J.* 1975. V. 201. P. 202–211.
29. *Шаниро С.Л., Тьюколски С.А.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М.: Мир, 1985.
30. *Epstein R.I., Pethick C.J.* Lepton Loss and Entropy Generation in Stellar Collapse // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. P. 1003–1012.
31. *Datta B., Deo P.P.* Lepton Loss and Entropy Generation in Stellar Collapse // *Astrophys. Space Sci.* 1983. V. 90, No. 1. P. 109–115.
32. *Bonche P., Vautherin D.* A Mean-Field Calculation of the Equation of State of Supernova Matter // *Nucl. Phys. A.* 1981. V. 372, No. 3. P. 496–526.
33. *Freedman D.Z.* Coherent Effects of a Weak Neutral Current // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 9, No. 5. P. 1389–1392.
34. *Nadyozhin D.K.* The Gravitational Collapse of Iron-Oxygen Stars with Masses of  $2M_{\odot}$  and  $10M_{\odot}$  // *Astrophys. Space Sci.* 1977. V. 51. P. 283–301.
35. *Arnett W.D.* Neutrino Trapping during Gravitational Collapse of Stars // *Astrophys. J.* 1977. V. 218. P. 815–833.
36. *Goldreich P., Weber S.* Homologously Collapsing Stellar Cores // *Astrophys. J.* 1980. V. 238. P. 991–997.
37. *Yahil A.* Self-Similar Stellar Collapse // *Astrophys. J.* 1983. V. 265. P. 1047–1055.
38. *van Riper K.* Stellar Core Collapse. II. Inner Core Bounce and Shock Propagation // *Astrophys. J.* 1982. V. 257. P. 793–820.

39. *Colgate S. A., Johnson M. H.* Hydrodynamic Origin of Cosmic Rays // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 5, No. 6. P. 235–238.
40. *Блинников С. И., Лозинская Т. А., Чугай Н. Н.* Теория взрывов сверхновых. М.: ИТЭФ, 1986.
41. *Foglizzo T.* Explosion Physics of Core-Collapse Supernovae // *Handbook of Supernovae* / Ed. by A. W. Alsabti, P. Murdin. Springer, 2017. P. 1053–1073.
42. *Mezzacappa A.* Ascertaining the Core Collapse Supernova Mechanism: The State of the Art and the Road Ahead // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2005. V. 55, No. 1. P. 467–515.
43. *Janka H.-T.* Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2012. V. 62, No. 1. P. 407–451.
44. *Janka H.-T., Hanke F., Hüdepohl L. et al.* Core-Collapse Supernovae: Reflections and Directions // *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2012. V. 2012, No. 1. P. 01A309.
45. *Foglizzo T., Kazeroni R., Guilet J. et al.* The Explosion Mechanism of Core-Collapse Supernovae: Progress in Supernova Theory and Experiments // *Publ. Astron. Soc. Aust.* 2015. V. 32. P. e009.
46. *Wilson J. R.* Supernovae and Post-Collapse Behaviour // *Numerical Astrophysics* / Ed. by J. M. Centrella, J. M. LeBlanc, R. L. Bowers. Boston: Jones and Bartlett, 1985. P. 422–434.
47. *Bethe H. A., Wilson J. R.* Revival of a Stalled Supernova Shock by Neutrino Heating // *Astrophys. J.* 1985. V. 295. P. 14–23.
48. *Wilson J. R., Mayle R., Woosley S. E., Weaver T.* Stellar Core Collapse and Supernova // *Ann. New York Acad. Sci.* 1986. V. 470, No. 1. P. 267–293.
49. *Rampp M., Buras R., Janka H.-T., Raffelt G.* Core-Collapse Supernovae Simulations: Variations of the Input Physics // *Nuclear Astrophysics* / Ed. by W. Hillebrandt, E. Müller. 2002. P. 119–125; arXiv:astro-ph/astro-ph/020349.
50. *Чечеткин В. М., Устюгов С. Д., Горбунов А. А., Полежаев В. И.* К нейтринному механизму взрыва сверхновых // *Письма в Астрон. журн.* 1997. Т. 1–2. С. 34–40.
51. *Buras R., Rampp M., Janka H.-T., Kifonidis K.* Improved Models of Stellar Core Collapse and Still No Explosions: What Is Missing? // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90, No. 24. P. 241101.
52. *Бисноватый-Коган Г. С.* О механизме взрыва вращающейся звезды как сверхновой // *Астрон. журн.* 1970. Т. 47. С. 813–816.
53. *Имшенник В. С.* Возможный сценарий взрыва сверхновой в условиях гравитационного коллапса массивного звездного ядра // *Письма в Астрон. журн.* 1992. Т. 18. С. 489–504.
54. *Imshennik V. S.* Explosion Mechanism in Supernovae Collapse // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 74, No. 3. P. 325–334.
55. *Имшенник В. С., Рязжская О. Г.* Вращающийся коллапсар и возможная интерпретация нейтринного сигнала от SN1987A // *Письма в Астрон. журн.* 2004. Т. 30. С. 17–36.
56. *Burrows A., Livne E., Dessart L. et al.* A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions // *Astrophys. J.* 2006. V. 640, No. 2. P. 878–890.
57. *Sagert I., Fischer T., Hempel M. et al.* Signals of the QCD Phase Transition in Core-Collapse Supernovae // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102, No. 8. P. 081101.

58. *Blondin J. M., Mezzacappa A., DeMarino C.* Stability of Standing Accretion Shocks, with an Eye toward Core-Collapse Supernovae // *Astrophys. J.* 2003. V. 584, No. 2. P. 971–980.
59. *Thompson T. A., Quataert E., Burrows A.* Viscosity and Rotation in Core-Collapse Supernovae // *Astrophys. J.* 2005. V. 620, No. 2. P. 861–877.
60. *Martínez-Pinedo G., Langanke K., Dean D. J.* Competition of Electron Capture and Beta-Decay Rates in Supernova Collapse // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2000. V. 126, No. 2. P. 493–499.
61. *Langanke K., Martínez-Pinedo G., Zegers R.* Electron Capture in Stars // *Rep. Prog. Phys.* 2021. V. 84. P. 066301.
62. *Bahcall J. N.* Electron Capture in Stellar Interiors // *Astrophys. J.* 1964. V. 139. P. 318–337.
63. *Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Shell-Model Calculations of Stellar Weak Interaction Rates. II. Weak Rates for Nuclei in the Mass Range  $A = 45$ – $65$  in Supernovae Environments // *Nucl. Phys. A.* 2000. V. 673, No. 1–4. P. 481–508.
64. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak-Interaction Rates for *sd*-Shell Nuclei. I. Nuclear Matrix Element Systematics with Application to  $^{26}\text{Al}$  and Selected Nuclei of Importance to the Supernova Problem // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1980. V. 42. P. 447–473.
65. *Cox J., Giuli R.* Principles of Stellar Structure. New York: Gordon and Breach, 1968.
66. *Cameron A. G. W.* Photobeta Reactions in Stellar Interiors // *Astrophys. J.* 1959. V. 130. P. 452.
67. *Fowler W. A., Hoyle F.* Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1964. V. 9. P. 201–319.
68. *Hansen C. J.* Some Weak Interaction Processes in Highly Evolved Stars // *Astrophys. Space Sci.* 1968. V. 1. P. 499–512.
69. *Mazurek T. J., Truran J. W., Cameron A. G. W.* Electron Capture in Carbon Dwarf Supernovae // *Astrophys. Space Sci.* 1974. V. 27. P. 261–291.
70. *Takahashi K., El Eid M., Hillebrandt W.* Beta Transition Rates in Hot and Dense Matter // *Astron. Astrophys.* 1978. V. 67, No. 2. P. 185–197.
71. *Fuller G. M., Fowler W. A., Newman M. J.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate-Mass Nuclei. II.  $A = 21$  to  $A = 60$  // *Astrophys. J.* 1982. V. 252. P. 715–740.
72. *Fuller G. M., Fowler W. A., Newman M. J.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate Mass Nuclei. III. Rate Tables for the Free Nucleons and Nuclei with  $A = 21$  to  $A = 60$  // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1982. V. 48. P. 279–319.
73. *Weaver T. A., Woosley S. E., Fuller G. M.* Electron Capture and the Final Evolution of Massive Stars // *Numerical Astrophysics* / Ed. by J. M. Centrall, J. M. LeBlanc, R. L. Bowers. Boston: Jones and Bartlett, 1985. P. 374.
74. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1, 2.
75. *Bethe H. A.* Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical // *Rev. Mod. Phys.* 1937. V. 9, No. 2. P. 69–244.
76. *Gilbert A., Cameron A.* A Composite Nuclear-Level Density Formula with Shell Corrections // *Can. J. Phys.* 1965. V. 43. P. 1446.
77. *Brink D. M.* Some Aspects of the Interaction of Light with Matter. Ph.D. Thesis. Univ. of Oxford, 1955.

78. *Aufderheide M. B., Fushiki I., Woosley S. E., Hartmann D. H.* Search for Important Weak Interaction Nuclei in Presupernova Evolution // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1994. V. 91. P. 389.
79. *Lederer C. M., Shirley V. S.* Table of Isotopes. 7th ed. New York: Wiley, 1978.
80. *Bloom S. D., Fuller G. M.* Gamow–Teller Electron Capture Strength Distributions in Stars: Unblocked Iron and Nickel Isotopes // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 440, No. 3. P. 511–530.
81. *Muto K.* The  $\Delta T_z = +1$  Gamow–Teller Excitation of  $N = 28$  Isotones // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 451, No. 3. P. 481–497.
82. *Osterfeld F.* Nuclear Spin and Isospin Excitations // *Rev. Mod. Phys.* 1992. V. 64, No. 2. P. 491–557.
83. *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.
84. *Taddeucci T. N., Goulding C. A., Carey T. A. et al.* The  $(p, n)$  Reaction as a Probe of Beta Decay Strength // *Nucl. Phys. A.* 1987. V. 469, No. 1. P. 125–172.
85. *Brady F. P., Castaneda C. M., Needham G. A. et al.* Isovector and Gamow–Teller Strength from Small-Angle  $(n, p)$  Reactions at 60 MeV // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 48, No. 13. P. 860–863.
86. *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.
87. *Vetterli M. C., Häusser O., Abegg R. et al.* Gamow–Teller Strength Deduced from Charge Exchange Reactions on  $^{54}\text{Fe}$  at 300 MeV // *Phys. Rev. C.* 1989. V. 40, No. 2. P. 559–569.
88. *Gaarde C.* Gamow–Teller and M1 Resonances // *Nucl. Phys. A.* 1983. V. 396. P. 127–144.
89. *Bertsch G. F., Esbensen H.* The  $(p, n)$  Reaction and the Nucleon–Nucleon Force // *Rep. Prog. Phys.* 1987. V. 50, No. 6. P. 607–654.
90. *Fuller G., Fowler W., Newman M.* Stellar Weak Interaction Rates for Intermediate-Mass Nuclei. IV. Interpolation Procedures for Rapidly Varying Lepton Capture Rates Using Effective  $\log(ft)$ -Values // *Astrophys. J.* 1985. V. 293. P. 1–16.
91. *Brown B. A., Wildenthal B. H.* Status of the Nuclear Shell Model // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1988. V. 38, No. 1. P. 29–66.
92. *Oda T., Hino M., Muto K. et al.* Rate Tables for the Weak Processes of  $sd$ -Shell Nuclei in Stellar Matter // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 1994. V. 56, No. 2. P. 231–403.
93. *Aufderheide M. B., Bloom S. D., Resler D. A., Mathews G. J.* Implications of the Recent  $^{59}\text{Co}(n, p)^{59}\text{Fe}$  Experiment for Stellar Electron Capture Rates // *Phys. Rev. C.* 1993. V. 47, No. 6. P. 2961–2969.
94. *Aufderheide M. B.* Stellar Electron Capture Rates and the  $^{54}\text{Fe}(n, p)$  Experiment // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 526, No. 1. P. 161–187.
95. *Aufderheide M. B., Bloom S. D., Resler D. A., Mathews G. J.* Shell-Model Calculations of Gamow–Teller Strength in  $^{51}\text{V}$ ,  $^{54}\text{Fe}$ , and  $^{59}\text{Co}$  // *Phys. Rev. C.* 1993. V. 48, No. 4. P. 1677–1685.

96. *Aufderheide M.B., Bloom S.D., Mathews G.J., Resler D.A.* Importance of  $(n, p)$  Reactions for Stellar Beta Decay Rates // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53, No. 6. P. 3139–3142.
97. *Koonin S.E., Dean D.J., Langanke K.* Shell Model Monte Carlo Methods // *Phys. Rep.* 1997. V. 278, No. 1. P. 1–77.
98. *Poves A., Zuker A.* Theoretical Spectroscopy and the  $fp$  Shell // *Phys. Rep.* 1981. V. 70, No. 4. P. 235–314.
99. *Radha P.B., Dean D.J., Koonin S.E. et al.* Gamow–Teller Strength Distributions in  $fp$ -Shell Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56, No. 6. P. 3079–3086.
100. *Dean D.J., Langanke K., Chatterjee L. et al.* Electron Capture on Iron Group Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1998. V. 58, No. 1. P. 536–544.
101. *Caurier E., Nowacki F.* Present Status of Shell Model Techniques // *Acta Phys. Polon. B.* 1999. V. 30, No. 3. P. 705–714.
102. *Caurier E., Martínez-Pinedo G., Nowacki F. et al.* The Shell Model as a Unified View of Nuclear Structure // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77, No. 2. P. 427–488.
103. *Martínez-Pinedo G., Poves A., Caurier E., Zuker A.P.* Effective  $g_A$  in the  $pf$  Shell // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 53, No. 6. P. R2602–R2605.
104. *Fujita Y., Fujita H., Adachi T. et al.* Gamow–Teller Transitions from  $^{58}\text{Ni}$  to Discrete States of  $^{58}\text{Cu}$ . The Study of Isospin Symmetry in Atomic Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2002. V. 13, No. 4. P. 411–418.
105. *Frekers D.* Facets of Charge-Exchange Reactions — From Astrophysics to Double Beta Decay // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2006. V. 57, No. 1. P. 217–225.
106. *Bäumer C., van den Berg A.M., Davids B. et al.* High-Resolution Study of the Gamow–Teller Strength Distribution in  $^{51}\text{Ti}$  Measured through  $^{51}\text{V}(d, ^2\text{He})^{51}\text{Ti}$  // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 68, No. 3. P. 31303.
107. *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.
108. *Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Supernova Electron Capture Rates for  $^{55}\text{Co}$  and  $^{56}\text{Ni}$  // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 436. P. 19–24.
109. *Langanke K., Martínez-Pinedo G.* Rate Tables for the Weak Processes of  $pf$ -Shell Nuclei in Stellar Environments // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 2001. V. 79, No. 1. P. 1–46.
110. *Heger A., Langanke K., Martínez-Pinedo G., Woosley S.E.* Presupernova Collapse Models with Improved Weak-Interaction Rates // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 86, No. 9. P. 1678–1681.
111. *Santonocito D., Blumenfeld Y.* Evolution of the Giant Dipole Resonance Properties with Excitation Energy // *Eur. Phys. J. A.* 2006. V. 30, No. 1. P. 183–202.
112. *Angell C.T., Hammond S.L., Karwowski H.J. et al.* Evidence for Radiative Coupling of the Pygmy Dipole Resonance to Excited States // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86, No. 5. P. 51302.
113. *Misch G.W., Fuller G.M., Brown B.A.* Modification of the Brink–Axel Hypothesis for High-Temperature Nuclear Weak Interactions // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 90, No. 6. P. 65808.
114. *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; 0909.3070.

115. *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.
116. *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.
117. *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.
118. *Соловьев В. Г.* Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
119. *Воронов В. В., Соловьев В. Г.* Квазичастично-фононная модель ядра. IV. Фрагментация однофононных и двухквазичастичных состояний в сферических ядрах // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14, вып. 6. С. 1380–1442.
120. *Вдовин А. И., Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянов Ч.* Квазичастично-фононная модель ядра. V. Нечетные сферические ядра // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16, вып. 2. С. 245–279.
121. *Вдовин А. И., Соловьев В. Г.* Квазичастично-фононная модель ядра. III. Однофононные состояния в сферических ядрах // ЭЧАЯ. 1983. Т. 14, вып. 2. С. 237–285.
122. *Кузьмин В. А., Соловьев В. Г.* Описание  $T_>$  гигантских резонансов в сферических ядрах // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 620–627.
123. *Кузьмин В. А.* Высоколежащие гамов-теллеровские состояния в сферических ядрах // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 418–421.
124. *Чепурнов В. А.* Среднее поле нейтронов и протонов. Оболочки с  $N > 126$  и  $Z > 82$  // ЯФ. 1967. Т. 6, № 5. С. 955–960.
125. *Pomorski K., Ring P., Lalazissis G. et al.* Ground State Properties of the  $\beta$  Stable Nuclei in Various Mean Field Theories // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 624, No. 3. P. 349–369.
126. *Audi G., Wapstra A., Thibault C.* The Ame2003 Atomic Mass Evaluation. II. Tables, Graphs and References // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 729, No. 1. P. 337–676.
127. *Гиззаткулов М. Х., Пузынин И. В., Ямалеев Р. М.* Программа и метод решения радиального уравнения Шредингера со сферическим симметричным потенциалом. Препринт ОИЯИ Р11-10029. Дубна, 1976.
128. *Беспалова О. В., Бобошин И. Н., Варламов В. В. и др.* Нейтронные подоболочки четно-четных ядер Fe // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, № 1. С. 127–129.
129. *Беспалова О. В., Бобошин И. Н., Варламов В. В. и др.* Протонные подоболочки четно-четных изотопов железа // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, № 5. С. 675–677.
130. *Castel V., Hamamoto I.* Giant Spin Resonances and Effective  $M\lambda g$ -Factors // *Phys. Lett. B.* 1976. V. 65, No. 1. P. 27–30.
131. *Bes D. R., Broglia R. A., Nilsson B. S.* Microscopic Description of Isoscalar and Isovector Giant Quadrupole Resonances // *Phys. Rep.* 1975. V. 16, No. 1. P. 1–56.
132. *Rönquist T., Condé H., Olsson N. et al.* The  $^{54,56}\text{Fe}(n, p)^{54,56}\text{Mn}$  Reactions at  $E_n = 97$  MeV // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 563, No. 2. P. 225–246.

133. *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.
134. *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.
135. *Norbury J.W., Thompson M.N., Shoda K., Tsubota H.* Photoneutron Cross Section of  $^{54}\text{Fe}$  // *Aust. J. Phys.* 1978. V. 31, No. 6. P. 471–476.
136. *Bowles T.J., Holt R.J., Jackson H.E. et al.* Photon Scattering Studies of the Giant Dipole Resonance in Medium Weight Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1981. V. 24, No. 5. P. 1940–1951.
137. *Petersen D.F., Veje C.J.* Collective  $1^-$  Excitations Involving a Charge Exchange // *Phys. Lett. B.* 1967. V. 24, No. 9. P. 449–453.
138. *Джиоев А.А., Вдовин А.И., Пономарев В.Ю., Вамбах Й.* Резонанс Гамова-Теллера в нагретых ядрах и астрофизические приложения // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2008. Т. 72. С. 294–298.
139. *Dzhioev A.A., Vdovin A.I., Ponomarev V. Yu. et al.* Gamow-Teller Strength Distributions at Finite Temperatures and Electron Capture in Stellar Environments // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81, No. 1. P. 015804.
140. *Anderson B.D., Lebo C., Baldwin A.R. et al.* Gamow-Teller Strength in the  $^{54}\text{Fe}(p,n)^{54}\text{Co}$  Reaction at 135 MeV // *Phys. Rev. C.* 1990. V. 41, No. 4. P. 1474–1485.
141. *Kuzmin V.A., Soloviev V.G.* Gamow-Teller  $\beta^+$  Decays and Strength Functions of  $(n,p)$  Transitions in Spherical Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 486, No. 1. P. 118–132.
142. *Sarriguren P., Moya de Guerra E., Álvarez-Rodríguez R.* Gamow-Teller Strength Distributions in Fe and Ni Stable Isotopes // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 716. P. 230–244.
143. *Niu Y.F., Colò G., Brenna M. et al.* Gamow-Teller Response within Skyrme Random-Phase Approximation Plus Particle-Vibration Coupling // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85, No. 3. P. 034314.
144. *Bender M., Dobaczewski J., Engel J., Nazarewicz W.* Gamow-Teller Strength and the Spin-Isospin Coupling Constants of the Skyrme Energy Functional // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65, No. 5. P. 054322.
145. *Paar N., Nikšić T., Vretenar D., Ring P.* Quasiparticle Random Phase Approximation Based on the Relativistic Hartree-Bogoliubov Model. II. Nuclear Spin and Isospin Excitations // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69, No. 5. P. 054303.
146. *Auerbach N., Bertsch G.F., Brown B.A., Zhao L.*  $\beta^+$  Gamow-Teller Strength in Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1993. V. 556, No. 2. P. 190–200.
147. *Caurier E., Zuker A.P., Poves A., Martínez-Pinedo G.* Full  $pf$  Shell Model Study of  $A = 48$  Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1994. V. 50, No. 1. P. 225–236.
148. *Langanke K., Dean D.J., Radha P.B. et al.* Shell-Model Monte Carlo Studies of  $fp$ -Shell Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 52, No. 2. P. 718–725.
149. *Suhonen J. T.* Value of the Axial-Vector Coupling Strength in  $\beta$  and  $\beta\beta$  Decays: A Review // *Front. Phys.* 2017. V. 5. P. 55.
150. *Bertsch G.F., Hamamoto I.* Gamow-Teller Strength at High Excitations // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 26, No. 3. P. 1323–1326.

151. *Grotz K., Klapdor H. V., Metzinger J.* The Quenching of Low-Energetic Nuclear Gamow–Teller Strength by  $\Delta$ -Excitations // *Phys. Lett. B.* 1983. V. 132, No. 1–3. P. 22–26.
152. *Rho M.* Pion Interactions within Nuclei // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1984. V. 34, No. 1. P. 531–582.
153. *Wakasa T., Sakai H., Okamura H. et al.* Gamow–Teller Strength of  $^{90}\text{Nb}$  in the Continuum Studied via Multipole Decomposition Analysis of the  $^{90}\text{Zr}(p, n)$  Reaction at 295 MeV // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 55, No. 6. P. 2909–2922.
154. *Yako K., Sakai H., Greenfield M. et al.* Determination of the Gamow–Teller Quenching Factor from Charge Exchange Reactions on  $^{90}\text{Zr}$  // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 615, No. 3–4. P. 193–199.
155. *Drozd S., Klemt V., Speth J., Wambach J.* Giant Gamow–Teller Resonances in Nuclei Described with Realistic Two-Body Interactions // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 166, No. 1. P. 18–22.
156. *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.
157. *Sagawa H., Colò G.* Tensor Interaction in Mean-Field and Density Functional Theory Approaches to Nuclear Structure // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2014. V. 76. P. 76–115.
158. *Cao L.-G., Zhang S.-S., Sagawa H.* Quenching Factor of Gamow–Teller and Spin Dipole Giant Resonances // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 5. P. 054324.
159. *Lesinski T., Bender M., Bennaceur K. et al.* Tensor Part of the Skyrme Energy Density Functional: Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76, No. 1. P. 014312.
160. *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.
161. *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.
162. *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.
163. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Stoyanov Ch.* The Skyrme-TQRPA Calculations of Electron Capture on Hot Nuclei in Pre-Supernova Environment // *Phys. Atom. Nucl.* 2016. V. 79, No. 6. P. 1019–1029.
164. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Stoyanov Ch.* Thermal Quasiparticle Random-Phase Approximation Calculations of Stellar Electron Capture Rates with the Skyrme Effective Interaction // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 2. P. 025801.
165. *Goriely S., Chamel N., Pearson J. M.* Hartree–Fock–Bogoliubov Nuclear Mass Model with 0.50 MeV Accuracy Based on Standard Forms of Skyrme and Pairing Functionals // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88, No. 6. P. 61302.
166. *Mustonen M. T., Engel J.* Global Description of  $\beta^-$  Decay in Even–Even Nuclei with the Axially-Deformed Skyrme Finite-Amplitude Method // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 93, No. 1. P. 14304.



167. *Ney E. M., Engel J., Li T., Schunck N.* Global Description of  $\beta^-$  Decay with the Axially Deformed Skyrme Finite-Amplitude Method: Extension to Odd-Mass and Odd-Odd Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 102, No. 3. P. 34326.
168. *Vesely P., Kvasil J., Nesterenko V. O. et al.* Skyrme Random-Phase-Approximation Description of Spin-Flip M1 Giant Resonance // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80, No. 3. P. 31302.
169. *Gambacurta D., Grasso M.* Second RPA Calculations with the Skyrme and Gogny Interactions // *Eur. Phys. J. A.* 2016. V. 52, No. 7. P. 198.
170. *Tselyaev V., Lyutorovich N., Speth J. et al.* Application of an Extended Random-Phase Approximation to Giant Resonances in Light-, Medium-, and Heavy-Mass Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94, No. 3. P. 34306.
171. *Roca-Maza X., Colò G., Sagawa H.* New Skyrme Interaction with Improved Spin-Isospin Properties // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86, No. 3. P. 031306.
172. *Wen P., Cao L.-G., Margueron J., Sagawa H.* Spin-Isospin Response in Finite Nuclei from an Extended Skyrme Interaction // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89, No. 4. P. 44311.
173. *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.
174. *Khan E., Van Giai N., Grasso M.* Collective Motions in Hot Exotic Nuclei: The Finite Temperature Continuum QRPA // *Nucl. Phys. A.* 2004. V. 731. P. 311–316.
175. *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.
176. *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.
177. *Skyrme T.H.R.* CVII. The Nuclear Surface // *Philos. Mag.* 1956. V. 1, No. 11. P. 1043–1054.
178. *Skyrme T.H.R.* The Effective Nuclear Potential // *Nucl. Phys.* 1958. V. 9, No. 4. P. 615–634.
179. *Vautherin D., Brink D.M.* Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction // *Phys. Lett. B.* 1970. V. 32, No. 3. P. 149–153.
180. *Vautherin D., Brink D.M.* Hartree-Fock Calculations with Skyrme's Interaction. I. Spherical Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1972. V. 5, No. 3. P. 626–647.
181. *Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.-G.* Self-Consistent Mean-Field Models for Nuclear Structure // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75, No. 1. P. 121–180.
182. *Stone J.R., Reinhard P.-G.* The Skyrme Interaction in Finite Nuclei and Nuclear Matter // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2007. V. 58, No. 2. P. 587–657.
183. *Dutra M., Lourenço O., Sá Martins J.S. et al.* Skyrme Interaction and Nuclear Matter Constraints // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85, No. 3. P. 035201.
184. *Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al.* A Skyrme Parametrization from Subnuclear to Neutron Star Densities. Part II. Nuclei Far from Stabilities // *Nucl. Phys. A.* 1998. V. 635, No. 1–2. P. 231–256.
185. *Giai N. V., Sagawa H.* Spin-Isospin and Pairing Properties of Modified Skyrme Interactions // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 106, No. 5. P. 379–382.

186. *Bartel J., Quentin P., Brack M. et al.* Towards a Better Parametrisation of Skyrme-Like Effective Forces: A Critical Study of the SkM Force // Nucl. Phys. A. 1982. V. 386, No. 1. P. 79–100.
187. *Reinhard P.-G., Dean D.J., Nazarewicz W. et al.* Shape Coexistence and the Effective Nucleon–Nucleon Interaction // Phys. Rev. C. 1999. V. 60, No. 1. P. 014316.
188. *Colò G., Cao L., Van Giai N., Capelli L.* Self-Consistent RPA Calculations with Skyrme-Type Interactions: The *skyrme\_rpa* Program // Comput. Phys. Commun. 2013. V. 184, No. 1. P. 142–161.
189. *Giai N. V., Stoyanov Ch., Voronov V. V.* Finite Rank Approximation for Random Phase Approximation Calculations with Skyrme Interactions: An Application to Ar Isotopes // Phys. Rev. C. 1998. V. 57, No. 3. P. 1204–1209.
190. *Severyukhin A. P., Stoyanov Ch., Voronov V. V., Giai N. V.* Quasiparticle Random Phase Approximation with Finite Rank Approximation for Skyrme Interactions // Phys. Rev. C. 2002. V. 66, No. 3. P. 34304.
191. *Bertsch G. F., Tsai S. F.* A Study of the Nuclear Response Function // Phys. Rep. 1975. V. 18, No. 2. P. 125–158.
192. *Krewald S., Klemt V., Speth J., Faessler A.* On the Use of Skyrme Forces in Self-Consistent RPA Calculations // Nucl. Phys. A. 1977. V. 281, No. 2. P. 166–206.
193. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Giai N. V.* A Separable Approximation for Skyrme Interactions and Charge-Exchange Excitations // J. Phys.: Conf. Ser. 2011. V. 267. P. 012025.
194. *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.
195. *Junde H., Su H., Dong Y.* Nuclear Data Sheets for  $A = 56$  // Nucl. Data Sheets. 2011. V. 112, No. 6. P. 1513–1645.
196. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Ponomarev V. Yu., Wambach J.* Thermal Effects on Neutrino–Nucleus Inelastic Scattering in Stellar Environments // ЯФ. 2011. T. 74. C. 1193–1201.
197. *Джюев А. А.* Гамов-теллеровские переходы в нагретых ядрах и астрофизические приложения // Сб. тр. Двенадцатой науч. конф. молодых ученых и специалистов ОИЯИ. Дубна, 2008. С. 114–117.
198. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Ponomarev V. Yu. et al.* Gamow–Teller Strength Distributions at Finite Temperature and Electron Capture in Stellar Environments // Proc. of the 11th Symp. on Nuclei in the Cosmos — PoS(NIC XI). V. 100. 2011. P. 28.
199. *Vdovin A. I., Dzhioev A. A., Ponomarev V. Yu., Wambach J.* Gamow–Teller Transitions in Hot Nuclei // Nucl. Theor. 2007. V. 26. P. 23–33.
200. *Vdovin A. I., Dzhioev A. A., Ponomarev V. Yu., Wambach J.* Beta-Decay and Electron Capture Rates for Hot Nuclei // The 2nd Intern. Conf. on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv 2008). 2009. P. 87–95.
201. *Dzhioev A. A., Vdovin A. I., Ponomarev V. Yu., Wambach J.* Gamow–Teller Transitions in Hot Nuclei and Astrophysical Applications // BgNS Trans. 2009. V. 13. P. 47–55.

202. *Severyukhin A. P., Voronov V. V., Stoyanov Ch., Giai N. V.* Nuclear Structure Calculations with a Separable Approximation for Skyrme Interactions // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 722. P. C123–C128.
203. *Fuller G.* Neutron Shell Blocking of Electron Capture during Gravitational Collapse // *Astrophys. J.* 1982. V. 252. P. 741–764.
204. *Bruenn S. W.* Stellar Core Collapse — Numerical Model and Infall Epoch // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1985. V. 58. P. 771–841.
205. *Martínez-Pinedo G.* Selected Topics in Nuclear Astrophysics // *Eur. Phys. J. Special Topics.* 2008. V. 156, No. 1. P. 123–149.
206. *Cooperstein J., Wambach J.* Electron Capture in Stellar Collapse // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 420, No. 3. P. 591–620.
207. *Grewe E.-W., Bäumer C., Dohmann H. et al.* The ( $d$ ,  $^2\text{He}$ ) Reaction on  $^{76}\text{Se}$  and the Double- $\beta$ -Decay Matrix Elements for  $A = 76$  // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78, No. 4. P. 044301.
208. *Zhi Q., Langanke K., Martínez-Pinedo G. et al.* The  $^{76}\text{Se}$  Gamow–Teller Strength Distribution and Its Importance for Stellar Electron Capture Rates // *Nucl. Phys. A.* 2011. V. 859. P. 172.
209. *Langanke K., Kolbe E., Dean D. J.* Unblocking of the Gamow–Teller Strength in Stellar Electron Capture on Neutron-Rich Germanium Isotopes // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63, No. 3. P. 032801.
210. *Kolbe E., Langanke K., Vogel P.* Weak Reactions on  $^{12}\text{C}$  within the Continuum Random Phase Approximation with Partial Occupancies // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 652, No. 1. P. 91–100.
211. *Langanke K., Martínez-Pinedo G., Sampaio J.M. et al.* Electron Capture Rates on Nuclei and Implications for Stellar Core Collapse // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 90, No. 24. P. 241102.
212. *Juodagalvis A., Sampaio J.M., Langanke K., Hix W.R.* Extended Pool of Electron-Capture Rates for Core-Collapse Supernovae Simulations // *J. Phys. G.* 2008. V. 35, No. 1. P. 014031.
213. *Hix W.R., Messer O.E.B., Mezzacappa A. et al.* Consequences of Nuclear Electron Capture in Core Collapse Supernovae // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91, No. 20. P. 201102.
214. *Sullivan C., O'Connor E., Zegers R.G.T. et al.* The Sensitivity of Core-Collapse Supernovae to Nuclear Electron Capture // *Astrophys. J.* 2016. V. 816, No. 1. P. 44; 1508.07348.
215. *Raduta A., Gulminelli F., Oertel M.* Modification of Magicity toward the Dripline and Its Impact on Electron-Capture Rates for Stellar Core Collapse // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 93, No. 2. P. 025803.
216. *Furusawa S., Nagakura H., Sumiyoshi K. et al.* Dependence of Weak Interaction Rates on the Nuclear Composition during Stellar Core Collapse // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95, No. 2. P. 025809.
217. *Raduta A.R., Gulminelli F., Oertel M.* Stellar Electron Capture Rates on Neutron-Rich Nuclei and Their Impact on Stellar Core Collapse // *Phys. Rev. C.* 2017. V. 95, No. 2. P. 025805.
218. *Yudin A.V., Hempel M., Blinnikov S.I. et al.* Asymmetric Nuclear Light Clusters in Supernova Matter // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2019. V. 483, No. 4. P. 5426–5433.

219. Nagakura H., Furusawa S., Togashi H. et al. Comparing Treatments of Weak Reactions with Nuclei in Simulations of Core-Collapse Supernovae // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2019. V. 240, No. 2. P. 38.
220. Pascal A., Giraud S., Fantina A. F. et al. Impact of Electron Capture Rates for Nuclei Far from Stability on Core-Collapse Supernovae // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101, No. 1. P. 015803.
221. Titus R., Sullivan C., Zegers R. G. T. et al. Impact of Electron-Captures on Nuclei near  $N = 50$  on Core-Collapse Supernovae // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2018. V. 45, No. 1. P. 014004.
222. Titus R., Ney E. M., Zegers R. G. T. et al. Constraints for Stellar Electron-Capture Rates on  $^{86}\text{Kr}$  via the  $^{86}\text{Kr}(t, {}^3\text{He} + \gamma)^{86}\text{Br}$  Reaction and the Implications for Core-Collapse Supernovae // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100, No. 4. P. 045805.
223. Zamora J. C., Zegers R. G. T., Austin S. M. et al. Experimental Constraint on Stellar Electron-Capture Rates from the  $^{88}\text{Sr}(t, {}^3\text{He} + \gamma)^{88}\text{Rb}$  Reaction at 115 MeV/u // *Ibid.* No. 3. P. 032801(R).
224. Джиоев А. А., Вдовин А. И., Пономарев В. Ю., Вамбах Й. Влияние температуры на захват электронов нейтронно-избыточными ядрами // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2009. Т. 73. С. 236–240.
225. Джиоев А. А., Вдовин А. И., Пономарев В. Ю., Вамбах Й. Зарядово-обменные переходы в нагретых ядрах // *ЯФ.* 2009. Т. 72. С. 1373–1384.
226. Möller P., Sierk A., Ichikawa T., Sagawa H. Nuclear Ground-State Masses and Deformations: FRDM(2012) // *Atom. Data Nucl. Data Tables.* 2016. V. 109–110. P. 1–204.
227. Dzhioev A. A., Langanke K., Martínez-Pinedo G. et al. Unblocking of Stellar Electron Capture for Neutron-Rich  $N = 50$  Nuclei at Finite Temperature // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101, No. 2. P. 025805.
228. Vdovin A. I., Dzhioev A. A., Stoyanov Ch. Thermal Quasiparticle Random-Phase Approximation Calculations of Electron Capture on Neutron-Rich Nuclei in Pre-Supernova Environment with the Skyrme Effective Interaction // *Nucl. Theory.* 2019. V. 38. P. 162–171.
229. Juodagalvis A., Langanke K., Hix W. R. et al. Improved Estimate of Electron Capture Rates on Nuclei during Stellar Core Collapse // *Nucl. Phys. A.* 2010. V. 848. P. 454–478.