

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М. В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Сидоров Семён Владимирович

**ВЛИЯНИЕ ТЕНЗОРНЫХ СИЛ
И Λ N-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С НАРУШЕНИЕМ
ЗАРЯДОВОЙ СИММЕТРИИ НА СТРУКТУРУ
ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР И Λ -ГИПЕРЯДЕР**

Специальность 1.3.15

Физика атомных ядер и элементарных частиц,
физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2024

Работа выполнена на кафедре общей ядерной физики физического факультета и в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействия атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель – **Третьякова Татьяна Юрьевна**,
кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты – **Беспалова Ольга Викторовна**,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
МГУ имени М.В. Ломоносова,
НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына,
старший научный сотрудник

Демьянова Алла Сергеевна,
доктор физико-математических наук,
ФГБУ “Национальный исследовательский
центр “Курчатовский институт”,
начальник лаборатории

Ефимов Александр Дмитриевич,
доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник,
ФГБУН Физико-технический институт
имени А.Ф. Иоффе РАН,
старший научный сотрудник

Защита диссертации состоится «19» апреля 2024 года в 15 часов на заседании диссертационного совета МГУ.013.2 Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Россия, Москва, Ленинские горы, д. 1, строение 5 (19-й корпус НИИЯФ МГУ), ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д.27) и на портале:
<https://dissovet.msu.ru/dissertation/2902>

Автореферат разослан «__» _____ 2024 г.

Телефон совета для справок: +7 (916) 8717750
Электронная почта: galan_lidiya@mail.ru

Ученый секретарь диссертационного совета

Л.И. Галанина

1 Введение

Атомное ядро представляет собой квантовую систему многих тел, составляющие нуклоны (протоны и нейтроны) которой подвержены сложным нуклон-нуклонным взаимодействиям, включающим спин- и изоспин-зависимые компоненты. Экспериментальные исследования атомных ядер выявили некоторую периодичность в изменении их индивидуальных характеристик, таких как энергии связи, спины, магнитные моменты, чётности, некоторые особенности α - и β -распадов основных и возбуждённых состояний атомных ядер. Успешное описание данных закономерностей для изотопов в долине стабильности было получено в рамках оболочечной модели ядра. Расчёты в подходах, основанных на ядерной модели оболочек, показали, что нуклон-нуклонные силы характеризуются короткодействующей центральной частью взаимодействия, компонентой, ответственной за многочастичные эффекты, а также существенной спин-орбитальной частью взаимодействия. Учёта данных особенностей ядерных сил, вообще говоря, достаточно для качественного описания основных характеристик ядер в долине стабильности. В то же время, новые экспериментальные данные по ядрам вдали от линии стабильности указывают на существенную роль иных факторов, среди которых подчёркивается роль тензорных корреляций [1] и нарушения зарядовой симметрии [2, 3].

Одним из наиболее ярких примеров явлений, обнаруженных в экзотических ядрах, является возникновение новых магических чисел. Появление локальных магических чисел связывается с увеличением расщепления между теми или иными одночастичными состояниями, что может являться проявлением тензорных сил. Так в работе [4] показано, что тензорное взаимодействие ответственно за появление локальных магических чисел $Z = 40$, $N = 56$. В этой же работе показано, что эволюция деформации ядер циркония вблизи $N = 40$ также может быть объяснена при учёте тензорной компоненты. В [5] обсуждается необходимость учёта тензорных сил для объяснения расщепления отдельных одночастичных уровней в изотопах олова и изотонах $N = 82$. Другим проявлением тензорного взаимодействия является возникновение островов инверсии – областей на NZ -диаграмме, в которых изотопы демонстрируют обратный порядок заселения одночастичных уровней. Так, относительно недавно была экспериментально подтверждена смена спин-чётности нечётных изотопов меди с $3/2^-$ на $5/2^-$ [6]. Данное изменение спин-чётности возникает начиная с нейтрон-избыточного изотопа ^{73}Cu и объясняется изменением порядка протонных уровней $2p_{3/2}$ и $1f_{5/2}$, описание которого возможно лишь при учёте вклада тензорных сил. Очевидно, характерное проявление тензорных корреляций в виде изменений в одночастичной структуре может играть немаловажную роль и при описании иных явлений, характерных для экзотических ядер, таких как возникновение нейтронной шубы [7] или нуклонного гало [8].

Отдельно отметим актуальность исследования тензорных сил в приложении к астрофизике. Одной из астрофизических проблем, находящихся на стыке с ядерной физикой, является описание хода звёздного, в частности, взрывного нуклеосинтеза. Происходящий на последних этапах эволюции звёзд главной последовательности, взрывной нуклеосинтез является одним из источников ядер тяжелее железа, генерируемых в ходе r-процесса. Во время r-процесса ядра находятся в условиях плотной и горячей сжимающейся материи, и ход сопровождающегося гравитационного коллапса во многом зависит от конкуренции отталкивающих сил давления

электронного газа и сил гравитационного притяжения. Поскольку давление и плотность электронного газа напрямую связаны со слабыми процессами в ядрах, такими как β^- -распад и e -захват, то описание этих процессов важно при моделировании взрыва сверхновой. Тензорное взаимодействие нуклонов может оказывать влияние на слабые переходы в канале $J^\pi = 1^+$ (Гамов-Теллеровские переходы), эффективно внося вклад в τ -процесс в целом.

Другим объектом для изучения особенностей как нуклон-нуклонных, так и гиперон-нуклонных взаимодействий, являются гиперядра с протонным или нейтронным избытком. Новые данные по зеркальным гиперядрам ${}^4_\Lambda\text{H}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$, полученные в эксперименте коллаборации STAR [9], указывают на важность учёта ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB) в легких Λ -гиперядрах. Данный эффект приводит к возникновению отличий между Λp и Λn -взаимодействием оказывает влияние на связанность гиперядер вблизи линий нуклонной стабильности. Учёт CSB, таким образом, важен при локализации линий нуклонной стабильности на карте гиперядер. Ранее влияние ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии исследовалось лишь в упомянутых Λ -гиперядрах, поэтому интерес представляет изучение роли CSB в более тяжелых изотопах.

Описание широкого круга явлений, включая тензорные силы и нарушение зарядовой симметрии, представляется удобным в едином подходе Хартри-Фока со взаимодействием в форме Скирма. Данная модель обладает рядом преимуществ. Во-первых, подход Хартри-Фока является самосогласованным и может быть дополнен процедурой Бардина-Купера-Шриффера для учёта парных корреляций без нарушения самосогласования. Во-вторых, данный подход может быть расширен для описания возбуждённых состояний ядра в рамках приближения случайных фаз. В-третьих, в модели имеется возможность включения отдельных вкладов взаимодействия, а также расширения на случай учёта большего числа типов частиц. Описание ядер и гиперядер, таким образом, можно вести в едином подходе. Наконец, Скирмовская форма взаимодействия удобна тем, что в приближении сил нулевого радиуса уравнения Хартри-Фока, в общем случае являющиеся интегро-дифференциальными, сводятся к дифференциальным, что существенно упрощает и ускоряет вычислительные процедуры. По этим причинам, подход Скирма-Хартри-Фока был использован на протяжении всей диссертационной работы.

Целью настоящей работы было:

- изучение влияния тензорных корреляций на структуру различных цепочек изотопов на примере ядер кремния в основном состоянии,
- исследование влияния тензорных корреляций на слабые процессы, обусловленные ГТ переходами, в нагретых ядрах никеля, находящихся в условиях горячей материи сверхновой,
- изучение влияния тензорных сил и нарушения зарядовой симметрии на структуру легких Λ -гиперядер,
- локализация линии протонной стабильности на гиперядерной карте изотопов и исследование роли нарушения зарядовой симметрии в данной задаче.

Для достижения поставленных целей были решены следующие **задачи**:

1. Расчёт одночастичной структуры и основных характеристик нейтрон-избыточных изотопов кремния в рамках подхода Хартри-Фока со взаимодействием Скирма и учёт спаривания нуклонов в модели Бардина-Купера-Шриффера. Изучение влияния тензорных сил на характеристики данных изотопов, а также величину парных нуклонных корреляций.
2. Вычисление силовых функций Гамов-Теллеровских (ГТ) переходов в изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, находящихся в условиях горячей звёздной материи, в рамках формализма теплового квазичастичного приближения случайных фаз (ТКПСФ). Изучение влияния тензорных корреляций и тепловых эффектов на распределение силы ГТ-переходов. Оценка скоростей слабых процессов в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$ на основе полученных силовых функций.
3. Расчёт основных характеристик легких Λ -гиперядер с учётом тензорных сил и ΛN -взаимодействия, нарушающего зарядовую симметрию.
4. Локализация линии протонной стабильности на карте Λ -гиперядер. Выяснение роли нарушения зарядовой симметрии в поиске связанных экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом.

Основные положения, выносимые на защиту

- Качественное описание расщепления между отдельными одночастичными состояниями в изотопах кремния требует учёта вкладов изовекторной и нейтрон-протонной компонент тензорных сил, сопоставимых по абсолютной величине и противоположных по знаку. Включение тензорного взаимодействия в обоих каналах при этом эффективно ослабляет как протонные, так и нейтронные парные корреляции в нейтрон-избыточных изотопах кремния.
- Тензорные силы увеличивают суммарную силу переходов типа Гамова-Теллера в нагретых изотопах $^{56,78}\text{Ni}$, ускоряя таким образом слабые реакции, сопутствующие γ -процессу в звёздах, претерпевающих гравитационный коллапс.
- Нарушение зарядовой симметрии, приводящее к отличиям между Λp - и Λn -взаимодействием, оказывает влияние на энергию связи Λ -гиперона в экзотических Λ -гиперядрах на уровне порядка 200 кэВ. Его учёт особенно важен при описании связанности Λ -гиперядер, находящихся непосредственно у границ нуклонной стабильности.
- Добавление Λ -гиперона к несвязанному ядру ^8C приводит к образованию гиперядра $^9_{\Lambda}\text{C}$, устойчивого к испусканию протонов. Кандидатами в связанные протон-избыточные гиперядра, нуклонный остов которых несвязан, являются также $^{17}_{\Lambda}\text{F}$, $^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и $^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Для связывания ядра ^{12}O требуется добавление двух Λ -гиперонов.

Научная новизна

- Обнаружено, что нейтрон-протонная и изовекторная компоненты тензорных сил сопоставимы по величине в нейтрон-избыточных ядрах кремния. Тензорные силы в данных ядрах вносят существенный вклад как в np -взаимодействие, так и взаимодействие

тождественных нуклонов. Данный эффект продемонстрирован на примере расщепления между различными одночастичными состояниями в цепочках изотопов кремния, в которых обнаружены сравнимые изменения в положении протонных и нейтронных уровней по мере увеличения числа нейтронов. Противоположный характер изменения данных расщеплений при этом указывает на отличие знаков вкладов от данных компонент тензорных сил. В изотопах кремния впервые показано, что тензорные силы эффективно приводят к уменьшению парных корреляций.

- В рамках приближения случайных фаз впервые произведены расчёты, включающие одновременно тензорные корреляции и тепловые эффекты среды. Полученные с учётом тензорного взаимодействия силовые распределения переходов Гамова-Теллера указывают на то, что тензорные корреляции и температурные эффекты взаимно усиливают друг друга, приводя к дальнейшему увеличению скоростей β^- -распада и e -захвата в ядрах, находящихся в условиях горячей материи коллапсирующей звезды.
- Предложен метод учёта нарушения зарядовой симметрии в гиперядрах в рамках подхода Скирма-Хартри-Фока. С помощью полученной модели получены оценки на величину нарушения зарядовой симметрии в протон- и нейтрон-избыточных гиперядрах углерода.
- Найдены новые кандидаты на протон-избыточные гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^9_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Найден пример связанного $\Lambda\Lambda$ -гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$. Показана важность учёта ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии при описании связанности гиперядер у линий нуклонной стабильности.

Предмет и объект исследования. Объектом исследования, выполненного в настоящей работе, являются экзотические ядра и Λ -гиперядра. Предметом исследования является влияние тензорных сил и ΛN -взаимодействия с нарушением зарядовой симметрии на характеристики ядер и гиперядер с нейтронным или протонным избытком.

Методология и методы исследования. Для описания тензорных сил и CSB в гиперон-нуклонном канале и изучения их влияния на свойства ядер и гиперядер был использован самосогласованный подход Хартри-Фока со взаимодействием в форме Скирма. Учёт парных корреляций производился в рамках теории Бардина-Купера-Шриффера. Для описания возбуждённых состояний ядер и силовых распределений переходов между этими состояниями использовалось приближение случайных фаз, дополненное формализмом термополевой динамики для включения тепловых эффектов. Наконец, свойства гиперядер рассчитывались в подходе Хартри-Фока, расширенном на случай трех типов частиц.

Научная и практическая значимость. Результаты, полученные в настоящей работе, могут использоваться для дальнейшего развития представлений о некоторых особенностях барион-барионных взаимодействий, на основе которых можно делать предсказания свойств ядер и ядерной материи при различных условиях.

Степень достоверности обеспечена использованием апробированных методик теоретических исследований и достигается подробным анализом полученных результатов и сравнением с имеющимися в различных работах экспериментальными данными и теоретическими оценками.

Личный вклад. В написанных в соавторстве работах основные результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично. Соискатель провел модификацию программного обеспечения, разработанного в НИИЯФ МГУ и ЛТФ ОИЯИ, и выполнил все необходимые расчёты. Автор принимал ключевое участие в постановке и решении задач и подготовке публикаций.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены автором на следующих конференциях:

- Межвузовская научная школа молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, Россия, (26-27 ноября 2018), (23-24 ноября 2020),
- 49th meeting of the Programme Advisory Committee for Nuclear Physics, ОИЯИ, Дубна, Россия, 22-23 января 2019,
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Москва, Россия, 11 апреля 2019,
- The XXIII International Scientific Conference of Young Scientists and Specialists, ОИЯИ, Дубна, Россия, 15-19 апреля 2019,
- Международная конференция по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра ЯДРО, (Дубна, Россия, 1-5 июля 2019), (Санкт-Петербург, Россия, 20-25 сентября 2021),
- Ломоносовские чтения 2020. Секция ядерной физики, Москва, МГУ, Россия, (23-30 октября 2020), (14-22 апреля 2022), (11 апреля 2023),
- Particles and Nuclei International Conference 2021, Лиссабон, Португалия, 5-10 сентября 2021,
- The 6th international conference on particle physics and astrophysics (ICPPA-2022), Москва, Россия, 29 ноября – 2 декабря 2022,
- XXV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, Дубна, Россия, 18-23 сентября 2023.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения, списка цитированной литературы и приложения. Общий объем диссертации составляет 115 страниц, включая 17 рисунков и 6 таблиц. Список литературы содержит 148 наименований.

Содержание работы

Во **введении** представлена актуальность темы исследований, сформулированы цели и задачи работы, основные положения, выносимые на защиту, изложена научная новизна, теоретическая и практическая значимость, а также достоверность полученных результатов, приведен список публикаций и конференций и отмечен личный вклад автора.

В **первой главе** рассматривается влияние тензорных сил на одночастичную структуру нейтрон-избыточных ядер кремния. В разделе 1.1 приводится описание модели Хартри-Фока с силами Скирма в стандартной форме и представлены детали используемого подхода, связанные с учётом парных корреляций в рамках модели БКШ. В разделе 1.2 показано, как в подходе Скирма-Хартри-Фока вводятся тензорные силы. В приближении сил Скирма тензорное взаимодействие вносит вклад в плотность энергии на уровне J^2 -членов [10]:

$$\mathcal{H}^t = \frac{1}{2}\alpha(\vec{J}_n^2 + \vec{J}_p^2) + \beta\vec{J}_n \cdot \vec{J}_p, \quad (1)$$

где $\vec{J}_{p,n}$ - протонные и нейтронные спиновые плотности:

$$\vec{J}_q(\vec{r}) = (-i) \sum_{i,m_s,m'_s} \phi_i^*(\vec{r}, m_s, q) [\nabla \times \vec{\sigma}] \phi_i(\vec{r}, m'_s, q). \quad (2)$$

Здесь ϕ_i – одночастичные волновые функции, m_s – проекция спина нуклона. Коэффициенты α и β представляют собой комбинацию параметров Скирма, связанных как с центральной, так и тензорной частью взаимодействия.

Из выражения (1) следует, что одним из проявлений тензорных сил является их влияние на спин-орбитальное расщепление между различными одночастичными уровнями. Данный эффект удобно анализировать на примере эволюции одночастичной структуры ядер в различных цепочках изотопов и изотонов. Большое количество работ посвящено исследованию тензорного np -взаимодействия, то есть влияния заполнения нейтронных (протонных) уровней на положение протонных (нейтронных). В то же время, из выражения (1) видно, что тензорные силы вносят вклад и во взаимодействие тождественных нуклонов (члены, пропорциональные J_n^2 и J_p^2). В диссертации исследована роль как изоскалярной, так и изовекторной составляющей тензорных сил в эволюции одночастичной структуры ядер на примере изотопов кремния как немагических ядер и никеля как магических ядер.

В разделе 1.3 приводится анализ влияния тензорных сил на свойства изотопов кремния. Основные результаты данного исследования отражены в [A9]. Расчёты проводились с двумя параметризациями нуклон-нуклонного взаимодействия: SLy5 [11] и SGII [12], каждая из которых обладает вариацией с тензорной компонентой [13, 14] (и такой же центральной частью). На рис. 1 представлены результаты расчётов одночастичной структуры изотопов кремния и показано изменение расщепления между различными одночастичными состояниями по мере увеличения числа нейтронов N в чётных изотопах. Включение тензорных сил приводит к изменениям в положении одночастичных состояний, описываемым правилом Оцуки [15]: по мере заполнения нейтронных уровней $j'_< = l' - 1/2$, расщепление между протонными уровнями $j_> = l + 1/2$ и $j_< = l - 1/2$ увеличивается, в то время как при заполнении нейтронных уровней

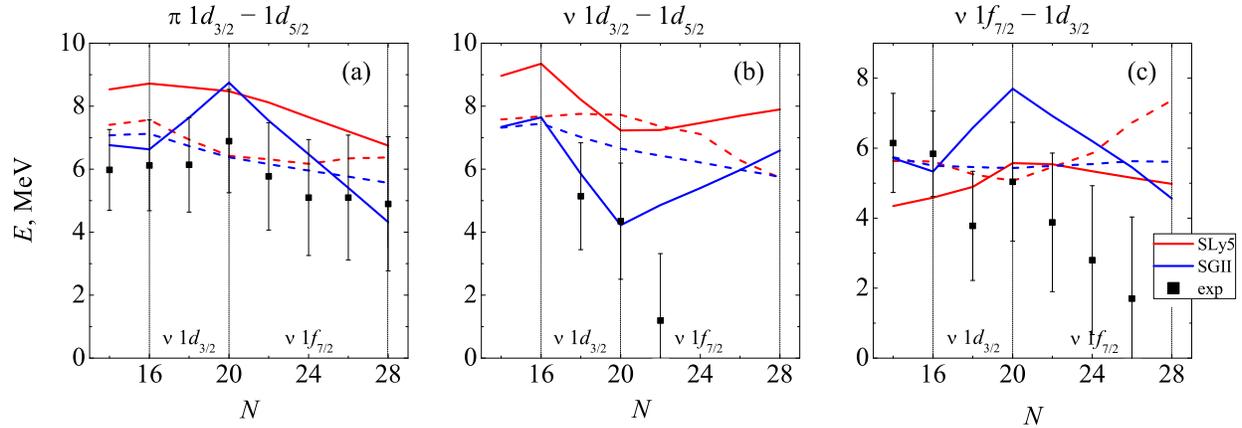


Рис. 1: Расщепление между протонными (a) и нейтронными (b) уровнями $1d_{3/2} - 1d_{5/2}$, а также нейтронными уровнями $1f_{7/2} - 1d_{3/2}$ (c) в изотопах кремния. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с учётом (без учёта) тензорных сил. Экспериментальные данные [16] показаны точками.

$j'_> = l' + 1/2$ наблюдается противоположный эффект. Открытым остается вопрос влияния тензорных сил на положение нейтронных состояний по мере увеличения числа нейтронов (влияние изовекторного тензорного взаимодействия). Согласно нашим расчётам, соответствующие эффекты сопоставимы по абсолютной величине со вкладом от нейтрон-протонных тензорных сил, но противоположны по знаку. Из зависимостей на рис. 1 видно, что включение тензорных сил позволяет качественно воспроизвести поведение расщепления между различными одночастичными уровнями [16], хотя получаемые оценки сильно зависят от параметризации как тензорных, так и центральных сил. При этом np - и nn тензорные силы дают максимальный вклад в случае магического ядра ^{34}Si , составляющий по абсолютной величине порядка 3 МэВ.

Изменение энергии одночастичных состояний E_{nlj} оказывает влияние на их заселённость n_{nlj} согласно зависимости, получаемой в рамках теории БКШ:

$$n_{nlj} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{E_{nlj} - \lambda}{\sqrt{(E_{nlj} - \lambda)^2 + \Delta^2}} \right), \quad (3)$$

где Δ – так называемая БКШ-щель, λ – химический потенциал нуклонов или энергия Ферми. Сдвиг одночастичных состояний за счёт учёта тензорных сил в изотопах кремния приводит к их удалению от поверхности Ферми, что в свое время должно приводить к увеличению заселения состояний ниже уровня Ферми и эффективному ослаблению парных корреляций. Данная закономерность продемонстрирована на рис. 2 как для протонных, так и для нейтронных состояний. Хотя в большинстве случаев изменения заселённости незначительны по сравнению с точностью спектроскопических данных [16], выбор той или иной параметризации сил Скирма может оказаться критическим при описании структуры магических ядер. В частности, парные корреляции протонов полностью исчезают в магическом ^{34}Si при включении тензорных сил во взаимодействие SGII.

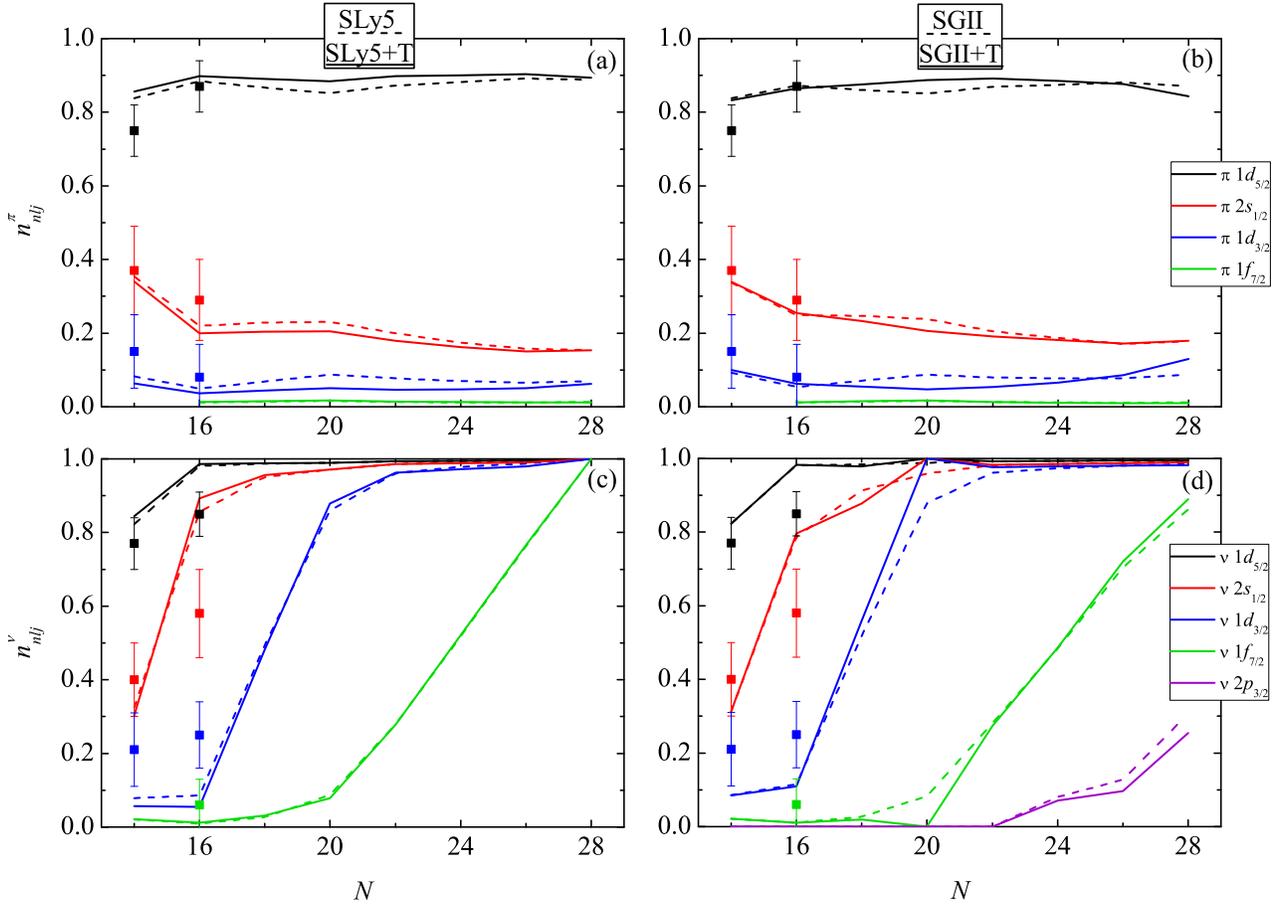


Рис. 2: Числа заполнения протонных (а, б) и нейтронных (с, д) состояний вблизи уровня Ферми в чётных изотопах кремния. Сплошными (пунктирными) линиями показаны расчёты с учётом (без учёта) тензорных сил. Экспериментальные данные [16] показаны точками.

Во **второй главе** диссертации рассматривается влияние тензорного взаимодействия на структуру и процессы, происходящие в ядрах при конечных температурах. Ненулевые температуры на уровне ядерных масштабов (т.е. выше 10^9 К или 0.1 МэВ) могут достигаться, например, в веществе звезды, претерпевающей гравитационный коллапс с последующим взрывом сверхновой. Динамика гравитационного коллапса и происходящего при этом r -процесса нуклеосинтеза во многом зависит от скоростей сопутствующих слабых реакций. В ходе коллапса e -захват и β -распад играют двоякую роль. Во-первых, e -захват уменьшает количество электронов, а значит, и давление вырожденного газа, инициируя и ускоряя гравитационный коллапс, в то время как β^- -распад действует в обратном направлении. Во-вторых, оба процесса являются основным источником нейтрино, которые могут свободно покидать звезду при плотностях $\rho < 10^{11}$ г/см³, унося энергию. Это эффективный механизм охлаждения, сдерживающий рост энтропии вещества звезды. В результате нуклоны в звёздной материи преимущественно связаны в ядрах. Таким образом, в диссертации сделан упор на описании именно слабых реакций в горячих ядрах как одном из ключевых факторов, оказывающих влияние на динамику коллапса звезды.

В экстремальных условиях, реализующихся при коллапсе, обе реакции в ядрах группы железа протекают за счёт переходов Гамов–Теллеровского типа (ГТ) [17], поэтому для расчёта скоростей необходимо знать распределение силы этих переходов. В разделе 2.1 освещено современное состояние проблемы описания ГТ-переходов в условиях холодной и нагретой материи. В данной работе слабые процессы рассмотрены в рамках теплового квазичастичного приближения случайных фаз (ТКПСФ, thermal quasiparticle random phase approximation, TQRPA), формализм которого изложен в разделах 2.2 и 2.3.

ТКПСФ основано на статистической формулировке ядерной задачи многих тел и позволяет получить зависимость силовой функции от температуры для зарядовообменных переходов, которыми описываются процессы e -захвата и β -распада. В [18–20] ТКПСФ-расчёты скоростей захвата электронов проводились с использованием феноменологического гамильтониана квазичастично-фононной модели (Quasiparticle-Phonon model, QPM) [21], параметры которого локально подгонялись под свойства рассматриваемых ядер. Для улучшения предсказательной способности ТКПСФ, в [22, 23] данный метод был совмещен с теорией функционала плотности энергии с силами Скирма. Полученная так называемая самосогласованная модель Скирма-ТКПСФ может давать более надежные предсказания для слабых процессов в ядрах вдали от линии стабильности.

Ключевым отличием ТКПСФ от классического приближения случайных фаз является возможность учёта как экзотермических, так и эндотермических переходов. Для расчёта скоростей e -захвата и β -распада горячих ядер в звёздной материи применяется метод, основанный на статистической формулировке ядерной задачи многих тел. В этом подходе вместо нахождения ГТ силы для отдельных термически возбуждённых состояний определяется усредненная зависящая от температуры силовая функция

$$S_{\text{GT}}^{\pm}(E, T) = \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 \sum_{if} p_i(T) B_{if}^{\pm}(\text{GT}) \delta(E - E_{if}). \quad (4)$$

Здесь $E_{if} = E_f - E_i + Q$ - энергия перехода, зависящая от энергий возбуждения E_i и E_f материнского и дочернего ядер, а также от разницы их масс $Q = M_f - M_i$. Определение (4) подразумевает, что при $T \neq 0$ энергия перехода может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Как следствие, ядра, стабильные в основном состоянии, могут претерпевать β -распад при конечной температуре. Скорости e -захвата и β -распада в терминах силовых распределений записываются как

$$\lambda^{ec} = \frac{\ln 2}{D} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{GT}}^+(E, T) \Phi^{ec}(E, \rho, T) dE, \quad (5)$$

$$\lambda^{\beta} = \frac{\ln 2}{D} \int_{-\infty}^{m_e c^2} S_{\text{GT}}^-(E, T) \Phi^{\beta}(E, \rho, T) dE. \quad (6)$$

Явные выражения для фазовых интегралов $\Phi^{ec}(E, \rho, T)$ и $\Phi^{\beta}(E, \rho, T)$ приведены в [24]. Эти интегралы зависят от энергетического распределения электронов и, как следствие, от их химического потенциала μ_e , который в свою очередь является функцией плотности ρ и температуры T . А именно, μ_e увеличивается с ростом плотности и уменьшением температуры. Скорость захвата электронов увеличивается по мере увеличения плотности и химического потенциа-

ла. Скорость β -распада, напротив, уменьшается по мере увеличения плотности вследствие блокировки распадов электронами с высоким химическим потенциалом.

Поскольку Скирм-ТКПСФ является продолжением подхода Скирм-Хартри-Фока, в этой модели также имеется возможность включения различных частей нуклон-нуклонного взаимодействия для изучения их влияния на различные свойства ядерной материи. В работах [14, 25] была отмечена важность учёта тензорных сил при расчёте спин-изоспиновой функции отклика. В диссертации рассматривается влияние тензорного взаимодействия на распределение силы зарядово-обменных переходов в атомных ядрах. При этом формализм Скирм-ТКПСФ использован для изучения совместного действия тепловых возбуждений и индуцированных тензорными силами корреляций на слабые процессы в звёздах для ядер области железного пика и нейтрон-избыточных ядер.

В рамках подхода Скирм-ТКПСФ тензорные силы могут оказывать проявление на уровне среднего поля (т.е. на этапе процедуры Хартри-Фока, освещенной в главе 1) и на уровне остаточных сил, учитываемых на этапе приближения случайных фаз. В целях упрощения численной процедуры ТКПСФ, остаточное тензорное взаимодействие бралось в так называемой сепарабельной форме, в которой секулярное уравнение ТКПСФ приобретает относительно простой вид. Выражение для сепарабельзованного остаточного тензорного взаимодействия имеет вид [14]:

$$V_{\text{ph}}^T = [V_{T1}(r_1, r_2) + V_{T1}(r_2, r_1) + V_{T2}(r_1, r_2)] \tau_1 \cdot \tau_2, \quad (7)$$

$$V_{T1} = \lambda_1 \sum_M T_{01M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2), \quad (8)$$

$$V_{T2} = \lambda_2 \sum_M r_1^2 T_{21M}(r_1, \sigma_1) r_2^2 T_{21M}^*(r_2, \sigma_2), \quad (9)$$

где $T_{LJM} = [Y_L \times \sigma]_M^J$ – сферическая гармоника. В [14] коэффициенты λ_1 (МэВ фм⁻²) и λ_2 (МэВ фм⁻⁴) выбирались так, чтобы воспроизводился центростатистический момент распределения ГТ и спин-квадрупольной силы. В [26] было показано, что $\lambda_{1,2}$ можно найти из соотношений

$$\lambda_1 \cdot A^2 = 4,33(\beta_T - \alpha_T), \quad (10)$$

$$\lambda_2 \cdot A^2 = 0,12(\beta_T - \alpha_T). \quad (11)$$

Согласно предсказаниям оболочечной модели, ⁵⁶Ni является одним из изотопов, вносящих наиболее существенный вклад в е-захват в начале гравитационного коллапса [27]. В работе [28] было показано, что ядра вблизи замкнутой нейтронной оболочки $N = 50$, такие как ⁷⁸Ni, оказывают большое влияние на плотность вырожденного электронного газа и, таким образом, на динамику коллапса. В силу увеличения фазового пространства для нейтрон-избыточных ядер с большими Q_β , β^- -распад этих ядер может конкурировать с захватом электронов.

Подход Скирм-ТКПСФ был использован для расчёта силовых распределений ГТ-переходов и скоростей слабых реакций в изотопах никеля ^{56,78}Ni, и результаты расчётов в данных изотопах представлены в разделе 2.4 и опубликованы в [A2, A8, A10]. Как и для расчётов в холодных ядрах, было использовано взаимодействие SGII+T. Кроме того, ТКПСФ-расчёты проводились с двумя параметризациями из серии TIJ [10]: T45 и T43. Данные взаимодействия

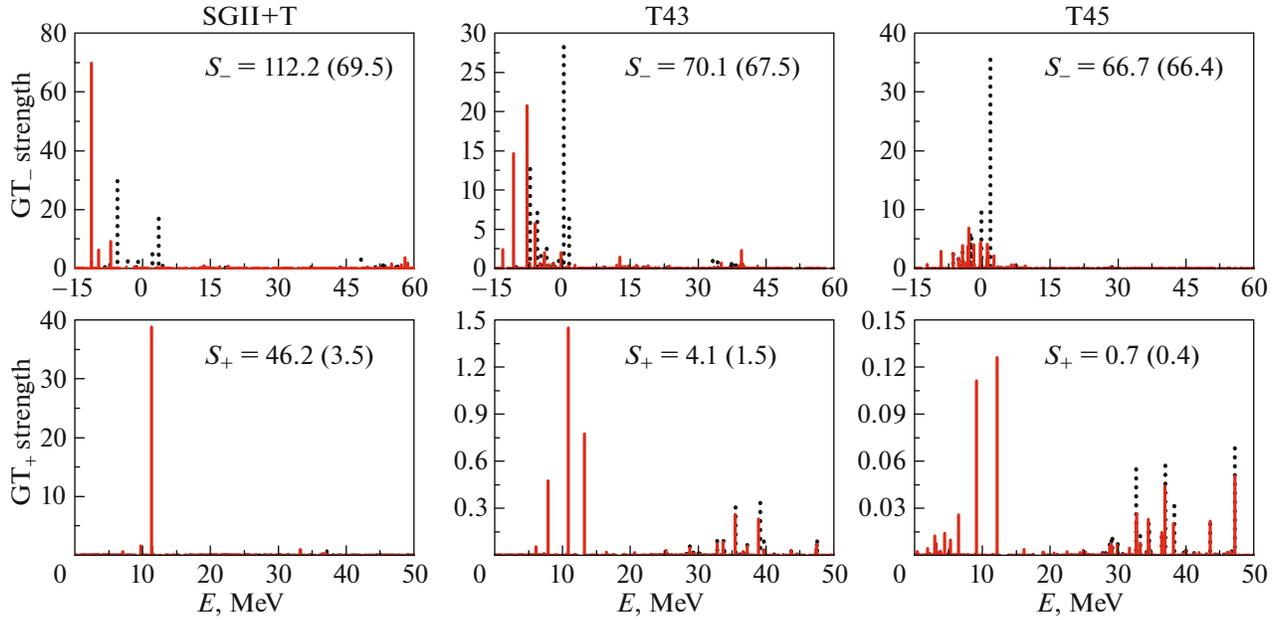


Рис. 3: Распределение силы GT_- (верхние графики) и GT_+ переходов (нижние графики) в ^{78}Ni , рассчитанные при $T = 0.5$ МэВ (штриховые пики) и $T = 2$ МэВ (сплошные пики). На каждом графике показаны суммарные GT_{\mp} силы, S_- и S_+ , для соответствующих температур (для $T = 0.5$ МэВ, значения S_{\mp} указаны в скобках).

отличаются величиной тензорной компоненты: SGII (T45) характеризуется тензорными силами наибольшей (наименьшей) амплитуды. Все три параметризации предсказывают замыкание последних одночастичных уровней в ^{56}Ni и ^{78}Ni , поэтому парными корреляциями в данных ядрах было пренебрежено.

На рис. 3 представлены рассчитанные силовые распределения GT_- (GT_+) переходов в ^{78}Ni , обуславливающих реакцию β^- -распада (e-захвата), при температурах $T = 0.5$ МэВ и $T = 2$ МэВ. Показано, что тензорные корреляции приводят к смещению центроида как GT_- , так и GT_+ силовых распределений в сторону более низких энергий (область более энергетически выгодных переходов), а также увеличивают суммарную силу переходов. Увеличение температуры приводит к аналогичным эффектам, а также увеличению фрагментации силовых распределений в результате теплового заселения возбуждённых состояний исходного ядра.

Рассчитанные скорости реакций β^- -распада и e-захвата в ^{78}Ni представлены на рис. 4 и 5 соответственно. Обнаружено, что тензорные силы и температурные эффекты приводят к увеличению скоростей слабых реакций. Увеличение плотности электронного газа приводит к росту химического потенциала электронов, что способствует ускорению e-захвата и замедлению β^- -распада.

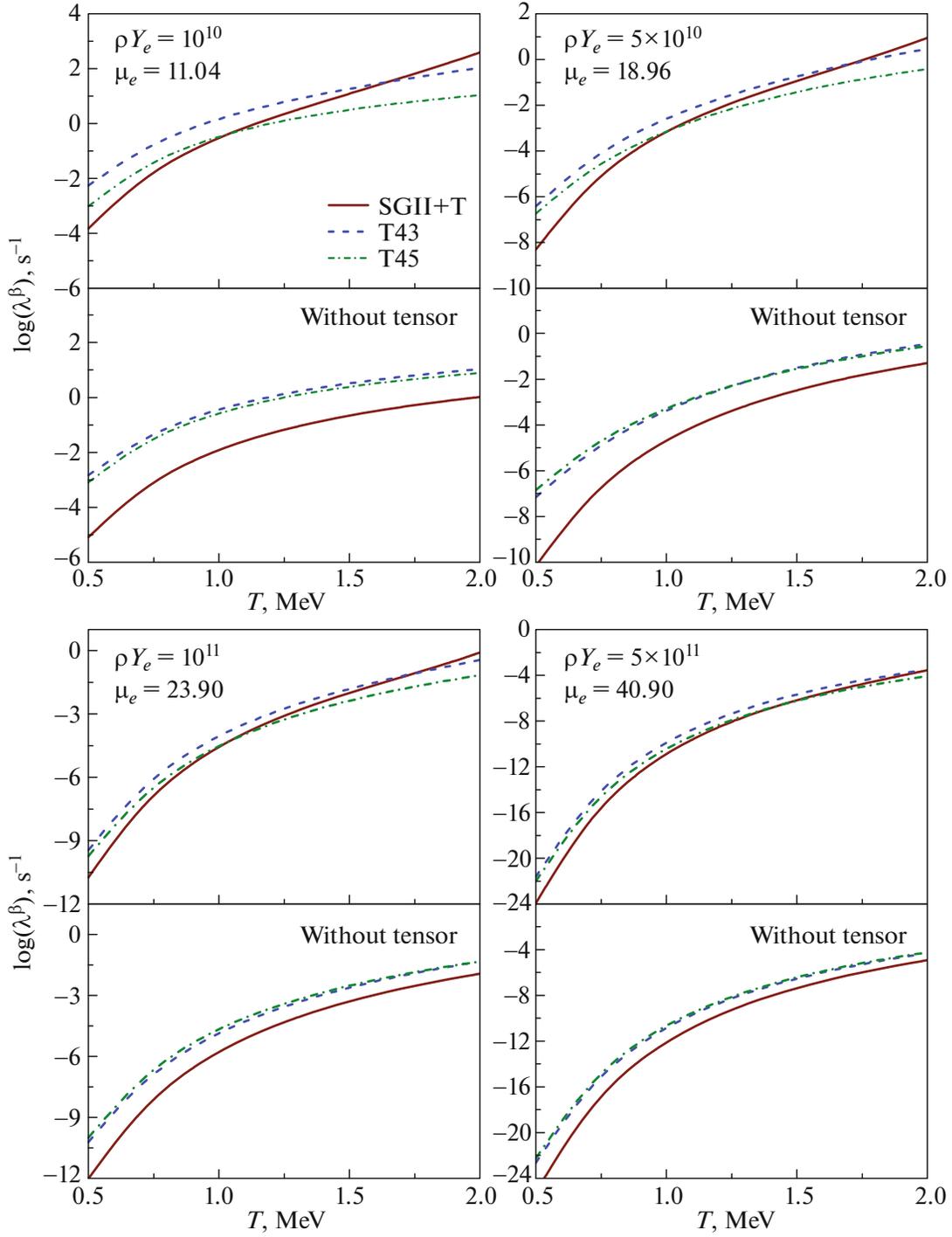


Рис. 4: Скорость β^- -распада ^{78}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ.

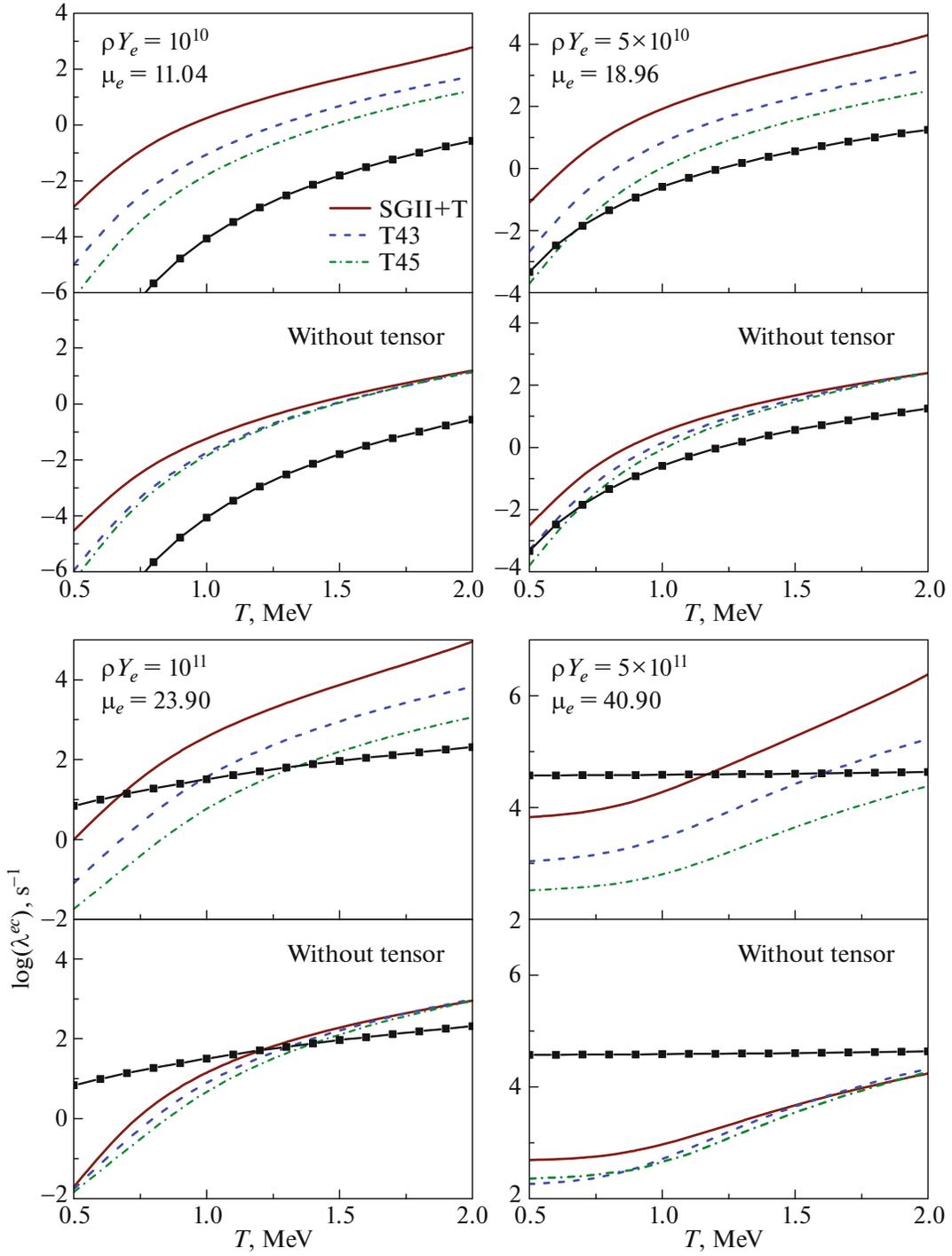


Рис. 5: Скорость захвата электронов в ^{78}Ni , рассчитанная при выбранных плотностях вырожденного электронного газа ρY_e ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}$) как функция температуры. Для каждого значения плотности показаны скорости, рассчитанные с учётом и без учёта тензорного взаимодействия. Химический потенциал электронного газа μ_e (МэВ) рассчитан для указанной плотности при температуре $T = 0.5$ МэВ. Черной линией с точками для сравнения показаны результаты расчётов в рамках оболочечной модели Large-scale shell model из [30].

Третья глава диссертации посвящена изучению влияния различных особенностей гиперон-нуклонных сил, таких как тензорные силы и нарушение зарядовой симметрии, на структуру легких экзотических (протон- и нейтрон-избыточных) Λ -гиперядер. В разделе 3.1 представлен обзор современного состояния экспериментальных и теоретических исследований в физике экзотических Λ -гиперядер, обсуждаются актуальность и перспективы данных исследований. В разделе 3.2 излагается формализм описания гиперядер в подходе Скирма-Хартри-Фока. Добавление в ядра нового типа частиц – Λ -гиперонов – требует учёта отдельно параметризуемого ΛN -взаимодействия, для которого также можно ввести тензорную компоненту. Вклад тензорных гиперон-нуклонных сил в плотность энергии гиперядра равен:

$$\mathcal{H}^t = \lambda_{tens} \vec{J}_\Lambda \cdot \vec{J}_N, \quad (12)$$

где J_Λ и J_N – гиперонная и нуклонная спиновая плотность, λ_{tens} – параметр взаимодействия. В приближении сферической симметрии спиновая плотность частицы, находящейся в одночастичном состоянии nlj , пропорциональна величине:

$$J \sim (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)). \quad (13)$$

В настоящей работе рассматривались только Λ -гиперядра в основном состоянии, в которых Λ -гиперон находится на s -оболочке. Поскольку для такого случая $J_\Lambda = 0$, тензорные силы не дают вклад в плотность энергии Λ -гиперядер, по крайней мере, в приближении сил Скирма.

Нуклон-нуклонная компонента тензорных сил, рассмотренная ранее для ядер кремния и никеля, оказывает влияние на характеристики гиперядер (и ядер), в которых имеются нуклоны выше $1s_{1/2}$ -состояния. Стоит отметить, однако, что эффекты тензорных сил растут с увеличением орбитального момента заполняемых уровней, приводя к существенным изменениям по мере заполнения sd -оболочки и далее. Как следствие, в легких гиперядрах с $A < 20$ влияние тензорных нуклон-нуклонных сил мало (эффекты порядка десятков кэВ для одночастичных состояний и энергии связи в наших расчётах).

Гиперядерные исследования открывают возможности для изучения иной особенности барион-барионных взаимодействий: нарушения зарядовой симметрии (charge symmetry breaking, CSB), обсуждаемого в разделе 3.3. В физике нестранных ядер различают зарядовую симметрию (тождественность сильного взаимодействия pp и nn) и зарядовую независимость (тождественность сильного взаимодействия pp , nn и np в одном и том же спиновом состоянии) и, соответственно, их нарушение. В гиперядрах CSB проявляется также в виде отличия между Λp - и Λn -взаимодействием, для рассмотрения которого различие понятий зарядовой симметрии и зарядовой независимости несущественно. В диссертации рассматривалось нарушение зарядовой симметрии именно в гиперон-нуклонном канале.

Во взаимодействии нуклонов CSB наблюдается лишь на фоне более сильного электромагнитного эффекта – кулоновского взаимодействия протонов. С этой точки зрения, взаимодействие Λ -гиперона с нуклонами выглядит идеальным источником информации о CSB в барионном секторе: вследствие нейтральности Λ -гиперона различие взаимодействий Λp и Λn определяется исключительно CSB. Однако данные о Λp -рассеянии очень скудны, а о Λn -рассеянии – вовсе отсутствуют. Информацию о CSB в ΛN -взаимодействии можно извлечь лишь из характеристик гиперядер. Это требует теоретического анализа многочастичных си-

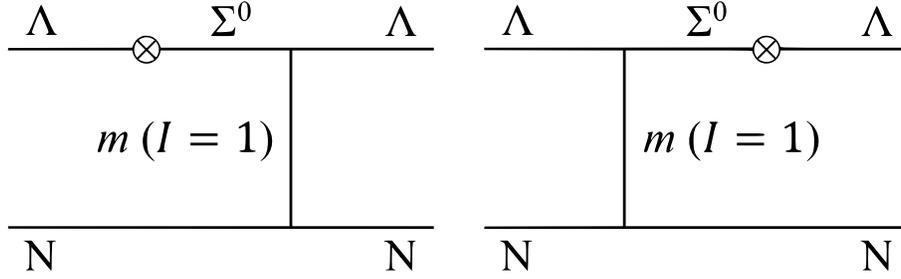


Рис. 6: Механизм нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии. В качестве переносчика взаимодействия выступает произвольный изовекторный мезон m

стем с учётом не только кулоновского взаимодействия протонов, но и более сложных эффектов ядерной среды, в частности, трехчастичных сил.

Нарушение зарядовой симметрии приводит к появлению в выражении для плотности энергии гиперядра членов, зависящих от разностей плотностей нуклонов $\rho_- = \rho_p - \rho_n$, $\tau_- = \tau_p - \tau_n$ и $J_- = J_p - J_n$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{N\Lambda}^{CSB} = & a_0^{CSB} \rho_\Lambda \rho_- - \frac{1}{8} a_4^{CSB} J_\Lambda J_- + \\ & + \frac{1}{4} a_1^{CSB} \left[\tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda + \frac{3}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right] + \\ & + \frac{1}{4} a_2^{CSB} \left[\tau_\Lambda \rho_- + \tau_- \rho_\Lambda - \frac{1}{2} \nabla \rho_\Lambda \nabla \rho_- \right], \end{aligned} \quad (14)$$

где a_i^{CSB} – параметры CSB-взаимодействия ΛN -взаимодействия, ρ_Λ – плотность Λ -гиперонов, τ_Λ – плотность их кинетической энергии, J_Λ – их спиновая плотность.

Для численной оценки параметров a_i^{CSB} в настоящей работе рассматривался механизм нарушения зарядовой симметрии в ΛN -взаимодействии, представленный на Рис. 6. Для такой диаграммы в [31] был получен следующий потенциал:

$$V_{CSB} = -0.0297 \tau_{3q} \cdot \frac{1}{\sqrt{3}} V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = \frac{1}{2}). \quad (15)$$

Здесь численный коэффициент был получен исходя из электромагнитного расщепления масс в октете барионов $J^\pi = 1/2^+$ [32]. Компонента изоспиновой матрицы Паули τ_{3q} дает 1 для протонов ($q = p$) и -1 для нейтронов ($q = n$). Коэффициент $\frac{1}{\sqrt{3}} = \langle 10 \frac{1}{2} m | \frac{1}{2} m \rangle$ связывает потенциал $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$ с потенциалом $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma^0 N)$, который и определяет вклад в диаграмму.

Для вычисления $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N, I = 1/2)$ (далее: $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$) в (15) необходимо использовать теоретические модели. Чаще всего в физике гиперядер применяются потенциалы мезонного обмена, получаемые на протяжении десятилетий в Неймегенском университете [33–37]. Однако непосредственно потенциалы взаимодействия свободных барионов при расчёте свойств многочастичных систем непригодны, по крайней мере, в рамках приближенных одночастичных методов, каким является, например, метод Хартри-Фока. Поэтому параллельно с развитием Неймегенских моделей методом теории Бракнера (G-матричный подход) были получены [34–38] эффективные взаимодействия гиперонов в ядерной материи, в том

Таблица 1: Параметры CSB-взаимодействия и энергия связи гиперона B_Λ в изотопах ${}^9_\Lambda\text{C}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная в модели Скирма-Хартри-Фока с использованием взаимодействий SLy4 и SLL4': без и с нарушением зарядовой симметрии

Модель	a_0^{CSB} , МэВ·фм ³	a_1^{CSB} , МэВ·фм ⁵	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$, МэВ
Без CSB	0	0	7.74	11.79	15.86
ESC08a	2.2660	-0.0092	7.68	11.80	15.92
ESC08b	3.7649	0.0776	7.64	11.80	16.00
D2	-5.6105	3.6480	7.83	11.79	15.73
NSC89	-6.5946	1.4628	7.89	11.79	15.64
D	-6.8277	8.1513	7.80	11.79	15.77
ESC16 при $k_F=0.8$ фм ⁻¹	1.4423	-0.2061	7.70	11.79	5.91
ESC16 при $k_F=1.3$ фм ⁻¹	0.5204	0.1242	7.73	11.79	5.87

числе $V(\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N)$, которые обычно параметризуются в виде суммы нескольких гауссоид. С помощью метода Лапласа можно далее перейти от взаимодействия в форме Гаусса к силам нулевого радиуса – силам Скирма, получив таким образом оценку для параметров a_i^{CSB} . Данная процедура в настоящей работе была проведена для параметров a_0^{CSB} и a_1^{CSB} . Параметр a_2^{CSB} был взят равным нулю вследствие малой величины ΛN -сил в P -волне, в которой работает данный член взаимодействия. Слагаемое, содержащее a_4^{CSB} , автоматически равно нулю, поскольку пропорционально $J_\Lambda = 0$ для Λ -гиперонов в s -состоянии.

Влияние CSB на свойства гиперядер было рассмотрено на примере гиперядер углерода. Результаты данного исследования представлены в [A5]. В Табл. 1 приведены полученные методом Лапласа величины параметров a_0^{CSB} и a_1^{CSB} в рамках моделей ESC08a и ESC08b [34], NSC89 [35], D [36], D2 [38] и ESC16 [37]. Со всеми полученными наборами параметров a_i^{CSB} были проведены расчёты для гиперядер углерода с нейтронным и протонным избытком, и в Табл. 1 для экзотических гиперядер ${}^9_\Lambda\text{C}$ и ${}^{23}_\Lambda\text{C}$, а также симметричного гиперядра ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ представлены найденные величины энергии связи гиперона B_Λ

$$B_\Lambda({}^A_\Lambda Z) = B({}^A_\Lambda Z) - B({}^{A-1}Z), \quad (16)$$

где B - энергия связи ядра. Для сопоставления в первой строке указаны полученные оценки энергий связи гиперона без CSB-взаимодействия. Мы убеждаемся, что нарушение зарядовой симметрии не оказывает влияние на симметричное гиперядро ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ (с точностью до погрешности численных расчётов в 0.01 МэВ). Вклад CSB оказался наиболее ощутимым при использовании параметризации NSC89: около 150 кэВ для ${}^9_\Lambda\text{C}$ и 220 кэВ для ${}^{23}_\Lambda\text{C}$. Как видно, энергия связи гиперона в протон-избыточном ${}^9_\Lambda\text{C}$ увеличивается при учёте CSB в рамках моделей D, D2 и NSC89 и уменьшается в остальных моделях. Данные разногласия объясняются тем, что основное состояние гиперядер с чётным числом нейтронов и чётным числом протонов (коими являются ${}^9_\Lambda\text{C}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$ и ${}^{23}_\Lambda\text{C}$) описывается как смесь синглетного и триплетного состояний ΛN -пары. Хотя анализ новых экспериментальных данных по ${}^4_\Lambda\text{H}$ и ${}^4_\Lambda\text{He}$ [9] дал информацию

Таблица 2: Энергия связи гиперона B_Λ в изотопах ${}^9_\Lambda\text{C}$, ${}^{13}_\Lambda\text{C}$, ${}^{23}_\Lambda\text{C}$, полученная с использованием взаимодействий SLy4 и $\text{SLL4}'$ с силами, зависящими от плотности, и тройными силами

Многочастичные эффекты	CSB	$B_\Lambda({}^9_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{13}_\Lambda\text{C})$, МэВ	$B_\Lambda({}^{23}_\Lambda\text{C})$, МэВ
Силы, зависящие от плотности	нет CSB	7.58	11.79	15.54
Трехчастичные силы	нет CSB	7.74	11.79	15.86
Силы, зависящие от плотности	NSC89	7.72	11.79	15.34
Трехчастичные силы	NSC89	7.89	11.79	15.64

о характере CSB-взаимодействия в обоих каналах, характер их совместного действия менее очевиден. Более того, разные модели по разному описывают даже синглетное и триплетное взаимодействия по отдельности, что приводит к соответствующим отличиям для сил, усредненных по спину.

В диссертации рассмотрен еще один механизм, приводящий к нарушению зарядовой симметрии. Известно, что чисто двухчастичное ΛN -взаимодействие не позволяет количественно описать спектры одночастичных состояний в Λ -гиперядрах и требуется учёт многочастичных эффектов в форме трехчастичных ΛNN -сил или ΛN -сил, зависящих от плотности [39–41]. Во втором случае силы обычно выбираются пропорциональными некоторой степени суммарной нуклонной плотности, в результате чего взаимодействие оказывается зарядово симметричным. Однако трехчастичные силы нулевого радиуса приводят к зависимости плотности энергии не только от ρ_N , но и от ρ_- [39, 42]:

$$\mathcal{E}_{N\Lambda}^{(3)} = \frac{1}{4}u_3\rho_\Lambda(\rho_N^2 + 2\rho_p\rho_n) = \frac{1}{8}u_3\rho_\Lambda(\rho_N^2 - \rho_-^2), \quad (17)$$

где u_3 – параметр взаимодействия, ρ_N – плотность нуклонов. Фактически здесь возникает эффект нарушения зарядовой симметрии многочастичной природы, не имеющий аналога в подходе Скирма-Хартри-Фока для нестранных ядер. Его физическая причина состоит в том, что в гиперядре принцип Паули запрещает часть состояний Λpp и Λnn , вследствие чего трехчастичные силы становятся менее эффективны в системах с резко нарушенной изоспиновой симметрией. Такой эффект отсутствует, если многочастичное взаимодействие изначально считается зависящим лишь от ρ_N .

Из (17) видно, что нарушение зарядовой симметрии за счёт трехчастичного взаимодействия является квадратичным по проекции изоспина системы, в то время как «традиционные» нарушающие зарядовую симметрию силы приводят к линейной зависимости. Для оценки вклада данного эффекта были проведены расчёты с ΛN взаимодействием $\text{SLL4}'$, в котором в одном случае учитывались силы, зависящие от плотности, а в другом – тройные силы. Результаты расчётов без учёта CSB и с CSB-взаимодействием NSC89 представлены в Табл. 2.

Как видно, вклад от квадратичного члена ρ_-^2 в тройных силах сопоставим со вкладом непосредственно CSB взаимодействия, и эти два вклада взаимно усиливают друг друга для протон-избыточного ${}^9_\Lambda\text{C}$ и гасят друг друга для нейтрон-избыточного ${}^{23}_\Lambda\text{C}$. Для CSB-взаимодействий типа ESC08a и ESC08b конкуренция между этими эффектами происходит противоположным образом в силу противоположного знака взаимодействия.

В разделе 3.4 рассматривается задача локализации линии протонной стабильности на карте гиперядер. Информация об особенностях нарушения зарядовой симметрии в данной области гиперядер крайне важна, поскольку найденные тонкие эффекты могут оказывать влияние на связанность гиперядер с большим избытком протонов. Хотя представляется разумным предполагать, что линии нуклонной стабильности на гиперядерной NZ -диаграмму по большей части проходят там же, где и на обычной, ядерной NZ -диаграмме, притягивающее ΛN -взаимодействие может приводить к случаям, когда исходное ядро несвязано и находится прямо за границей карты изотопов, в то время как соответствующее гиперядро оказывается связанным. Иными словами, добавление Λ -гиперона может сдвигать линии нуклонной стабильности. В протон-избыточной области был экспериментально зафиксирован один такой пример: гиперядро ${}^7_{\Lambda}\text{Be}$, нуклонный остов которого ${}^6\text{Be}$ не связан. В настоящее время интерес к экзотическим гиперядрам возрос в связи новыми заявляемыми экспериментами по столкновению тяжелых ионов, в частности, на NICA (Дубна, Россия) и FAIR (Дармштадт, Германия). В подобных экспериментах можно синтезировать и изучать свойства гиперядер, вообще говоря, произвольного состава, в том числе с большим избытком протонов или нейтронов. В диссертации сделаны теоретические предсказания для области более тяжелых протон-избыточных гиперядер $5 \leq Z \leq 20$.

Для того, чтобы проверить, связано ли ядро по отношению к испусканию протона или двух протонов, необходимо рассчитать соответствующую энергию отделения. Следует отметить, что подход Хартри-Фока со взаимодействием Скирма зачастую приводит к пересвязыванию легких протон-избыточных ядер. В частности, в проведенных расчётах все ядра, находящиеся сразу за линией протонной стабильности, оказались связанными. По этой причине, в работе не рассчитывалась энергия отделения протонов $S_{p,2p}$ в соответствующих гиперядрах по определению. Вместо этого, были использованы соотношения:

$$S_p({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B({}^A(Z-1)) = S_p({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^p({}^{A+1}Z), \quad (18)$$

$$S_{2p}({}^{A+1}_{\Lambda}Z) = B({}^{A+1}_{\Lambda}Z) - B({}^{A-1}(Z-2)) = S_{2p}({}^AZ) + \delta B_{\Lambda}^{2p}({}^{A+1}Z). \quad (19)$$

где B – энергия связи ядра или гиперядра и

$$\delta B_{\Lambda}^p({}^{A+1}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}Z) - B_{\Lambda}({}^A(Z-1)), \quad (20)$$

$$\delta B_{\Lambda}^{2p}({}^{A+1}Z) = B_{\Lambda}({}^{A+1}Z) - B_{\Lambda}({}^{A-1}(Z-2)). \quad (21)$$

Энергии отделения протонов в ядрах при этом были взяты из эксперимента, в то время как энергии связи Λ -гиперона в отсутствие экспериментальных данных рассчитывались в подходе Скирма-Хартри-Фока.

Изложенный подход был использован для предсказания связанности различных легких протон-избыточных Λ -гиперядер [A1, A3, A4, A6, A7]. На рис. 7а приведены результаты расчётов в гиперядре ${}^9_{\Lambda}\text{C}$. По вертикальной оси отложена энергия отделения протонов $S_{2p}({}^9_{\Lambda}\text{C})$. Для определения того, какие взаимодействия наиболее реалистично описывают гиперядра с данной массой, по горизонтальной оси показаны рассчитанные энергии связи Λ -гиперона в гиперядрах ${}^9_{\Lambda}\text{B}$ и ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$, для которых известны экспериментальные значения. Горизонтальными линиями отмечены энергии связи гиперона $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$ (левые точки) и $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ (правые точки).

Как видно, расчёты с различными взаимодействиями, как правило, занижают известные энергии связи (отмеченные в виде заштрихованных областей) на несколько десятых МэВ.

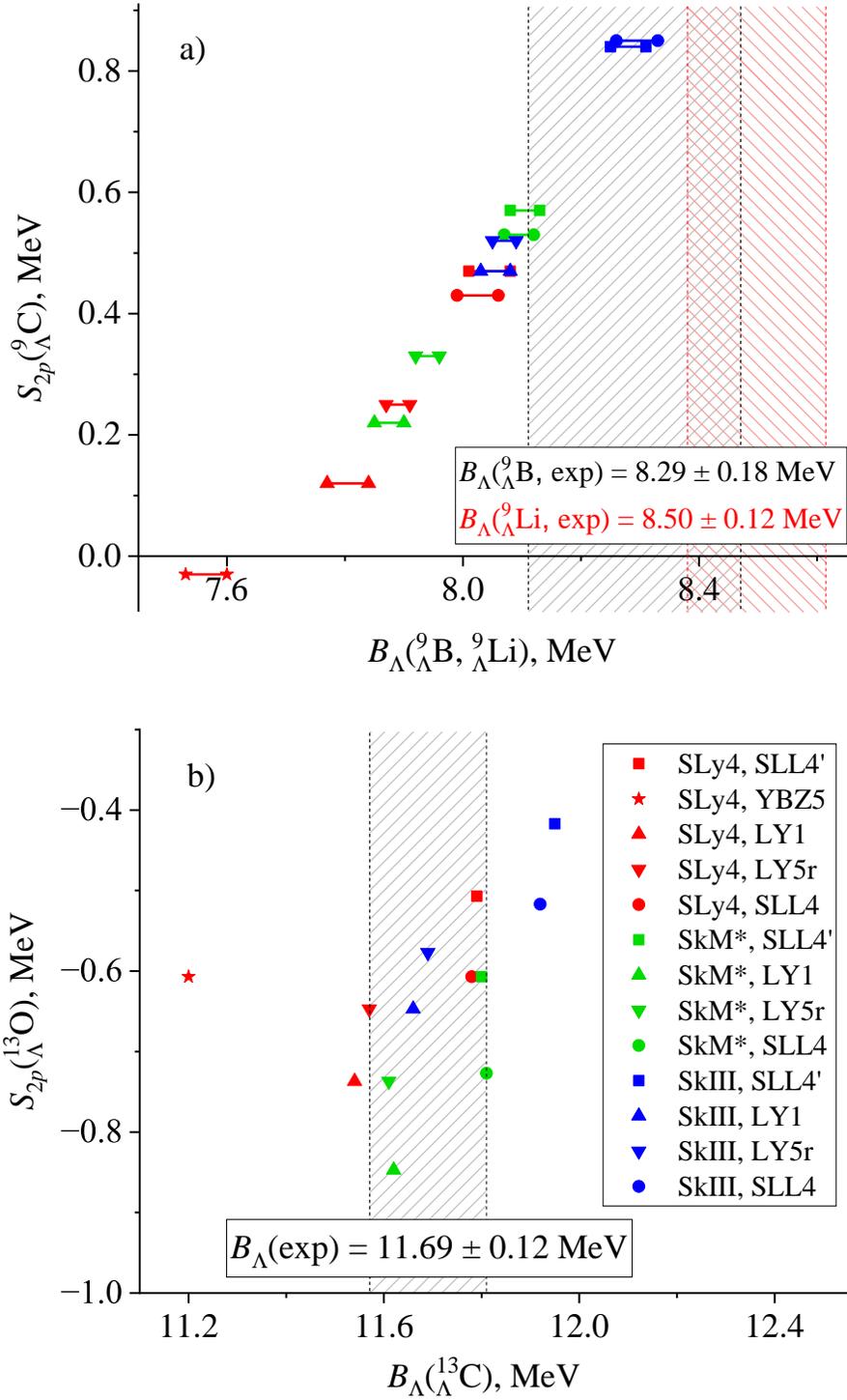


Рис. 7: Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^9_{\Lambda}\text{C}$ (a) и ${}^{13}_{\Lambda}\text{O}$ (b) как функция энергии связи Λ -гиперонов в соседних гиперядрах. Левыми и правыми точками в каждой паре на рис. (a) отмечены $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$ и $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ соответственно. Заштрихованной областью показаны величины $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{B})$, $B_{\Lambda}({}^9_{\Lambda}\text{Li})$ и $B_{\Lambda}({}^{13}_{\Lambda}\text{C})$, полученные в эксперименте [43]. Цвета и символы отвечают расчётам с различными NN и ΛN взаимодействиями.

Таблица 3: Ядра за линией протонной стабильности, которые могут связаться Λ -гипероном. Указаны экспериментальные значения [44] энергии отделения одного (S_p) или двух (S_{2p}) протонов, а также диапазон значений δB_Λ , рассчитанных с различными параметризациями ΛN -взаимодействий.

Изотоп	S_p или S_{2p} , МэВ	δB_Λ , МэВ
^{16}F	$S_p = -0.531 \pm 0.005$	$\delta B_\Lambda^p = 0.37 \div 1.17$
^{19}Na	$S_p = -0.323 \pm 0.011$	$\delta B_\Lambda^p = 0.30 \div 0.36$
^{19}Mg	$S_{2p} = -0.76 \pm 0.06$	$\delta B_\Lambda^{2p} = 0.48 \div 0.72$

Заметим, что чем лучше воспроизводятся экспериментальные значения $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$, тем больше величина $S_{2p}(^9_\Lambda\text{C})$. В наиболее реалистичных случаях, когда точки попадают в заштрихованные области, $S_{2p}(^9_\Lambda\text{C}) > 0$. Энергия отделения двух протонов приближается к нулю только в случаях, когда $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{B})$ и $B_\Lambda(^9_\Lambda\text{Li})$ существенно занижены. Мы заключаем, таким образом, что энергия отделения двух протонов в $^9_\Lambda\text{C}$ положительна и гиперядро $^9_\Lambda\text{C}$ связано.

На рис. 7b показаны результаты для $^{13}_\Lambda\text{O}$. Здесь нами рассчитывалась величина $S_{2p}(^{13}_\Lambda\text{O})$ на основе формулы (19), где оба значения $B_\Lambda(^{13}_\Lambda\text{O})$ и $B_\Lambda(^{11}_\Lambda\text{C})$ неизвестны и рассчитывались в модели Скирма-Хартри-Фока. Гиперядро $^{13}_\Lambda\text{C}$ с известной величиной $B_\Lambda = 11.69 \pm 0.12$ МэВ [43] использовалось для проверки реалистичности данных расчётов. Видно, что большинство взаимодействий хорошо описывают $^{13}_\Lambda\text{C}$. При этом все параметризации дают значения $S_{2p}(^{13}_\Lambda\text{O})$ существенно ниже нуля, что свидетельствует о том, что $^{13}_\Lambda\text{O}$ не связано.

Аналогичным образом были рассмотрены свойства более тяжелых протон-избыточных гиперядер. Стоит отметить, что данных по энергии связи гиперонов B_Λ в этой области масс очень мало или они отсутствуют, поэтому сравнение расчётов Хартри-Фока с экспериментальными значениями B_Λ в гиперядрах-изобарах невозможно. Как и прежде, критический одно- или двухпротонный каналы распада рассматривались соответственно для нечётных Z и чётных Z изотопов, находящихся сразу за границей протонной стабильности. Энергии отделения протона и двух протонов во всех ядрах взяты из [44]. Эти значения сравнивались с рассчитанными значениями δB_Λ^p (или δB_Λ^{2p}) в соответствующих гиперядрах. На рис. 8a (рис. 8b) приведено сопоставление энергии отделения протонов с величиной δB_Λ^p (δB_Λ^{2p}), полученной с NN -взаимодействием SLy4 и различными ΛN -взаимодействиями для ядер с нечётным (чётным) Z . Единственным исключением здесь является изотоп ^{16}Ne , который в расчётах с SLy4 оказался несвязанным. Расчёты для этого ядра проведены с использованием параметризации NN -сил SkM*.

Из рис. 8 видно, что δB_Λ^p уменьшается вплоть до 0.1 МэВ при продвижении в область кальция. Величина δB_Λ^{2p} примерно вдвое больше, чем δB_Λ^p , и ведет себя аналогично. По-видимому, в силу настолько малой связывающей способности Λ -гиперона уже при $Z = 20$, можно не ожидать существование более тяжелых связанных гиперонов с несвязанным нуклонным остовом. В то же время, мы обнаружили, что несколько более легких ядер, таких как ^{16}F , ^{19}Na и ^{19}Mg , вероятно, связаны гипероном, так как энергии отделения протонов в этих ядра приближаются к предсказанному значению δB_Λ^p или δB_Λ^{2p} . Экспериментальные значения S_p в ^{16}F , ^{19}Na и S_{2p} в ^{19}Mg , а также диапазон δB_Λ^p (δB_Λ^{2p}), полученных при различных комбинациях NN - и ΛN -взаимодействий, представлены в Таблице 3.

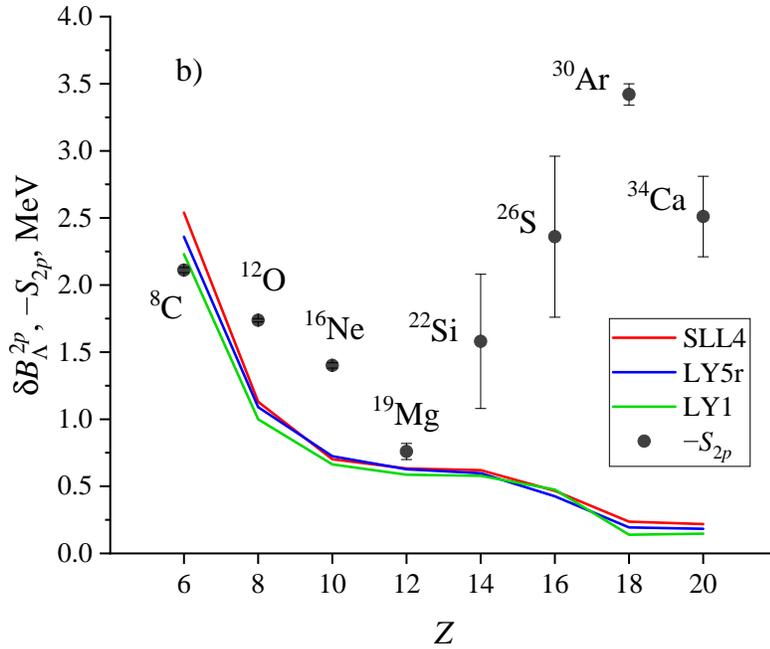
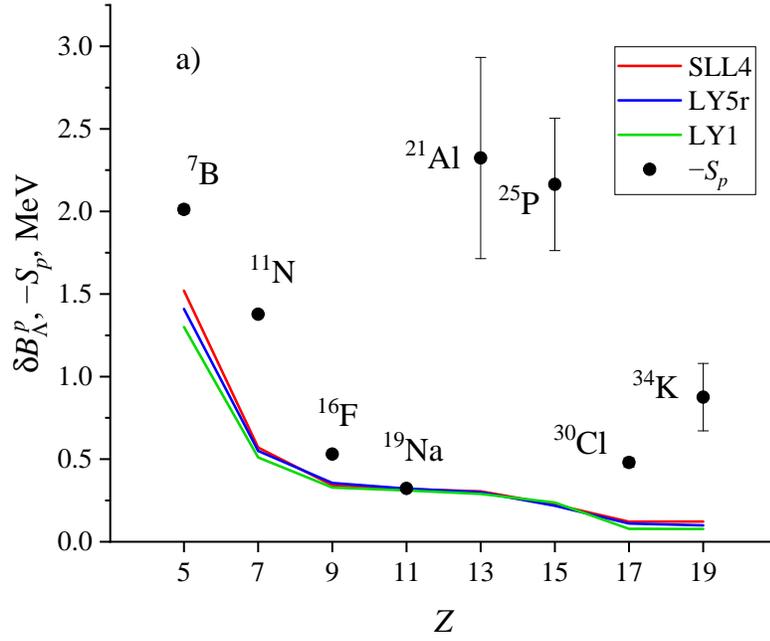


Рис. 8: Разница энергий связи гиперона δB_{Λ}^p в гиперядрах с нечётным Z (a) и δB_{Λ}^{2p} в гиперядрах с чётным Z (b). Разными линиями показана расчёты с различными параметризациями ΛN -взаимодействия Скирма. Точками отмечен модуль энергии отделения протона и двух протонов от нуклонных остовов на графиках (a) и (b), соответственно (данные взяты из [44]).

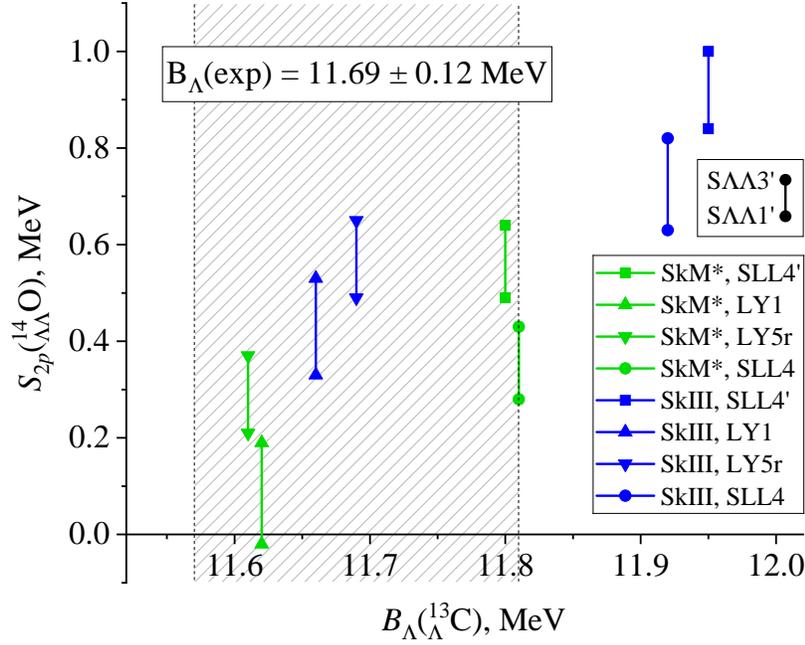


Рис. 9: Энергия отделения двух протонов S_{2p} в ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$. Верхними и нижними точками в каждой паре отмечены результаты, полученные с $\Lambda\Lambda$ -взаимодействиями SLL3' и SLL1' соответственно. Заштрихованной областью показана величина $B_{\Lambda}({}^{13}\text{C})$, полученная в эксперименте [43].

Из рис. 8 видно, что для всех остальных Z значения $|S_p|$ или $|S_{2p}|$ существенно превышают соответствующие δB_{Λ}^p или δB_{Λ}^{2p} . Поэтому других кандидатов, кроме ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$ и ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$ при $9 \leq Z \leq 20$, не обнаружено.

В $\Lambda\Lambda$ -гиперядрах связывающее свойство гиперона удвоено. Хотя синтез $\Lambda\Lambda$ -гиперядер представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу, а доступной информации мало [45], представляет интерес проверить, сможет ли второй гиперон связать ядро, если первого не достаточно. Для этого метод Скирма-Хартри-Фока был расширен для описания $\Lambda\Lambda$ -гиперядер в работе [46], где были предложены три $\Lambda\Lambda$ -взаимодействия Скирма: SLL1 (симуляция малого радиуса $\Lambda\Lambda$ -сил), SLL2 (средний радиус) и SLL3 (большой радиус). Данные наборы параметров подгонялись для случая сильного $\Lambda\Lambda$ -притяжения в соответствии с распространенными в то время представлениями.

Примером найденного связанного $\Lambda\Lambda$ -гиперядра является ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$, расчёты в котором представлены на рис. 9. Здесь вертикальные линии соединяют значения S_{2p} , полученные при использовании $\Lambda\Lambda$ -сил SLL1' (нижние точки) и SLL3' (верхние точки). Видно, что энергия отделения двух протонов явно положительна (кроме единственного случая, когда S_{2p} близка к нулю). Можно заключить, что гиперядро ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$ с большой вероятностью должно быть связанным.

В **заключении** представлены основные результаты работы:

- Поведение расщепления между отдельными одночастичными состояниями в цепочках нейтрон-избыточных изотопов кремния указывает на то, что изовекторная и нейтрон-

протонная компоненты тензорных сил сопоставимы по величине и противоположны по знаку. Обе компоненты эффективно ослабляют парные нуклон-нуклонные корреляции в данных ядрах.

- Тензорные силы увеличивают суммарную силу переходов Гамова-Теллера в нагретых изотопах никеля. Температурные эффекты и тензорные корреляции также взаимно усиливают друг друга, способствуя ускорению слабых реакций, сопутствующих γ -процессу в звёздах, претерпевающих гравитационный коллапс.
- Нарушение зарядовой симметрии, приводящее к отличиям между Λp - и Λn -взаимодействием, дает вклад в энергию связи Λ -гиперона в экзотических Λ -гиперядрах на уровне порядка 200 кэВ. Учёт данного тонкого эффекта важен при описании связанности Λ -гиперядер, находящихся непосредственно у границ нуклонной стабильности.
- Найдено новое связанное гиперядро с несвязанным нуклонным остовом: ${}^9_{\Lambda}\text{C}$. Показано, что кандидатами для таких гиперядер также являются ${}^{17}_{\Lambda}\text{F}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Na}$, ${}^{20}_{\Lambda}\text{Mg}$. Найден пример связанного $\Lambda\Lambda$ -гиперядра с несвязанным нуклонным остовом: ${}^{14}_{\Lambda\Lambda}\text{O}$.

Публикации автора по теме диссертации. Основные результаты по теме диссертационной работы изложены в 8 статьях, опубликованных в печатных изданиях, индексируемых Web of Science и/или Scopus.

- A1. Lanskoj D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Y. Proton drip line for light hypernuclei // Eur. Phys. Jour. A. – 2022. – **58**. P. 203. (IF=2.7, SJR=0.97)
- A2. Dzhioev A.A., Sidorov S.V., Vdovin A.I., Tretyakova T.Yu. Tensor Interaction Effects on Stellar Electron Capture and Beta-Decay Rates // Phys. At. Nucl. – 2020. – **83**. P. 143. (IF=0.4, SJR=0.238)
- A3. Sidorov S.V., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu. Light Λ -Hypernuclei Structure near Nucleon Stability Lines and Baryon Interactions // Phys. Part. Nucl. – 2022. – **53**. P. 415. (IF=0.4, SJR=0.236)
- A4. Сидоров С.В., Корнилова А.С., Ланской Д.Е., Третьякова Т.Ю. Стабильность легких экзотических Λ -гиперядер с несвязанным нуклонным остовом // Изв. РАН: Сер. Физ. – 2022. – **86**. С. 1104,
Sidorov S.V., Kornilova A.S., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu. Stability of Light Exotic Λ -Hypernuclei with Unstable Cores // Bull. RAS: Phys. – 2022. – 86. P. 924. (SJR = 0.21)
- A5. Ланской Д.Е., Михеев С.А., Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю. Гиперядра и нейтронные звёзды с гиперонными потенциалами, нарушающими зарядовую симметрию // ВМУ. Физ. Аст. – 2023. – **5**. 2350502.
Lanskoj D.E., Mikheev S.A., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu. Hypernuclei and Neutron Stars with Charge Symmetry Breaking Potential // Moscow University Physics Bulletin. – 2023. – 78. P. 623. (IF = 0.3, SJR = 0.16)
- A6. Kornilova A.S., Sidorov S.V., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu. Shift of the proton drip line by Λ -hyperons // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2023. – 20. – P. 1142. (IF = 0.5, SJR = 0.27)
- A7. Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Lanskoj D.E. Light Exotic Λ Hypernuclei // Proceedings of Science. – 2022. – **380**. 216. (SJR=0.12)
- A8. Sidorov S.V., Dzhioev A.A., Tretyakova T.Yu. Beta-decay and electron capture rates of hot nuclei in stellar matter // AIP Conference Proceedings. – 2019. – **2163**. 090013. (SJR=0.16)

Статьи в журналах, рекомендуемых ВАК:

- A9. Сидоров С.В., Третьякова Т.Ю. Влияние тензорного взаимодействия на структуру изотопов кремния // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2023. – Т. 5 – 2350201.
- A10. Сидоров С.В., Джиоев А.А., Третьякова Т.Ю. Скорости β^- -распада и e -захвата в нагретом ядре ^{56}Ni // Ученые записки физического факультета Московского университета. – 2019. Т. 2. – 1920101.

Список литературы

- [1] Otsuka T., Sorlin O., Suzuki T. *et al.* Evolution of shell structure in exotic nuclei // *Rev. Mod. Phys.* – 2020. – Vol. 92. – 015002.
- [2] Miller G., Opper A., Stephenson E. Charge Symmetry Breaking and QCD // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* – 2006. – Vol 56. – P. 253.
- [3] Achenbach P. Charge Symmetry Breaking in Light Hypernuclei // *Few-Body Syst.* – 2017. – Vol. 58. – 17.
- [4] Miyahara S., Nakada H. Shape evolution of Zr nuclei and roles of the tensor force // *Phys. Rev. C.* – 2018. – Vol. 98. – 064318.
- [5] Bano P., Vinas X., Routray T.R. *et al.* Finite-range simple effective interaction including tensor terms // *Phys. Rev. C.* – 2022. – Vol. 106. – 024313.
- [6] Olivier L., Franchoo S., Niikura M. *et al.* Persistence of the $Z = 28$ Shell Gap Around ^{78}Ni : First Spectroscopy of ^{79}Cu // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 119. – 192501.
- [7] Liliani N., Nugraha A.M., Diningrum J.P. *et al.* Impacts of the tensor couplings of ω and ρ mesons and Coulomb-exchange terms on superheavy nuclei and their relation to the symmetry energy // *Phys. Rev. C.* – 2016. – Vol. 93. – 054322.
- [8] Myo T., Kato K., Toki H. *et al.* Roles of tensor and pairing correlations on halo formation in ^{11}Li // *Phys. Rev. C.* – 2007. – Vol. 76. – 024305.
- [9] Abdallah M.S., Aboona B.E., Adam J. *et al.* Measurement of $^4_{\Lambda}\text{H}$ and $^4_{\Lambda}\text{He}$ binding energy in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV // *Phys. Lett. B.* – 2022. – Vol. 834. – 137449.
- [10] Lesinski T., Bender M., Bennaceur K. *et al.* Tensor part of the Skyrme energy density functional: Spherical nuclei // *Phys. Rev. C.* – 2007. – Vol. 76. – P. 014312.
- [11] 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. – Vol. 635. – P. 231.
- [12] Giai V. N. and Sagawa H. Spin-isospin and pairing properties of modified Skyrme interactions // *Phys. Lett. B.* – 1981. – Vol. – 106. – P. 379.
- [13] Colo G., Sagawa H., Fracasso S. *et al.* Spin-orbit splitting and the tensor component of the Skyrme interaction // *Phys. Lett. B.* – 2007. – Vol. 646. – P. 227.
- [14] Bai C., Zhang H., Zhang X. *et al.* Quenching of Gamow-Teller strength due to tensor correlations in ^{90}Zr and ^{208}Pb // *Phys. Rev. C.* – 2009. – Vol. 79. – 041301R.
- [15] Otsuka T., Suzuki T., Fujimoto R. *et al.* Evolution of nuclear shells due to the tensor force // *Phys. Rev. Lett.* – 2005 – Vol. 95 – 232502.

- [16] Bespalova O.V., Fedorov N.A., Klimochkina A.A. *et al.* Evolution of single-particle structure of silicon isotopes // Eur. Phys. Jour. A. – 2018. – Vol. 54. – 2.
- [17] Langanke K., Martinez-Pinedo G. Nuclear weak-interaction processes in stars // Rev. Mod. Phys. – 2003. – Vol. 75. – P. 819.
- [18] Dzhioev A., Vdovin A., Ponomarev V. *et al.* Charge-exchange transitions in hot nuclei // Phys. At. Nucl. – 2009. – Vol. 72. – P. 1320.
- [19] Dzhioev A., Vdovin A. Temperature effect for an inelastic neutrino scattering cross section // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. – 2010. – Vol. 74. – P. 487.
- [20] Dzhioev A., Vdovin A., Ponomarev V. *et al.* Gamow-Teller strength distributions at finite temperatures and electron capture in stellar environments // Phys. Rev. C. – 2010. – Vol. 81. – 015804.
- [21] Соловьев В. Теория атомного ядра: квазичастицы и фононы. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [22] Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov C. The Skyrme-TQRPA calculations of electron capture on hot nuclei in pre-supernova environment // Phys. At. Nucl. – 2016. – Vol. 79. – P. 1019.
- [23] Dzhioev A., Vdovin A., Stoyanov C. Thermal quasiparticle random-phase approximation calculations of stellar electron capture rates with the Skyrme effective interaction // Phys. Rev. C. – 2019. – Vol. 100. – P. 025801.
- [24] Langanke K., Martinez-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. – Vol. 673. – P. 481.
- [25] Bai C., Sagawa H., Zhang H. *et al.* Effect of tensor correlations on Gamow-Teller states in ^{90}Zr and ^{208}Pb // Phys. Lett. B. – 2009. – Vol. 675. – P. 28.
- [26] Severyukhin A., Sushenok E. Effect of complex configurations on the description of properties of ^{132}Sn beta decay // Phys. At. Nucl. – 2015. – Vol. 78. – P. 680.
- [27] Martinez-Pinedo G., Langanke K., Dean D. Competition of Electron Capture and Beta-Decay Rates in Supernova Collapse // Astrophys. J. Suppl. Ser. – 2000. – Vol. 126. – P. 493.
- [28] Sullivan C., O'Connor E., Zegers R. *et al.* The sensitivity of core-collapse supernovae to nuclear electron capture // Astrophys. J. – 2015. – Vol. 816. – P. 44.
- [29] Colo G., Cao L., Giai N.V. Self-consistent RPA calculations with Skyrme-type interactions: The `skyrme_rpa` program // Comp. Phys. Comm. – 2013. – Vol 184. – P. 142.
- [30] Caurier E., Langanke K., Martinez-Pinedo G. *et al.* Shell-model calculations of stellar weak interaction rates. I. Gamow-Teller distributions and spectra of nuclei in the mass range $A = 45 \sim 65$ // Nucl. Phys. A. – 1999. – Vol. 653. – P. 439.

- [31] Dalitz R., Von Hippel F. Electromagnetic $\Lambda - \Sigma^0$ mixing and charge symmetry for the Λ -Hyperon // Phys. Lett. – 1964. – Vol. 10. – P. 153.
- [32] Gal A. Charge symmetry breaking in Λ hypernuclei revisited // Phys. Lett. B. – 2015. – Vol. 744. – P. 352.
- [33] Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. III. A nucleon-nucleon and hyperon-nucleon analysis including contributions of a nonet of scalar mesons // Phys. Rev. D. – 1979. – Vol. 20. – P. 1633.
- [34] Yamamoto Y., Motoba T., Rijken T. G-matrix approach to Hyperon-Nucleus systems // Prog. Theor. Phys. Suppl. – 2010. – Vol. 185. – P. 72.
- [35] Maessen P.M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. Soft-core baryon-baryon one-boson-exchange models. II. Hyperon-nucleon potential // Phys. Rev. C. – 1989. – 40. – P. 2226.
- [36] Nagels M.M., Rijken T.A., de Swart J.J. Baryon-baryon scattering in a one-boson-exchange-potential approach. II. Hyperon-nucleon scattering // Phys. Rev. D. – 1977. – Vol. 15. – P. 2547.
- [37] Nagels M., Rijken Th., Yamamoto Y. Extended-soft-core baryon-baryon model ESC16. II. Hyperon-nucleon interactions // Phys. Rev. C. – 2019. – Vol. 99. – 044003.
- [38] Akaishi Y., Harada T., Shinmura S. *et al* Coherent $\Lambda - \Sigma$ Coupling in s -Shell Hypernuclei // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – P. 3539.
- [39] Rayet M. Skyrme parametrization of an effective Λ -nucleon interaction // Nucl. Phys. A. – 1981. – Vol. 367. – P. 381.
- [40] Millener D.J., Dover C.B., Gal. A. Λ -nucleus single-particle potentials // Phys. Rev. C. – 1988. – Vol. 38. – P. 2700.
- [41] Lanskoj D.E., Yamamoto Y. Skyrme-Hartree-Fock treatment of Λ and $\Lambda\Lambda$ hypernuclei with G -matrix motivated interactions // Phys. Rev. C. – 1997. – Vol. 55. – P. 2330.
- [42] Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu. Skyrme Interactions in Calculations of Hypernuclei by the Hartree-Fock Method // Sov. J. Nucl. Phys. – 1989. – Vol. 49 – P. 987.
- [43] Davis D., Pniewski J. Hypernuclei // Contemp. Phys. – 1986. – Vol. 27 – P. 91.
- [44] Wang M., Huang W., Kondev F. *et al*. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // Chinese Phys. C – 2021 – Vol. 45. – 030003.
- [45] Hiyama E., Nakazawa K. Structure of $S = -2$ Hypernuclei and Hyperon-Hyperon Interactions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2018 – Vol. 68. – P. 131.
- [46] Lanskoj D.E. Double- Λ hypernuclei in the Skyrme-Hartree-Fock approach and nuclear core polarization // Phys. Rev. C. – 1998 – Vol. 58. – P. 3351.

- [47] Takahashi H., Ahn J., Akikawa H. *et al.* Observation of a ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ Double Hypernucleus // Phys. Rev. Lett. – 2001 – Vol. 87 – 212502.
- [48] Minato F., Chiba S. Fission barrier of actinide nuclei with double- Λ particles within the Skyrme–Hartree–Fock method // Nucl. Phys. A. – 2011. – Vol. 856 – P. 55.